



HAL
open science

États chaotiques et effets de modulation dans des oscillateurs à vortex

Jeremy Létang Letang

► **To cite this version:**

Jeremy Létang Letang. États chaotiques et effets de modulation dans des oscillateurs à vortex. Autre [cond-mat.other]. Université Paris-Saclay, 2020. Français. NNT : 2020UPASS125 . tel-03007846

HAL Id: tel-03007846

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-03007846>

Submitted on 16 Nov 2020

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.

États chaotiques et effets de modulation dans les oscillateurs à vortex

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n° 575, Physique et ingénierie : électrons, photons, sciences du vivant (EOBE)
Spécialité de doctorat : Physique
Unité de recherche : Université Paris-Saclay, CNRS, Centre de nanosciences et de nanotechnologies, 91120 Palaiseau
Réfèrent : Faculté des Sciences d'Orsay

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 6 juillet 2020, par

Jérémy LÉTANG

Composition du jury:

Vincent CROS Directeur de recherche, CNRS, Unité mixte de Physique CNRS/Thales	Président
Ursula EBELS Ingénieur-Chercheur, CEA Grenoble, SPINTEC	Rapportrice et examinatrice
Nicolas VUKADINOVIC Ingénieur Expert, Dassault Aviation	Rapporteur et examinateur
Grégoire DE LOUBENS Chercheur CEA, CEA Saclay, SPEC	Examinateur
Laura THÉVENARD Chargée de recherche, CNRS, Sorbonne Université, INSP	Examinatrice
Joo-Von KIM Chargé de recherche, CNRS, Université Paris-Saclay, C2N	Directeur de thèse
Thibaut DEVOLDER Directeur de recherche, CNRS, Université Paris-Saclay, C2N	Codirecteur de thèse

Remerciements

Je souhaite tout d'abord remercier particulièrement Joo-Von et Thibaut pour leur soutien et leur confiance, pour tout ce qu'ils m'ont appris, et pour toutes les opportunités qu'ils m'ont données pendant ma thèse. Ils m'ont beaucoup apporté que ce soit scientifiquement ou humainement. Je tiens ensuite à remercier Ursula Ebels et Nicolas Vukadinovic d'avoir accepté d'être rapporteurs de ce manuscrit, ainsi que Grégoire de Loubens, Laura Thévenard et Vincent Cros d'avoir fait partie du jury, malgré les conditions particulières apportées par la pandémie de Covid-19. Je remercie aussi l'école doctorale de m'avoir accompagné pour l'organisation de ma soutenance dans un contexte aussi compliqué. Je tiens aussi à remercier toutes les personnes avec qui j'ai pu travailler, que ce soit dans la salle blanche du C2N : Jean-Paul, David, Nathalie, Jean-René ; au LMOPS : Damien, Marc ; à l'Institut Jean Lamour : Sébastien, Claudia, Michel, Charles, Stéphane ; et à l'Unité Mixte de Physique CNRS/Thales : Karim, Ayméric, Florian, Sophie, Vincent. Je remercie en particulier l'Unité Mixte de Physique pour m'avoir permis d'utiliser leur salle blanche lors du déménagement du C2N et du redémarrage des machines. J'aimerais aussi remercier toutes les personnes de l'équipe NOMADE, avec qui je n'ai pas forcément travaillé, mais partagé de nombreux repas, cafés et discussions, et qui ont rendus ces quatre ans agréables et plaisants : Paul, Jérôme, Louise, Christian, Mery, Abdullah, Rémi, Adrien, Francesca, Noura, Thomas, Arthur, Myoung-Woo, Umesh, Manu, Sylvain et Claude. J'aimerais remercier l'école doctorale EOBE pour le financement de ma thèse, ainsi que l'ANR, le Labex Nano-Saclay ainsi que l'IEEE pour avoir financé une partie de mes travaux, et pour m'avoir donné l'opportunité de présenter certains de mes résultats en conférence ou en école d'été. Je tiens finalement à remercier ma famille et mes amis pour leur présence pendant toutes ces années. Ces quatre ans ont été l'occasion de nombreux moments mémorables.

Table des matières

1	Introduction	15
2	Oscillateurs à vortex	17
2.1	Micromagnétisme	18
2.1.1	Approximation micromagnétique	18
2.1.2	Énergies	19
2.2	Vortex magnétiques	21
2.2.1	Structure et topologie d'un vortex	21
2.2.2	Domaine d'existence des vortex	23
2.3	Dynamique de l'aimantation	25
2.3.1	Équation de Landau-Lifshitz-Gilbert	25
2.3.2	Équation de Thiele	26
2.4	Oscillateurs à transfert de spin	28
2.4.1	Géométrie des oscillateurs	28
2.4.2	Transfert de spin	29
2.4.3	Magnétorésistance	33
2.5	Dynamique non-linéaire	35
2.5.1	Nucléation d'un vortex	35
2.5.2	Retournement de cœur	37
2.5.3	Régimes d'oscillation du vortex	38
2.5.4	Verrouillage, synchronisation et modulation	39
2.5.5	Chaos	41
3	Échantillons et fabrication	47
3.1	Description des empilements des échantillons	47
3.1.1	Pseudo-vanne de spin à base de permalloy	47
3.1.2	Échantillons à base d'alliage de Heusler	49
3.2	Fabrication	51
3.2.1	Conception électrique et fabrication des masques	51
3.2.2	Fabrication à partir de lithographie électronique	54
3.2.3	Fabrication par nano-indentation	60

3.3	Conclusion	71
4	Mesures hyperfréquences d'oscillateurs à vortex	73
4.1	Généralités sur les mesures hyperfréquences	74
4.2	Mesures de résistance et cycles de magnétorésistance géante	79
4.3	Mesures de la fréquence selon I_{dc} et $\mu_0 H$	82
4.4	Verrouillage par injection d'un signal externe	86
4.4.1	Verrouillage en régime de pure giration	87
4.4.2	Verrouillage en régime commensurable	90
4.4.3	Verrouillage en régime incommensurable	95
4.5	Absence de décalage de régime avec un signal externe	98
4.6	Boucle de rétroaction	104
4.7	Conclusion	108
5	Simulations	109
5.1	Méthodes de simulation	110
5.1.1	Comsol	110
5.1.2	Mumax	112
5.2	Distributions en courant et en champ	116
5.3	Trajectoires des vortex	123
5.4	Influence de l'état initial	125
5.5	Simulations de verrouillage	127
5.6	Variation de la force de couplage	132
5.7	Langues d'Arnold	135
5.8	Le renversement de cœur	137
5.8.1	Fréquences de la polarité	137
5.8.2	Localisation du renversement de cœur	140
5.8.3	Temps de séjour	143
5.9	Conclusion	145
6	Oscillateurs à base d'alliage de Heusler	147
6.1	Oscillations entretenues sous courant continu	147
6.2	Battements entre deux modes d'oscillations	151
6.3	Conclusion	155
7	Conclusions et perspectives	157
7.1	Conclusion	157
7.2	Perspectives	158

A	Autres vannes de spin	161
A.1	Vanne de spin CoFe / Py	161
A.2	Vanne de spin à base de permalloy	163
B	Termes non-adiabatique et de Slonczewski dans LLG	167
	Bibliographie	170

Table des figures

2.1	Représentation d'un vortex magnétique.	22
2.2	Différents types de vortex et d'antivortex avec leur polarité p , circulation c et vorticité n	22
2.3	Diagramme de phase dans un disque ferromagnétique.	24
2.4	Précession de l'aimantation.	25
2.5	Trajectoire du cœur.	28
2.6	Géométries d'oscillateurs à transfert de spin.	29
2.7	Champ ampérien issu du courant radial.	30
2.8	Transfert de spin en géométrie CPP.	31
2.9	Transfert de spin adiabatique en géométrie CIP.	32
2.10	Aimantations des couches et cycle de la magnétorésistance.	36
2.11	Formation d'une paire vortex-antivortex.	38
2.12	Attracteur de Lorenz.	42
2.13	Cycles limites pour un système classique ou chaotique.	43
3.1	Empilement d'une pseudo-vanne de spin à base de permalloy.	48
3.2	Empilement d'une valve de spin à base d'alliage de Heusler.	50
3.3	Effets capacitifs dans l'échantillon.	52
3.4	Plan des masques de lithographie optique.	53
3.5	Étapes de fabrication des échantillons, nanocontacts fabriqués par lithographie électronique.	57
3.6	Rebord de résine.	58
3.7	Images de mesas enrésinées après lithographie électronique.	59
3.8	Chronologie des étapes de fabrication des échantillons.	60
3.9	Étapes de fabrication des échantillons, nanocontacts fabriqués par indentation.	61
3.10	Problèmes d'enrésinement.	63
3.11	Courbes de SIMS.	65
3.12	Décalage entre la résine fine et les motifs.	66
3.13	Problèmes d'ouverture de la résine épaisse.	67

3.14 Observation au microscope de l'échantillon au fil des différentes étapes de fabrication.	68
3.15 Représentation de la pointe et du levier de l'AFM par rapport à l'échantillon.	69
3.16 Contrôle électrique de l'enfoncement de l'AFM.	69
3.17 Courbe de la tension de contrôle de l'AFM en fonction de la distance.	70
4.1 Montage électrique pour les mesures de verrouillage.	75
4.2 Densité de bruit en fonction de la fréquence et diagramme de Bode d'un filtre <i>notch</i>	76
4.3 Montage expérimental pour la mesure de R et de la GMR.	79
4.4 Cycles de la magnétorésistance.	80
4.5 Trois régimes d'oscillations - fréquences et trajectoires.	83
4.6 Cartes de DSP sans signal externe.	84
4.7 Cartes de DSP sous signal externe.	87
4.8 Cartes de DSP en régime de pure giration.	88
4.9 Fréquences centrales et largeurs de raie de régions verrouillées.	91
4.10 Cartes de DSP en régime commensurable.	92
4.11 Cartes de DSP en régime incommensurable.	96
4.12 Cartes de DSP en balayage en courant.	100
4.13 Comparaison des cartes de DSP dans des conditions différentes.	102
4.14 Comparaison des cartes de DSP dans des conditions identiques.	104
4.15 Montage électrique utilisé pour les mesures en boucle de rétroaction.	105
4.16 Cartes de DSP en présence de boucle de rétroaction.	107
5.1 Maillage et régions utilisés pour la simulation COMSOL.	111
5.2 Transition de Comsol à Mumax.	114
5.3 Vue en 3D de l'échantillon au voisinage du nanocontact.	116
5.4 Distributions du courant radial j_r et du courant perpendiculaire j_z	118
5.5 Distributions de courant radial j_r et de courant perpendiculaire j_z	119
5.6 Lignes de courant provenant d'un petit élément du nanocontact.	121
5.7 Trajectoires du cœur de vortex.	124
5.8 Relation entre la position du vortex au cours du temps et la variation de la résistance de l'échantillon.	125
5.9 Application de la transformée de Fourier à un signal temporel.	126
5.10 Cartes de DSP pour des états initiaux différents.	127
5.11 Influence de la modulation sur le renversement de cœur du vortex.	128
5.12 Simulations de verrouillage par un signal externe.	130
5.13 Distributions de l'aimantation.	131
5.14 Cartes de DSP avec i_{ac} faible ou élevé.	133

5.15	Cartes de DSP en balayage de courant i_{ac}	134
5.16	Langues d'Arnold.	136
5.17	Évolution des plages de verrouillage.	137
5.18	Cartes de DSP de la magnétorésistance et de la polarisation.	138
5.19	Représentation d'un signal carré et des fréquences correspondantes.	139
5.20	Début et fin du renversement de cœur et trajectoires.	141
5.21	Décroissance de r_{dep} et de Δr selon I_{dc}	142
5.22	Histogrammes des temps de séjour.	144
6.1	Cartes de DSP pour des échantillons à base d'alliage de Heusler.	149
6.2	Montage électrique avec un oscilloscope et un analyseur de spectre.	151
6.3	Spectrogrammes à partir d'une TF glissante - divers modes.	152
6.4	Spectrogrammes à partir d'une TF glissante - battements entre modes.	154
7.1	Échantillons en perspective.	159
A.1	Diagramme de survivance du vortex.	162
A.2	Empilement des vannes de spin à base de permalloy.	163
A.3	Cartes de DSP des vannes de spin déposées à l'Institut Jean Lamour avec $e_{Py} = 10$ nm et $e_{Au} = 2$ nm (a,b,d) ou $e_{Au} = 5$ nm (c). (a) $\mu_0 H_x = -12,7$ mT, (b) $\mu_0 H_x = -11,1$ mT, (c) $\mu_0 H_y = 2,5$ mT et (d) $\mu_0 H_x = -5,0$ mT.	164
A.4	Distributions de courant et de champ magnétique.	166
B.1	Cartes de DSP avec différentes valeurs de Λ et de ξ	168

Liste des tableaux

2.1	Propriétés selon le type de système dynamique.	41
3.1	Tableau de déposition des éléments avec leurs épaisseur et vitesse de déposition pour l'échantillon de test.	55
3.2	Paramètres de la résine et de la lithographie optique pour les marques de lithographie électronique.	55
3.3	Dépôts pour les marques de lithographie électronique.	56
3.4	Paramètres de la résine et de la lithographie optique pour les mesas. . . .	56
3.5	Paramètres de la résine et de la lithographie électronique pour les nano-contacts.	58
3.6	Récapitulatif des opérations de fabrication par nano-indentation.	62
4.1	Tableau des GMR moyennes mesurées sur les échantillons.	82
4.2	Fréquence centrale f et largeur de raie Δf	99
5.1	Tableau des épaisseurs et conductivités pour les éléments formant les différentes couches de l'échantillon, avec les références correspondantes.	117
5.2	Tableau des épaisseurs et conductivités pour les éléments formant les différentes couches de l'échantillon, avec les références correspondantes.	122
A.1	Épaisseur des couches libre (permalloy) et superficielle (or) pour les différents échantillons utilisés.	163

Table des abréviations

AFM Microscope à force atomique ou *Atomic Force Microscope*

AMR Magnétorésistance anisotrope ou *Anisotropic MagnetoResistance*

DSP Densité spectrale de puissance ou *Power Spectral Density*

FMR Résonance ferromagnétique ou *FerroMagnetic Resonance*

FSK Modulation par déplacement de fréquence ou *Frequency Shift Keying*

GMR Magnétorésistance géante ou *Giant MagnetoResistance*

IPA Propan-2-ol, isopropanol ou *IsoPropyl Alcohol*

IPP Insolation pleine plaque

KAM Kolmogorov-Arnold-Moser, théorie de, théorème de

LLG Équation de Landau-Lifshitz-Gilbert

MIBK Méthylisobutylcétone ou *Methyl IsoButhyl Ketone*

MMA Métacrylate de méthyle

PF Papier filtre

PMMA Polymétacrylate de méthyle

Propanol Propan-2-ol, isopropanol ou *Isopropyl alcohol*

PSD Densité spectrale de puissance ou *Power Spectral Density*

SPF Sans papier filtre

STT Couple de transfert de spin ou *Spin Transfer Torque*

VSM Magnétomètre à échantillon vibrant ou *Vibrating-Sample Magnetometer*

Table des symboles

Symbole	Grandeur	Valeur/Unité
A_{ex}	Constante d'échange	J.m^{-1}
α	Amortissement	s.u. (sans unités)
β	Coefficient non-adiabatique du transfert de spin	s.u.
C	Capacité	F
\mathcal{D}	Tenseur dissipateur de l'amortissement	$\text{N.m}^{-1}.\text{s}$
e	Charge de l'électron	$-1,602.10^{-19} \text{ C}$
e_X	Épaisseur de la couche de l'élément X	nm
ϵ_0	Permittivité du vide	$8,85.10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$
ϵ_r	Permittivité relative du matériau	s.u.
f	Fréquence centrale	MHz
Δf	Largeur de raie	MHz
g	Facteur g	s.u.
\mathbf{G}	Girovecteur	$\text{N.m}^{-1}.\text{s}$
γ	Rapport giromagnétique	$\text{s}^{-1}.\text{T}^{-1}$
H	Champ magnétique	mT
\hbar	Constante de Planck	J.s
i_{ac}	Courant alternatif	mA
I_{dc}	Courant continu	mA
\mathbf{j}	Densité de courant	A.m^{-2}
k_B	Constante de Boltzmann	$1,38.10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$
\mathbf{m}	Aimantation normalisée	1
\mathbf{M}	Aimantation	T
μ_0	Constante magnétique	$4\pi 10^{-7} \text{ T.m.A}^{-1}$
μ_B	Magnéton de Bohr	$9,274 \text{ J.T}^{-1}$
n	Vorticité	+1/-1
p	Polarité du cœur de vortex	+1/-1
P	Polarisation en spin du courant	s.u.
PSD	Densité spectrale de puissance	nV^2/MHz
q	Charge topologique	s.u.
R	Résistance	Ω
σ_X	Conductivité du matériau X	S/m
\mathbf{u}	Vélocité effective de dérive de spin	m.s^{-1}
ω	Pulsation	rad.s^{-1}
\mathbf{X}_0	Position du cœur du vortex dans le plan	nm
$\dot{\mathbf{X}}_0$	Vitesse du cœur du vortex	nm.s^{-1}

Production scientifique

Articles

Experimental observation of chaos in magnetic nanocontact vortex oscillators, T. Devolder, D. Rontani, S. Petit-Watelot, K. Bouzehouane, S. Andrieu, **J. Létang**, M.-W. Yoo, J.-P. Adam, C. Chappert, S. Girod, V. Cros, M. Sciamanna, J.-V. Kim, *Physical Review Letters* **123**, 147701 (2019)

Modulation and phase-locking in nanocontact vortex oscillators, **J. Létang**, S. Petit-Watelot, M.-W. Yoo, T. Devolder, K. Bouzehouane, V. Cros, J.-V. Kim, *Physical Review B* **100**, 144414 (2019)

Pattern generation and symbolic dynamics in nanocontact vortex oscillator, M.-W. Yoo, D. Rontani, **J. Létang**, S. Petit-Watelot, T. Devolder, M. Sciamanna, K. Bouzehouane, V. Cros, J.-V. Kim, *Nature Communications* **11**, 601 (2020)

Nanocontact vortex oscillators based on Co₂MnGe pseudo-spin valves, **J. Létang**, **J. Létang**, C. de Melo, C. Guillemard, A. Vecchiola, S. Petit-Watelot, M.-W. Yoo, T. Devolder, K. Bouzehouane, V. Cros, S. Andrieu, J.-V. Kim, *en cours d'écriture*

Simulated phase-locking of vortex nano-oscillators, **J. Létang**, **J. Létang**, S. Petit-Watelot, T. Devolder, J.-V. Kim, *en cours d'écriture*

Communications orales

Modulation of chaotic nanocontact vortex oscillators, J. Létang, M.-W. Yoo, T. Devolder, J.-P. Adam, S. Petit-Watelot, K. Bouzehouane, V. Cros, J.-V. Kim,

— *Journée des doctorants du C2N*, le 13 avril 2018 à Orsay, France

— *Intermag 2018*, le 24 avril 2018 à Singapour

— *JEMS 2018*, le 7 septembre 2018 à Mayence, Allemagne

— *MMM-Intermag 2019*, le 18 janvier 2019 à Washington DC, États-Unis

Modulation and phase-locking of chaotic nanocontact vortex oscillators, J. Létang, M.-W. Yoo, T. Devolder, J.-P. Adam, S. Petit-Watelot, K. Bouzehouane, V. Cros, J.-V. Kim,

— *18e Colloque Louis Néel*, le 13 avril 2018 à Toulouse, France

Posters

Chaos control in spin-torque oscillators, J. Létang, T. Devolder, J.-V. Kim,

— *Journée du département nanoélectronique du C2N*, le 23 février 2017 à Marcoussis, France

Phase-locking of nanocontact vortex oscillators, J. Létang, T. Devolder, S. Petit-

Watelot, K. Bouzehouane, V. Cros, J.-V. Kim,

— *17e Colloque Louis Néel*, du 24 au 27 septembre 2017 à Paris, France

— *Journée du département nanoélectronique du C2N*, le 20 décembre 2017 à Orsay, France

— *IEEE Magnetics Society Summer School*, le 5 juin 2018 à Quito, Équateur

Heusler-alloy nanocontact vortex oscillator, J. Létang, M.-W. Yoo, J.-P. Adam, T.

Devolder, J.-V. Kim, C. de Melo Sanchez, C. Guillemard, S. Andrieu, S. Petit-Watelot, A. Vecchiola, F. Godel, S. Collin, K. Bouzehouane, V. Cros, D. Rontani, M. Sciamanna,

— *International French-US Workshop on Nanoelectronics*, le 26 septembre 2019 à Palaiseau, France

1 | Introduction

L'électronique de spin ou « spintronique » est apparue en 1988 avec la découverte de la magnétorésistance géante (GMR) par Fert et Grünberg. En effet, ces travaux ont immédiatement permis de réduire la taille et le coût des disques durs, aidant ainsi au développement de l'informatique dans les années qui suivirent. Ces travaux ont aussi permis le développement d'un ensemble de nouvelles technologies essentielles à l'industrie de l'électronique aujourd'hui.

Une autre brique ayant permis le développement de la spintronique est la découverte du couple de transfert de spin par Berger et Slonczewski en 1996. Ce phénomène n'apparaît que pour des courants électriques très élevés, de l'ordre de 10^{11} A/m² pour les métaux de transition. Des systèmes dans lequel ces densités de courant existent ne purent apparaître que dans les années qui suivirent. En effet, il est nécessaire pour atteindre de telles densités de courant que les dimensions du système soit de l'ordre du nanomètre, ce qui n'a pu apparaître que lorsque des techniques de fabrication ont permis des motifs à ces échelles. De nouveaux systèmes électriques sont alors apparus tels que les MRAM, les STT-RAM, les jonctions à effet tunnel ou encore les nano-oscillateurs à transfert de spin.

Ces derniers peuvent exister sous différentes formes et sont utilisés pour diverses applications : la génération de signaux radiofréquences, pour générer ou détecter des champs magnétiques, ou encore pour du calcul neuro-inspiré. De nombreuses études ont dans un premier temps cherché à répondre aux spécifications des applications pour les télécommunications, en l'occurrence sur la puissance émise par les oscillateurs ou encore leur largeur de raie. Cette amélioration des performances peut passer par exemple par des travaux sur les matériaux, mais aussi par l'environnement électrique de ces oscillateurs : l'utilisation d'une boucle à verrouillage de phase peut permettre par exemple d'améliorer la largeur de raie ou la stabilité en fréquence de l'oscillateur. Plus récemment, les oscillateurs ont été utilisés pour de nouvelles applications, comme neurone artificiel pour du calcul neuromorphique par exemple.

Un type d'oscillateur à transfert de spin sont les oscillateurs à vortex. Les vortex sont des structures magnétiques qui apparaissent aussi dans des disques ferromagnétiques ou dans les parois de domaines. L'une des questions auxquelles ces travaux tentent de répondre est quel est l'effet de la modulation et du verrouillage par un signal

externe sur la dynamique des oscillateurs à vortex. En effet, nombre d'applications de ces oscillateurs nécessitent de les moduler ou de les verrouiller. Par ailleurs, ces travaux permettent d'étudier plus fondamentalement les aspects non-linéaires et chaotiques des oscillateurs.

Cette thèse abordera alors les points suivants :

Au chapitre 2 seront abordés l'état de l'art et les bases sur les oscillateurs à transfert de spin, en particulier ceux à vortex, et sur la dynamique de l'aimantation. Les diverses études portant sur l'étude des vortex, des oscillateurs à transfert de spin et plus particulièrement des oscillateurs à vortex seront discutées dans ce chapitre.

Le chapitre 3 comprend une description des différents empilements utilisés dans les échantillons, en particulier des vannes de spin ou des pseudo-vannes de spin dont la couche libre est à base de permalloy ou d'alliage de Heusler. Les deux principales techniques de fabrication des échantillons de la thèse seront données dans ce chapitre, l'une fondée sur la lithographie électronique et l'autre sur la nano-indentation à partir d'une pointe de microscope à force atomique.

Le chapitre 4 détaille les résultats expérimentaux de cette thèse sur les pseudo-vannes de spin à base de permalloy, sur lesquelles ont été étudiés la modulation et le verrouillage de phase à partir d'un signal externe. On montre une dépendance de ces phénomènes avec le régime d'oscillation du vortex. On donne par ailleurs l'étude de la GMR de ces échantillons ainsi que le signal d'un oscillateur mis en place dans une boucle de rétroaction.

Le chapitre 5 correspond à diverses simulations des systèmes étudiés. On étudie les distributions en courant et en champ magnétique dans l'empilement, ainsi que leur dépendance avec l'agencement de l'empilement. Des simulations micromagnétiques de la dynamique de l'aimantation explorent les phénomènes de verrouillage et de modulation observés expérimentalement, et permettent d'extraire des données inaccessibles expérimentalement.

Le chapitre 6 explore la dynamique des échantillons à base d'alliage de Heusler par des mesures radiofréquences. On observe alors des phénomènes dynamiques différents des échantillons à base de permalloy tels que des battements entre modes d'oscillation.

Le chapitre 7 conclut cette thèse et donne des perspectives pour poursuivre ces travaux.

En annexe sont donnés d'autres résultats sur des échantillons à base de CoFe et de permalloy, caractérisés par l'absence de renversement de cœur. Des simulations montrent l'effet très faible du couple de Slonczewski et du terme non-adiabatique du couple de Zhang-Li qui sont donc négligés pour les simulations dans le reste de la thèse.

2 | Oscillateurs à vortex

Plan du chapitre :

2.1	Micromagnétisme	18
2.1.1	Approximation micromagnétique	18
2.1.2	Énergies	19
2.2	Vortex magnétiques	21
2.2.1	Structure et topologie d'un vortex	21
2.2.2	Domaine d'existence des vortex	23
2.3	Dynamique de l'aimantation	25
2.3.1	Équation de Landau-Lifshitz-Gilbert	25
2.3.2	Équation de Thiele	26
2.4	Oscillateurs à transfert de spin	28
2.4.1	Géométrie des oscillateurs	28
2.4.2	Transfert de spin	29
2.4.3	Magnétorésistance	33
2.5	Dynamique non-linéaire	35
2.5.1	Nucléation d'un vortex	35
2.5.2	Retournement de cœur	37
2.5.3	Régimes d'oscillation du vortex	38
2.5.4	Verrouillage, synchronisation et modulation	39
2.5.5	Chaos	41

Les oscillateurs à transfert de spin (ou STNOs pour *Spin-Torque Nano-Oscillators*) sont des dispositifs spintroniques dans lesquels une structure magnétique oscille à une certaine fréquence. Les oscillateurs à vortex sont un type particulier d'oscillateurs dont la structure magnétique est un vortex, correspondant à un enroulement de l'aimantation autour d'un point central dit cœur de vortex.

Les oscillateurs à transfert de spin ont été utilisées pour diverses applications, tel que la détection de champs magnétiques [TSF⁺05, BGW⁺10, MJM⁺16], la génération de fréquences GHz [KLP⁺17], la communication sans-fil [CKC⁺14] ou encore l'utilisation comme analyseur de spectre [LST⁺18].

Dans les oscillateurs étudiés dans cette thèse, l'oscillation consiste généralement en une giration du vortex de fréquence f_{gir} , et éventuellement en un renversement de cœur de fréquence f_{cr} . Le vortex se trouve dans la couche libre d'une vanne de spin ou d'une jonction magnétique à effet tunnel. La variation de l'aimantation entraîne alors une variation de la magnéto-résistance, permettant de détecter électriquement les oscillations du vortex.

Ce chapitre abordera les points suivants dans l'ordre : quelques rappels de magnétisme, une description des vortex, les équations de la dynamique de l'aimantation, les oscillateurs à transfert de spin et enfin quelques résultats de la dynamique non-linéaire. L'état de l'art sera par ailleurs abordé le long de ce chapitre.

2.1 Micromagnétisme

2.1.1 Approximation micromagnétique

Le magnétisme n'a que deux origines fondamentales, le déplacement de charges électriques et le moment dipolaire magnétique porté par les particules élémentaires. Le moment magnétique $\boldsymbol{\mu}$ provient du spin des électrons ou des moments cinétiques de spin et orbitaux pour les atomes. Ainsi pour un électron, on a :

$$\boldsymbol{\mu} = -\frac{g\mu_B}{\hbar}\mathbf{S} \quad (2.1)$$

où μ_B le magnéton de Bohr [Pro11] vaut $9,27 \cdot 10^{-24} \text{ J}\cdot\text{T}^{-1}$, g le facteur de Landé [Lan21] vaut 2,002, \hbar la constante de Planck réduite vaut $1,055 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$ et S le spin de l'électron vaut $1/2$ [UG25, UG26].

Ainsi, le moment magnétique permet une description atomistique de l'aimantation dans un matériau : chaque atome se comporte comme un petit aimant qui interagit avec ces voisins, et l'aimantation du système peut être décrite comme la résultante des interactions entre les moments du système.

Cependant, pour un système ferromagnétique, en particulier le fer, le cobalt, le nickel et leurs alliages, les moments magnétiques ne varient que faiblement entre voisins, au point que l'on peut dire que l'aimantation varie continument le long du matériau et qu'elle est uniforme sur une petite région de la taille de l'interaction d'échange l_{ex} . Nous décrirons plus en détail le mécanisme d'échange ultérieurement, mais on peut déjà noter que la longueur d'échange vaut 5,7 nm dans le permalloy, et qu'elle est donnée par :

$$l_{\text{ex}} = \sqrt{\frac{2A_{\text{ex}}}{\mu_0 M_{\text{sat}}^2}} \quad (2.2)$$

où A_{ex} est la constante d'échange, μ_0 est la perméabilité du vide qui vaut $4\pi 10^{-7}$ T m/A et M_{sat} est l'aimantation à saturation.

Ainsi, on peut définir un champ d'aimantation continue $\mathbf{M}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z})$ [Bro63] tel que $\mathbf{M} = M_{\text{sat}} \mathbf{m}$ où M_{sat} est l'aimantation à saturation du matériau et \mathbf{m} l'aimantation normalisée. L'approximation micromagnétique consiste alors à dire que \mathbf{m} est constante pour un élément du matériau dont la taille est inférieure à l_{ex} . On peut aussi écrire l'aimantation en coordonnées sphériques $\mathbf{M}(M_{\text{sat}}, \theta, \varphi)$, ce qui donne pour l'aimantation normalisée :

$$\mathbf{m} = (m_x, m_y, m_z) = (\cos \varphi \sin \theta, \sin \varphi \sin \theta, \cos \theta) \quad (2.3)$$

où θ est l'angle entre \mathbf{m} et \mathbf{e}_z . Nous utiliserons cette notation en particulier pour l'équation de Thiele, en partie 2.3.2.

2.1.2 Énergies

On peut alors décrire les énergies du système dans l'approximation micromagnétique. En effet, pour décrire un système statique, il faut que la configuration de l'aimantation minimise l'énergie du système.

Nous décrirons par la suite l'interaction d'échange, l'énergie d'anisotropie magnétocristalline, l'énergie Zeeman et l'interaction dipolaire. D'autres termes d'énergies existent (magnétoélastique, thermique, interaction de Dzyaloshinskii–Moriya ...), mais étant donné qu'elles n'apparaissent pas dans les systèmes étudiés dans cette thèse, elles ne seront pas explicitées ici.

Interaction d'échange

L'interaction d'échange est un mécanisme opérant entre deux particules indiscernables (ou identiques). En particulier dans un milieu magnétique, les spins \mathbf{S}_i et \mathbf{S}_j de deux particules sont reliés par le couplage suivant :

$$\varepsilon_{\text{exch}} = \sum_{\langle i, j \rangle} -J_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j \quad (2.4)$$

où $\varepsilon_{\text{exch}}$ est l'énergie d'échange correspondant au couplage d'échange J_{ij} . Cette interaction est de courte portée, forte entre les plus proches voisins, et très rapidement négligeable lorsque l'on s'éloigne. On peut alors réécrire l'échange dans un cadre micromagnétique à l'aide d'un développement à l'ordre deux dans lequel l'énergie d'échange devient :

$$\varepsilon_{\text{exch}} = \int A_{\text{ex}} (\nabla \mathbf{m})^2 dV \quad (2.5)$$

où A_{ex} est la constante d'échange et $(\nabla \mathbf{m})^2 = \sum_{i,j} \left(\frac{\partial \mathbf{m}_i}{\partial x_j} \right)^2$ est le produit scalaire de Frobenius.

On peut inclure d'autres formes d'échange dans cette énergie, que ce soit le super-échange, le RKKY (pour *Ruderman-Kittel-Kasuya-Yoshida*, échange à travers les électrons de conduction), l'interaction DMI (pour *Dzyaloshinskii-Moriya interaction*, échange antisymétrique), etc., ce qui ne sera pas fait ici car ces formes d'échanges ne sont pas présentes dans les systèmes étudiés dans cette thèse ou sont négligeables.

Anisotropie

L'anisotropie magnétocristalline décrit le fait que davantage d'énergie soit nécessaire pour aligner l'aimantation dans certaines directions que dans d'autres, que l'on appelle alors axes difficiles. A contrario, les axes faciles correspondent aux axes demandant le moins d'énergie pour que l'aimantation s'y aligne. On définit alors l'énergie d'anisotropie uniaxiale par :

$$\varepsilon_{\text{anis}} = -K_{u1}(\mathbf{u} \cdot \mathbf{m})^2 + K_{u2}(\mathbf{u} \cdot \mathbf{m})^4 \quad (2.6)$$

où \mathbf{u} est le vecteur unité parallèle à l'axe facile et K_{u1} et K_{u2} les constantes d'anisotropie du premier et du second ordre. Pour l'anisotropie cubique, on développe l'énergie d'anisotropie à l'ordre 6 en terme de composantes de l'aimantation :

$$\varepsilon_{\text{anis}} = K_{c1}(m_1^2 m_2^2 + m_2^2 m_3^2 + m_3^2 m_1^2) + K_{c2} m_1^2 m_2^2 m_3^2 \quad (2.7)$$

où (m_1, m_2, m_3) sont les projections de \mathbf{m} sur les axes cubiques ; K_{c1} et K_{c2} sont les constantes d'anisotropie cubique.

Il existe d'autres réseaux cristallins et donc d'autres formes de l'énergie d'anisotropie magnétocristalline, que nous ne décrirons pas car les matériaux que nous utilisons sont déjà décrits par les équations ci-dessus.

Énergie Zeeman

L'énergie de Zeeman correspond à l'interaction entre l'aimantation et le champ extérieur. C'est la somme des interactions entre les moments magnétiques et le champ extérieur, c'est-à-dire entre l'aimantation \mathbf{M} et le champ extérieur \mathbf{H}_{ext} :

$$\varepsilon_{\text{Zeeman}} = -\mu_0 \int \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{\text{ext}} dV \quad (2.8)$$

Elle est minimale lorsque l'aimantation est alignée avec le champ externe, elle incite donc l'aimantation à s'aligner avec le champ externe.

Interaction dipolaire et énergie magnétostatique

L'énergie magnétostatique correspond à l'interaction dipolaire entre les différents moments magnétiques, que l'on peut considérer comme des dipôles ponctuels. Se forme ainsi un champ magnétostatique souvent opposé à l'aimantation, ayant tendance à réduire la contribution de l'aimantation au champ magnétique total, d'où l'appellation de champ démagnétisant. C'est d'une certaine manière l'effet de l'aimantation sur elle-même. D'après Jackson [Jac99], on peut définir le champ démagnétisant par $\mathbf{H}_{\text{demag}} = -\nabla\Phi_d$ où Φ_d est le potentiel solution de l'équation différentielle partielle :

$$\nabla \cdot (-\nabla\Phi_d + \mathbf{M}) = 0 \quad (2.9)$$

La solution de ce potentiel vaut donc [Jac99, Abe19] :

$$\Phi_d(\mathbf{r}) = -\frac{1}{4\pi} \left(\int \frac{\nabla \cdot \mathbf{m}(\mathbf{r}')}{\|\mathbf{r} - \mathbf{r}'\|} dV' - \int \frac{\mathbf{m}(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{n}}{\|\mathbf{r} - \mathbf{r}'\|} dS' \right) \quad (2.10)$$

où \mathbf{r} est la position, \mathbf{m} l'aimantation normalisée et \mathbf{n} le vecteur normal à la surface. Il y a une contribution volumique et une contribution surfacique à ce potentiel. Φ_d dont découle $\mathbf{H}_{\text{demag}}$ traduit la longue portée de l'interaction dipolaire, qui décroît à l'inverse de la distance. Il en découle alors l'énergie magnétostatique :

$$\varepsilon_{\text{demag}} = -\frac{\mu_0}{2} \int \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{\text{demag}} dV \quad (2.11)$$

2.2 Vortex magnétiques

Il existe une grande variété de structures magnétiques, c'est-à-dire des configurations de l'aimantation qui résultent de la minimisation des énergies présentées dans la section précédente. Il existe par exemple les parois de domaines, les structures en domaines, les skyrmions ... Ces travaux se portent plus spécifiquement sur les vortex magnétiques.

2.2.1 Structure et topologie d'un vortex

Un vortex est une structure magnétique pour laquelle l'aimantation forme un tourbillon, un *vortex*, autour d'un point, tel que représenté sur la figure 2.1. Le vortex se trouve dans une couche mince, dont l'épaisseur ne fait que quelques nm ou dizaines de nm : on fait l'hypothèse que l'aimantation est uniforme selon \mathbf{e}_z . L'aimantation est dans le plan à distance du centre du vortex, et elle tend à être de plus en plus perpendiculaire au plan au fur et à mesure que l'on se rapproche du centre, pour finir par

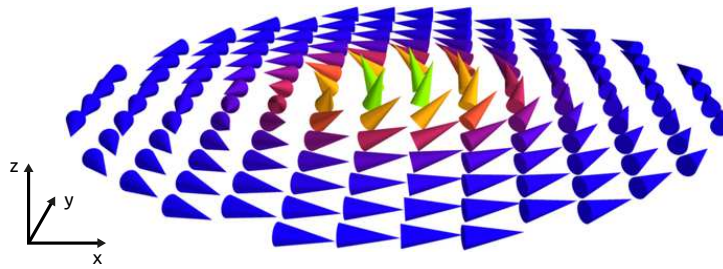


FIGURE 2.1 – Représentation d'un vortex magnétique. Image issue de : <http://www.southampton.ac.uk/~fangohr/gallery/gallery.html>.

être complètement orientée vers le haut ou vers le bas. On peut alors caractériser cette structure magnétique par plusieurs grandeurs.

La polarisation p décrit le sens de l'aimantation au centre du vortex par rapport à l'axe \mathbf{e}_z , perpendiculaire au plan. La circulation décrit le sens de rotation de l'aimantation autour du centre du vortex, généralement par rapport au sens de rotation vu depuis le dessus du vortex. Ainsi, l'aimantation du cœur est normale à la surface, et on dit que la polarité p vaut +1 (resp. -1) si l'aimantation du cœur m_z est orientée vers le haut (resp. vers le bas) dans le repère choisi. Depuis le dessus du vortex, on définit alors une circulation c de +1 (resp. -1) si l'aimantation tourne dans le sens antihoraire (resp. horaire). Ainsi, le vortex représenté sur la figure 2.1, est de polarité +1 et de circulation +1.

Sur la figure 2.2 sont schématisés des vortex correspondant à différentes polarités p et circulation c . La vorticité n , aussi appelée indice topologique, permet de distinguer les vortex des antivortex. Les antivortex sont des structures magnétiques pour lesquels l'aimantation converge vers le centre dans une direction et s'en éloigne dans la direction perpendiculaire. La vorticité vaut +1 pour les vortex et -1 pour les antivortex.

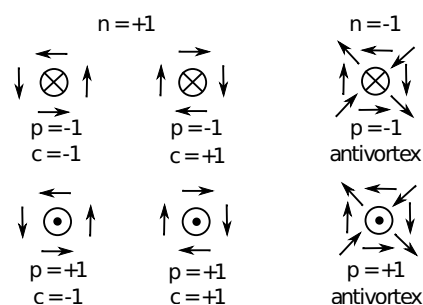


FIGURE 2.2 – Différents types de vortex et d'antivortex avec leur polarité p , circulation c et vorticité n .

La polarité et la vorticité sont utiles pour décrire la nucléation du vortex qui sera décrite en partie 2.5.2. Ils entrent en effet dans le calcul de la charge topologique q , ou

nombre skyrmionique, qui permet de savoir si un vortex est stable lorsqu'il est nucléé (où \mathbf{m} est l'aimantation, x et y la position dans les directions du plan) [TT07, Man11] :

$$q = \frac{1}{2\pi} \int \mathbf{m} \cdot \left(\frac{d\mathbf{m}}{dx} \times \frac{d\mathbf{m}}{dy} \right) d^2x = \frac{np}{2} \quad (2.12)$$

Pour un vortex, q vaut $\frac{1}{2}$, et ce nombre skyrmionique vaut 1 pour un skyrmion et 0 pour l'état uniforme. La topologie nous indique qu'il n'est pas possible de passer de manière continue d'une structure magnétique à une autre de topologie différente, car q doit rester constant. Ce résultat n'est valable que pour une structure de l'espace continue et infinie. La matière est organisée à partir d'atomes, sa structure est donc fondamentalement discrète et finie, en particulier pour l'aimantation où la brique élémentaire est le moment magnétique d'un atome. La protection topologique de la structure magnétique est finalement davantage une stabilité topologique : on peut alors observer le passage par exemple de l'état uniforme à un vortex magnétique dans la partie 2.5.1. Cependant, il n'est pas facile de changer la topologie de l'aimantation d'un système.

2.2.2 Domaine d'existence des vortex

Les vortex magnétiques peuvent exister dans différents types d'échantillons en tant qu'état fondamental ou métastable. Les premières observations ont eu lieu dans les plots ou disques de matériaux ferromagnétiques [CKA⁺99, SOH⁺00, KNK⁺06, Gus08]. De nombreuses applications ont été proposées pour les vortex dans les plots : servir de stockage d'information à l'aide de leur chiralité et de leur polarité [YKN⁺07] que l'on peut contrôler par courant électrique [YKN⁺10, PLK⁺11, LdMK⁺18] ou par onde de spin [KWC⁺11], de traitement d'information [JCL⁺12, KBB14], de détecteur magnétique [SFA⁺16, SFA⁺17], pour la magnonique [HG11] ou la biomédecine [KRU⁺10]. Ils peuvent aussi apparaître dans des plots attachés¹ [JNF⁺14].

Les vortex peuvent aussi apparaître dans les parois de domaine : la paroi de domaine est alors constituée d'un ou plusieurs vortex dans des bandes de matériau ferromagnétique [MD97, KVB⁺04, EL16, EL17]. Les vortex existent aussi dans les oscillateurs à transfert de spin [KSK⁺03, PKF⁺07, DGG⁺10] pour lesquels nous donnerons plus de détail en section 2.4 et qui font l'objet de cette thèse.

L'existence des vortex est issue de la minimisation de l'énergie entre l'échange et l'interaction dipolaire pour une géométrie de disque ou de nanopilier, et entre l'échange et l'énergie Zeeman² pour une géométrie de nanocontact. Pour un disque ferroma-

1. ayant ainsi une forme de cacahuète.

2. L'énergie Zeeman apparaît avec l'injection de courant dans le nanocontact ; le vortex n'est donc pas stable à courant nul pour une géométrie de nanocontact, contrairement aux disques ou aux nano-

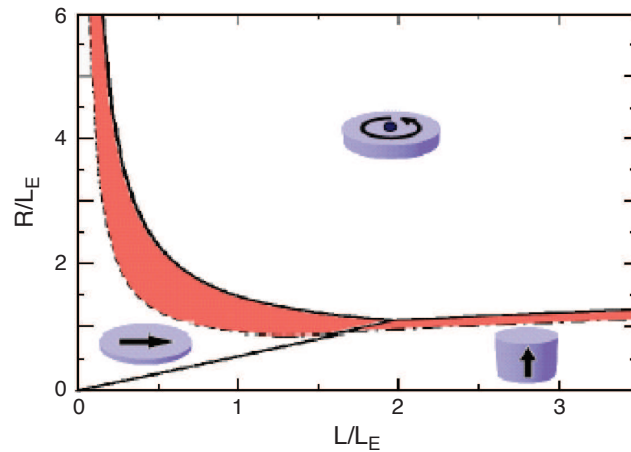


FIGURE 2.3 – Diagramme de phase de l'aimantation pour un disque de rayon R et d'épaisseur L . R et L sont normalisées sur les axes par la longueur d'échange notée ici L_E . Trois phases sont possibles (vortex, uniforme dans le plan, uniforme hors du plan). En rouge est donnée une zone de métastabilité entre deux phases. Image issue de Guslienko [Gus08].

gnétique, on observe dans le potentiel magnétostatique Φ_d la compétition entre les contributions volumique et surfacique du disque et les autres interactions et énergies du système. Comme le montre la figure 2.3, si le rayon du disque est important devant la longueur d'échange l_{ex} , alors l'aimantation prendra la forme d'un vortex : il est en effet plus intéressant de minimiser l'énergie de surface en alignant l'aimantation avec la surface ($\mathbf{m} \cdot \mathbf{n} = 0$) ainsi que l'énergie volumique lorsque le vortex est centré sur un plot circulaire en contrepartie d'un dipôle au centre, le cœur de vortex, en raison de l'aimantation perpendiculaire au plan. A contrario, pour des rayons ou des hauteurs de disques plus faibles, il peut être plus intéressant en terme de minimisation de l'énergie que l'aimantation soit uniforme, dans le plan ou hors du plan.

Pour les oscillateurs à nanocontact, un type d'oscillateur à transfert de spin que nous décrivons plus tard, l'existence du vortex est davantage liée à un compromis entre le potentiel Zeeman et l'échange, qui impose une structure de vortex pour minimiser l'énergie. On peut alors observer les vortex par différentes méthodes : par microscopie à effet Kerr [PEE⁺03, BPKS⁺19], par microscopie à force magnétique [SOH⁺00], par microscopie à force magnétique polarisé en spin [WWB⁺02], par microscopie Lorentz [MGSR20], ou par microscopie à rayon X [CAS⁺04, VCW⁺09, WBB⁺12, BKC⁺15].

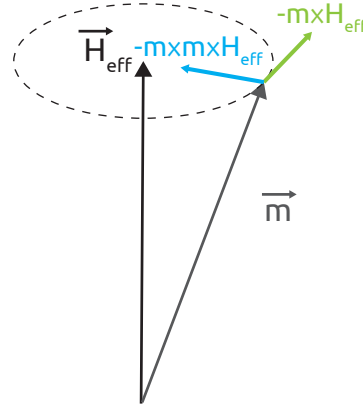


FIGURE 2.4 – Précession de l'aimantation autour d'un champ externe appliqué.

2.3 Dynamique de l'aimantation

2.3.1 Équation de Landau-Lifshitz-Gilbert

On peut modéliser la dynamique de l'aimantation normalisée \mathbf{m} par l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert [Gil55, Gil04]. Cette équation prend en compte un terme de précession de l'aimantation, ainsi qu'un terme d'amortissement comme on peut le voir sur la figure 2.4. Le premier terme correspond au résultat des interactions avec l'aimantation (échange, anisotropie magnétocristalline, etc.), et se traduit par la précession de l'aimantation autour du champ effectif \mathbf{H}_{eff} . On a alors :

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma_0 \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} \quad (2.13)$$

où $\gamma_0 = \mu_0 \gamma$, $\gamma = \frac{g\mu_B}{\hbar}$ est le ratio gyromagnétique. On inclut les effets des différentes interactions avec l'aimantation (échange, anisotropie etc.) dans un champ effectif \mathbf{H}_{eff} que l'on peut définir par :

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{1}{\mu_0 M_{\text{sat}}} \frac{\delta E}{\delta \mathbf{m}} \quad (2.14)$$

où $E = \varepsilon_{\text{Zeeman}} + \varepsilon_{\text{demag}} + \varepsilon_{\text{exch}} + \dots$ où E correspond à la somme de toutes énergies décrites précédemment.

Les processus inclus dans le champ effectif étant conservatifs, on ne prend pas en compte les dissipations d'énergie qui tendent à faire tendre l'aimantation avec le champ effectif, ce que l'on peut par ailleurs observer expérimentalement. On peut alors introduire un terme phénoménologique représentant la dissipation d'énergie par des mécanismes de frottement, terme que l'on appelle amortissement de Gilbert, dont l'amplitude est donné par l'amortissement α . On a alors l'équation de Landau-Lifshitz-

Gilbert :

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma_0 \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha \left(\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} \right) \quad (2.15)$$

Cette équation correspond à une reformulation par T. Gilbert de l'équation de Landau-Lifshitz [LL35]. On peut néanmoins formuler LLG à la manière de Landau-Lifshitz en remplaçant dans le terme de droite $\frac{d\mathbf{m}}{dt}$ avec l'équation précédente :

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma_0 \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha \left(\mathbf{m} \times \left(-\gamma_0 \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha \left(\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} \right) \right) \right) \quad (2.16)$$

En utilisant la relation et le fait que l'aimantation et sa dérivée sont perpendiculaires (donc que $\mathbf{m} \cdot \frac{d\mathbf{m}}{dt} = 0$) :

$$\mathbf{m} \times \left(\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} \right) = \left(\mathbf{m} \cdot \frac{d\mathbf{m}}{dt} \right) \mathbf{m} - (\mathbf{m} \cdot \mathbf{m}) \frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\frac{d\mathbf{m}}{dt} \quad (2.17)$$

On trouve alors l'autre formulation pour l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert :

$$(1 + \alpha^2) \frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma_0 \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} - \alpha \gamma_0 \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) \quad (2.18)$$

On retrouve alors dans le cas d'un faible amortissement l'équation de Landau-Lifshitz. On peut aussi dire que les paramètres gyromagnétique et d'amortissement de l'équation de Landau-Lifshitz valent respectivement $\gamma' = \gamma_0 / (1 + \alpha^2)$ et $\lambda' = \alpha \gamma_0 / (1 + \alpha^2)$:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma' \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} - \lambda' \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) \quad (2.19)$$

Ainsi, dans la formulation de Gilbert l'équation de la dynamique de l'aimantation, l'amortissement α contribue au terme de précession, alors que ce n'est pas le cas pour la formulation de Landau-Lifshitz. Les équations de Landau-Lifshitz et de Landau-Lifshitz-Gilbert sont donc équivalentes pour de faibles amortissements ($\alpha \ll 1$), car on a $\gamma' \approx \gamma_0$ et $\lambda' \approx \alpha \gamma_0$, mais ne le sont pas à fort amortissement.

2.3.2 Équation de Thiele

L'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert décrit la dynamique de l'aimantation dans le cas général. Pour décrire plus spécifiquement la dynamique d'un vortex, on peut faire l'hypothèse que l'aimantation est uniforme selon l'axe \mathbf{e}_z (c'est-à-dire dans l'épaisseur de la couche magnétique), et donc que l'on peut décrire son mouvement par une description bidimensionnelle de \mathbf{m} . On fait aussi l'hypothèse que le vortex est rigide lors d'un mouvement par translation : la structure magnétique est indéformable et peut alors être décrite par un seul point, en l'occurrence le cœur de vortex. Le modèle de

vortex rigide est aussi appelé *single vortex ansatz* ou SVA. On définit alors l'aimantation normalisée \mathbf{m} de coordonnées spatiale et temporelle (\mathbf{r}, t) par :

$$\mathbf{m}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{m}(\mathbf{r} - \mathbf{X}_0(t)) \quad (2.20)$$

où \mathbf{X}_0 est la position du cœur de vortex.

On peut alors dériver de LLG l'équation de Thiele³, comme cela a été fait par Thiele pour les bulles magnétiques[Thi73] puis par Huber pour les vortex magnétiques [Hub82] :

$$\mathbf{G} \times \dot{\mathbf{X}}_0 + \mathcal{D} \cdot \dot{\mathbf{X}}_0 = -\frac{\partial U(I)}{\partial \mathbf{X}_0} \quad (2.21)$$

où \mathbf{X}_0 est la position du cœur de vortex, $\dot{\mathbf{X}}_0$ sa vitesse, \mathbf{G} le gyrovecteur, \mathcal{D} le coefficient d'amortissement et $-\frac{\partial U(I)}{\partial \mathbf{X}_0}$ la force de confinement (ou de rappel) due au potentiel U .

On rappelle les coordonnées sphériques de l'aimantation normalisée $\mathbf{m}(1, \theta, \varphi)$. On peut alors décrire les différents termes de l'équation de Thiele, comme cela est fait dans [Kim12, Loc12]. Le gyrovecteur \mathbf{G} de norme G s'écrit⁴ :

$$\mathbf{G} = \frac{M_{\text{sat}}}{\gamma} \int \sin\theta (\nabla\theta \times \nabla\varphi) dV = G \mathbf{e}_z \quad (2.22)$$

$$G = \frac{2\pi M_{\text{sat}} d n p}{\gamma} \quad (2.23)$$

où d est l'épaisseur de la couche, p la polarité du vortex, n la vorticité et γ le facteur gyromagnétique.

Pour la force d'amortissement, on note le dyadique⁵ d'amortissement $\vec{\mathbf{D}}$ et \mathcal{D} tels que :

$$\vec{\mathbf{D}} = \alpha \frac{M_{\text{sat}}}{\gamma} \int (\nabla\theta \otimes \nabla\theta + \sin^2\theta \nabla\varphi \otimes \nabla\varphi) dV \quad (2.24)$$

$$\mathcal{D} = \alpha \pi d \frac{M_{\text{sat}}}{\gamma} \left(2 + \log\left(\frac{L}{b}\right) \right) \quad (2.25)$$

où L est la largeur latérale de la couche et b le rayon du cœur de vortex donné par l'ansatz de Usov [UP93].

On ajoutera comme visible sur la figure 2.5 un terme de transfert de spin dans la

3. L'équation 2.21 ne contient pas de terme de transfert de spin, que l'on ajoutera ultérieurement.

4. \mathbf{G} est parfois défini par $\mathbf{G} = \frac{M_{\text{sat}}}{\gamma} \int \sin\theta (\nabla\varphi \times \nabla\theta) dV$ ce qui induit une inversion de signe pour le terme d'amortissement et la force de confinement dans l'équation de Thiele entre cette thèse et d'autres sources. Nous préférons cette convention pour avoir le gyrovecteur aligné avec la polarité du cœur de vortex.

5. Un dyadique est un tenseur du second ordre. \otimes est le produit dyadique tel que $\begin{pmatrix} a \\ b \\ c \end{pmatrix} \otimes (x \ y \ z) = \begin{pmatrix} ax & bx & cx \\ ay & by & cy \\ az & bz & cz \end{pmatrix}$ ou $\begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \otimes (x \ y) = \begin{pmatrix} ax & bx \\ ay & by \end{pmatrix}$. S'il y a une symétrie axiale, $\vec{\mathbf{D}} = \mathcal{D} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$.

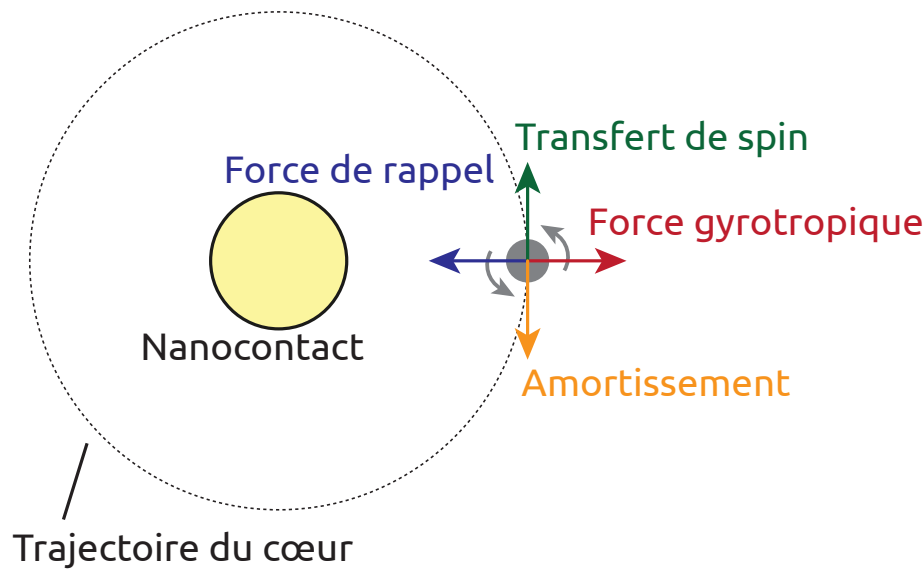


FIGURE 2.5 – Trajectoire du cœur et forces auxquelles est soumis le vortex.

section 2.4.2.

2.4 Oscillateurs à transfert de spin

2.4.1 Géométrie des oscillateurs

On retrouve les vortex magnétiques principalement dans les disques de matériau ferromagnétiques, dans certaines parois de domaine et dans les oscillateurs à transfert de spin (ou STO). Cette thèse ne porte que sur les vortex dans les oscillateurs à transfert de spin. Il existe en l'occurrence trois grandes familles d'oscillateurs à vortex, représentées sur la figure 2.6 : les oscillateurs à nanopilier, les oscillateurs à nanocontact, et les systèmes hybrides. Les premiers ont été les plus étudiés, et cette thèse porte sur les seconds, les oscillateurs à nanocontact. Le courant est principalement perpendiculaire au plan dans les nanopiliers, on parle dans ce cas de courant « CPP » (*Current Perpendicular to Plane*). La composante dans le plan est beaucoup plus importante dans les nanocontacts, on parle dans ce cas de courant « CIP » (*Current In-Plane*). L'état fondamental dans un oscillateur à nanopilier est un vortex : ce dernier est stabilisé en raison du potentiel créé par la géométrie. Un tel vortex n'existe en général pas à l'état fondamental dans un oscillateur à nanocontact. En effet, la couche libre est généralement dans l'état uniforme, bien qu'il puisse exister des structures complexes métastables à l'état fondamental, comme un vortex. Pour s'assurer de sa présence, il est nécessaire de procéder à une nucléation.

Le courant traversant le système crée un champ ampérien. Pour les nanocontacts, ce champ s'observe dans l'empilement, en particulier dans la couche dans laquelle

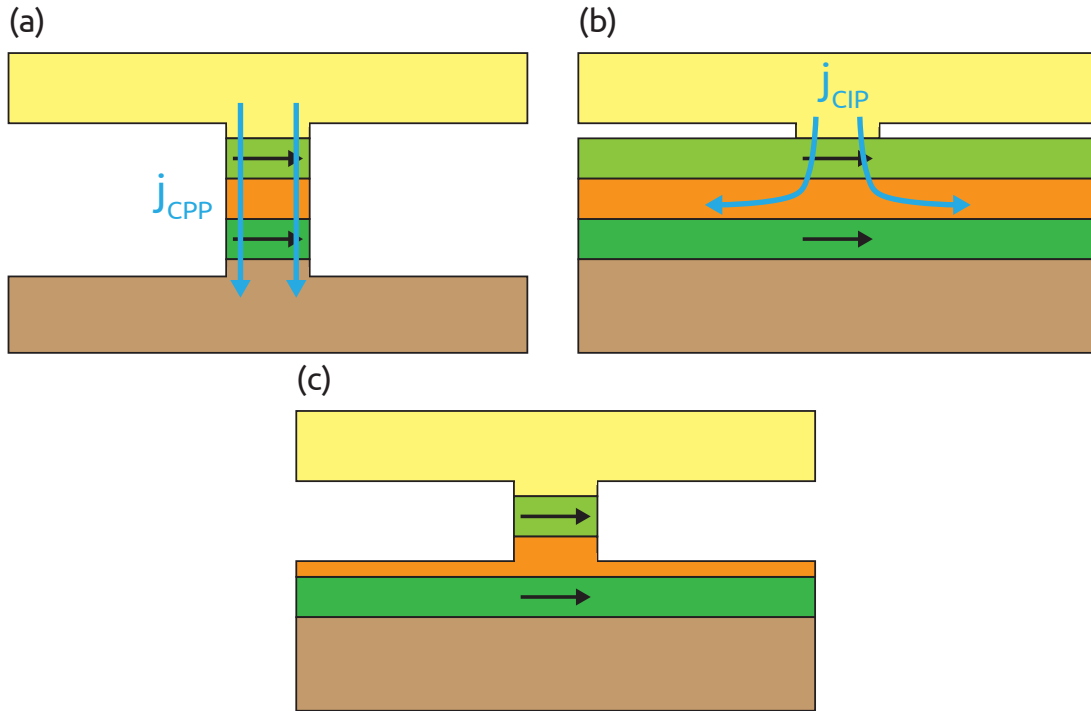


FIGURE 2.6 – (a) Géométrie à nanopilier, dont le courant est majoritairement CPP. (b) Géométrie à nanocontact, dont le courant est majoritairement CIP. (c) Géométrie hybride.

le vortex oscille, en raison du courant perpendiculaire j_z dans le nanocontact. Par ailleurs, le courant radial j_r contribue aussi à un champ dans le plan. Comme le montre la figure 2.7, pour chaque élément radial, le courant j_r crée un champ ampérien. Cependant, les composantes verticales de ce champ s'annulent entre deux éléments radiaux contigus, ne laissant que les composantes dans le plan, comme on peut le voir sur la figure 2.7(c). Ainsi, à la surface de l'échantillon, un champ horaire se rajoute au champ ampérien créé par le courant j_z , ce champ étant lui-même horaire. Au contact avec le substrat, un champ antihoraire se rajoute au champ ampérien issu de j_z .

2.4.2 Transfert de spin

Le transfert de spin correspond à un phénomène d'interaction entre le spin des électrons de conduction et l'aimantation des couches magnétiques. Ce phénomène apparaît dans deux configurations : lorsque le courant est perpendiculaire à la couche magnétique, Berger [Ber96] et Slonczewski [Slo96] ont développé un modèle de transfert de spin entre les couches magnétiques ; lorsque le courant est dans le plan, Zhang et Li [ZL04] ont développé un autre modèle de transfert de spin pour lequel un électron traverse un gradient d'aimantation. Nous allons alors décrire mathématiquement ces différents couples de transfert de spin.

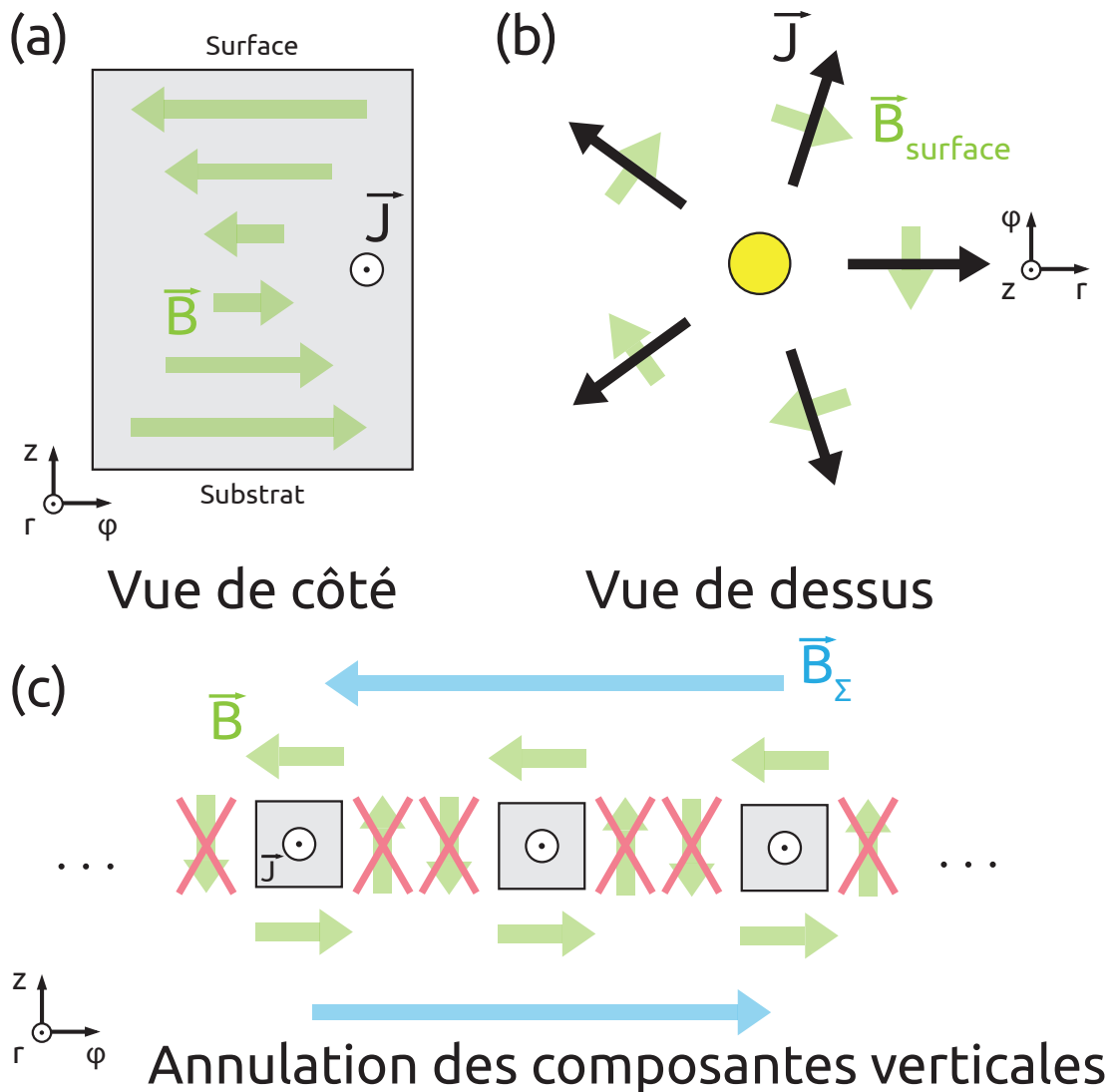


FIGURE 2.7 – (a) Vue de côté d'un élément radial et champ \mathbf{B} provenant du courant \mathbf{j} le traversant. (b) Vue de dessus du nanocontact dont le courant radial provient, formant un champ $\mathbf{B}_{\text{surface}}$ à la surface. (c) Ensemble d'éléments radiaux pour lesquels les champs magnétiques selon \mathbf{e}_z s'annulent et les champs magnétiques selon \mathbf{e}_ϕ s'ajoutent.

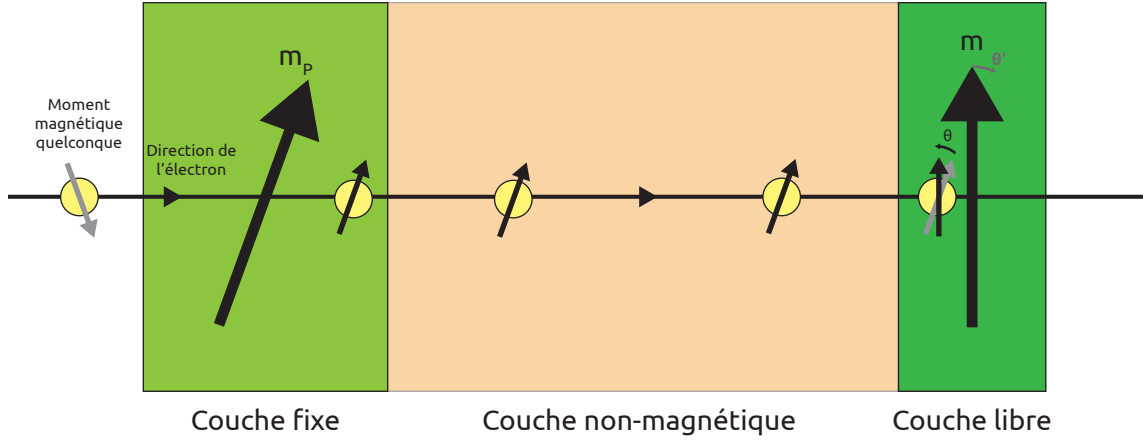


FIGURE 2.8 – Transfert de spin en géométrie CPP. Les électrons acquièrent une direction de spin privilégiée qu'ils conservent en traversant la couche non-magnétique. Ils transfèrent alors leur moment magnétique à la couche libre.

Les termes de transfert de spin peuvent être ajoutés à l'équation de Landau-Lifshitz (terme en $\mathbf{m} \times \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}$) ou à l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert (terme en $\mathbf{m} \times \dot{\mathbf{m}}$). Le passage d'une équation à l'autre avec les termes de transfert de spin pose alors quelques questions sur l'interprétation physique de ces différents termes.

Des descriptions pédagogiques des modèles de transfert de spin sont données par Ralph et Stiles [RS08] et par Abert [Abe19].

Modèle de Slonczewski Le modèle de Slonczewski décrit le couple qui se produit lorsqu'un courant électrique traverse une couche d'aimantation fixée, ce qui va donner au courant sortant une polarisation de spin. Une fois polarisé, le courant traverse le matériau non-magnétique, puis la couche d'aimantation libre. Si les moments magnétiques du courant et de la couche libre ne sont pas colinéaires, un couple est exercé sur l'aimantation par le courant polarisé en spin (et vice versa), comme sur la figure 2.8.

On ajoute alors à l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert deux termes τ_{\parallel} et τ_{\perp} correspondant au terme de Slonczewski ou *damping-like* et au terme de champ effectif ou *field-like*. On a $\tau_{\perp} \approx 0$, car il est négligeable pour les métaux et donc dans les vannes de spin. On a :

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma_0 \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha \left(\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} \right) + \tau_{\parallel} \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{P}) + \tau_{\perp} \mathbf{m} \times \mathbf{P} \quad (2.26)$$

$$\tau_{\parallel} = \eta(\theta) \frac{j\hbar p}{edM_{\text{sat}}} \quad (2.27)$$

où α est l'amortissement, γ_0 le rapport gyromagnétique, \mathbf{m} l'aimantation normalisée, \mathbf{P} l'aimantation de la couche de référence, θ est l'angle entre \mathbf{m} et \mathbf{P} tel que $\cos \theta = \mathbf{m} \cdot \mathbf{P}$,

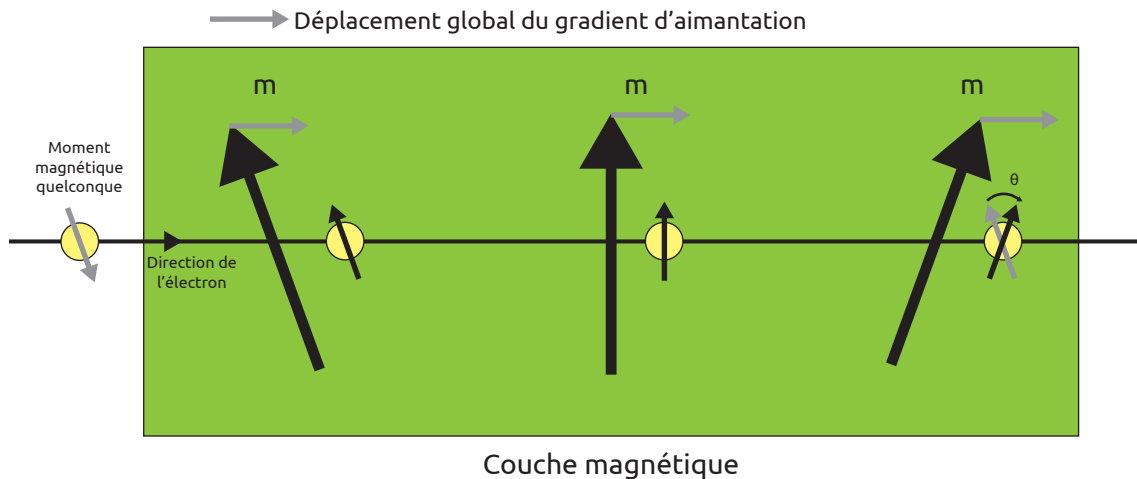


FIGURE 2.9 – Transfert de spin adiabatique en géométrie CIP. Les électrons interagissent tout le long de leur trajet, transférant alors l'aimantation le long de son parcours.

$\eta(\theta)$ est une fonction sans dimension décrivant la dépendance du couple de transfert de spin avec θ ; j la densité de courant, \hbar la constante de Planck, p la polarisation en spin, e la charge de l'électron, d l'épaisseur de la couche libre et M_{sat} l'aimantation à saturation.

Modèle de Zhang-Li Ce modèle décrit le transfert de spin lorsqu'un courant électrique traverse un gradient d'aimantation, comme sur la figure 2.9, typiquement pour le courant CIP. En effet, lorsqu'un électron traverse un gradient d'aimantation de manière adiabatique, son moment magnétique reste parallèle à l'aimantation à tout instant. Il n'y a pas de couple entre le spin de l'électron de conduction et l'aimantation locale. Néanmoins, après avoir traversé le gradient d'aimantation, son moment magnétique aura dévié d'un angle θ avec son orientation initiale. Ainsi, par des règles de conservation, cette variation de moment magnétique se traduit par un déplacement global du gradient d'aimantation.

Néanmoins, ce transfert de spin peut contenir une composante non-adiabatique : le spin de l'électron ne s'aligne pas complètement avec l'aimantation de la couche. Ainsi, le spin varie d'un angle θ' qui par des règles de conservation se traduit par un déplacement du gradient d'orientation. Le spin final de l'électron n'étant pas aligné avec l'aimantation de la couche, le spin précesse autour de cette dernière.

Ce modèle de transfert de spin (avec ses composantes adiabatique et non-adiabatique) est particulièrement utile pour décrire le déplacement d'une paroi de domaine sous un courant électrique [TNMS05, EL17]. On peut alors étendre l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert avec ces termes de transfert de spin dans la formulation de Thiaville et

al. [TNMS05] :

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma_0 \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha \left(\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} \right) - (\mathbf{u} \cdot \vec{\nabla}) \mathbf{m} + \beta \mathbf{m} \times ((\mathbf{u} \cdot \vec{\nabla}) \mathbf{m}) \quad (2.28)$$

où β est le paramètre de non-adiabaticité ou \mathbf{u} est la vitesse de dérive de spin telle que $\mathbf{u} = \frac{g p \mu_B}{2eM_s} \mathbf{j}$ avec g le facteur de Landé, p la polarisation du courant de spin, μ_B le magnéton de Bohr et \mathbf{j} la densité de courant.

On peut alors réécrire l'équation de Thiele en incluant le couple de transfert de spin :

$$\mathbf{G} \times (\dot{\mathbf{X}}_0 - \mathbf{u}(\mathbf{X}_0, I)) + \mathcal{D} \cdot \dot{\mathbf{X}}_0 = -\frac{\partial U(I)}{\partial \mathbf{X}_0} \quad (2.29)$$

où Shibata et al. [SNT⁺06] ont montré que $-\mathbf{G} \times \mathbf{u}$ est une approximation de la force du transfert de spin adiabatique. Nakatani et al. [NST⁺08] ont montré que l'on peut écrire la contribution non-adiabatique du transfert de spin par $-\beta \mathcal{D} \mathbf{u}$, que nous négligeons au vu des propriétés des oscillations de vortex [voir annexe B]. L'équation de Thiele nous indique alors que si $\mathbf{G} \times \mathbf{u} > \mathcal{D} \dot{\mathbf{X}}_0$ alors le vortex oscille ; autrement dit, la giration du vortex est entretenue si le transfert de spin compense l'amortissement.

2.4.3 Magnétorésistance

La magnétorésistance correspond à une résistance électrique du milieu qui dépend de son état magnétique. La magnétorésistance peut provenir de différents phénomènes tels que la magnétorésistance anisotrope (AMR), la magnétorésistance géante (GMR), ou encore la magnétorésistance à effet tunnel (TMR). D'autres phénomènes comme l'effet Hall extraordinaire [Hal79] peuvent aussi contribuer à la variation de la magnétorésistance, mais nous ne donnerons dans cette section que ceux présents dans nos échantillons.

La magnétorésistance anisotrope correspond à la dépendance de la magnétorésistance de l'échantillon avec l'angle entre les directions du courant électrique et de l'aimantation. Cela provient d'une probabilité de diffusion de certains électrons plus élevée dans la direction de l'aimantation, ce qui correspond alors à une résistance plus faible lorsque \mathbf{j} et \mathbf{m} sont colinéaires. La résistance est alors maximale lorsque \mathbf{j} et \mathbf{m} sont perpendiculaires. Pour la géométrie de nanocontact, l'aimantation du système dépend de la position du vortex ; pendant la giration du vortex, l'AMR va alors varier et sera minimale lorsque l'aimantation moyenne sera alignée avec la direction moyenne du courant, et maximale lorsqu'elles sont perpendiculaires. Cependant, étant donné que le courant se propage radialement depuis le nanocontact au voisinage de ce dernier [PWOM12a], on peut considérer que le courant n'a pas de direction moyenne privilégiée, ou du moins que très faiblement. L'AMR contribue alors faiblement à la varia-

tion de la magnétorésistance en raison de cette symétrie radiale. Les lignes de courant ne sont plus radiales loin du nanocontact, où l'aimantation et donc l'AMR sont peu influencées par la giration du vortex. Cependant, étant donné que nous ne sommes pas capables de quantifier ce phénomène face aux autres types de magnétorésistance, on ne peut considérer que la variation de la magnétorésistance est exclusivement due à d'autres types de magnétorésistance telles que la GMR.

La magnétorésistance géante est la principale composante de la variation de magnétorésistance de nos échantillons. Elle a été découverte par les équipes d'Albert Fert et Peter Grünberg [BBF⁺88, BGSZ89] à la fin des années 80. Elle est observée dans une structure dite de vanne de spin ou pseudo-vanne de spin, qui consiste en un empilement de deux couches ferromagnétiques de part et d'autre d'un métal non-magnétique. La description physique de la GMR varie selon que le courant est perpendiculaire aux couches (courant CPP), ou que le courant est parallèle aux couches (courant CIP). La résistance de la vanne de spin dépend dans les deux cas de l'alignement des aimantations des couches magnétiques.

Pour modéliser la variation de la GMR avec un modèle à résistance à deux canaux tel que représenté sur la figure 2.10(a), il faut que le spin de l'électron soit conservé sur une distance plus grande que l'épaisseur d'une vanne de spin, typiquement plusieurs dizaines de nm⁶. On peut alors considérer deux canaux indépendants pour les spins \uparrow et les spins \downarrow et donc un modèle de résistances sur deux câbles parallèles indépendants. Il faut aussi que la diffusion des électrons soit différente lorsque ces derniers pénètrent un matériau ferromagnétique selon leur spin par rapport à l'aimantation de la couche. On suppose que les moments opposés à l'aimantation de la couche sont davantage diffusés. La résistance R traversée par l'électron est alors plus élevée. Si le moment magnétique de l'électron est aligné avec l'aimantation, alors il s'agit d'un canal de faible résistance r telle que $r \ll R$.

Que l'on soit en géométrie CPP où les électrons traversent les couches de l'empilement, ou en géométrie CIP où les électrons « rebondissent » sur les couches, le modèle à résistance est valable dans les deux cas. Si les deux couches ont leur aimantation alignée, alors il existe un canal privilégié : celui pour lequel les électrons ont leur moment magnétique aligné à l'aimantation des couches. La résistance de leur canal est donc $2r$. Les électrons de moment magnétique opposé ont un canal de résistance $2R$. La résistance R_P de l'ensemble vaut donc $R_P = \frac{2r2R}{2r+2R} \approx 2r$. Lorsque les aimantations des couches sont antiparallèles, tous les électrons traversent une couche ayant une faible résistance r et une couche ayant une forte résistance R . La résistance R_{AP} du système vaut donc $R_{AP} = \frac{(r+R)^2}{2(r+R)} \approx \frac{R}{2}$. On voit alors que $R_{AP} > R_P$: la résistance dans l'état antiparallèle est plus élevée que dans l'état parallèle. Ce modèle de la GMR a été développé

6. On note cette distance l_{sf} longueur de relaxation de spin, ou *spin-flip length*. Elle correspond à la distance moyenne parcourue pendant un temps τ_{sf} de relaxation de spin.

par Valet et Fert [VF93] pour la géométrie CPP et par Camley et Barnas [CB89] pour la géométrie CIP à partir d'un modèle de dérive-diffusion pour le transport des électrons de conduction.

On note alors ΔR la variation de la résistance entre l'état parallèle et l'état antiparallèle, comme on peut le voir sur la figure 2.10(b). On nomme alors la magnétorésistance géante, ou GMR, le rapport de ces valeurs [BBF⁺88, BGSZ89] :

$$\text{GMR} = 2 \frac{R_{\text{AP}} - R_{\text{P}}}{R_{\text{AP}} + R_{\text{P}}} \approx \frac{\Delta R}{R_{\text{P}}} \quad (2.30)$$

où R_{P} et R_{AP} est la résistance lorsque les aimantations des couches sont parallèles ou antiparallèles. Pour l'approximation, on considère $R_{\text{AP}} \approx R_{\text{P}} \approx \frac{R_{\text{AP}} + R_{\text{P}}}{2}$ valable pour des petites variations ΔR devant la résistance moyenne de l'échantillon.

Un dernier type de magnétorésistance existe dans les échantillons à effet tunnel présentés dans les perspectives du chapitre 7, il s'agit de la magnétorésistance à effet tunnel, ou TMR. Elle correspond à un empilement de matériau magnétique entourant un isolant, dans lequel le courant ne passe que par effet tunnel. Il ne peut y avoir que du courant CPP. Les différences de conductivités entre les deux configurations d'aimantation viennent de différentes densités d'états au niveau de Fermi pour chaque orientation de spin et sont développées dans le modèle de Jullière [Jul75].

2.5 Dynamique non-linéaire

2.5.1 Nucléation d'un vortex

L'état de vortex n'existe pas nécessairement à l'état fondamental dans les oscillateurs à transfert de spin, en particulier dans la géométrie de nanocontact. Il est alors nécessaire de nucléer le vortex, en injectant du courant dans l'échantillon par exemple. Différentes études décrivent le processus de nucléation des vortex [Kom07, NST⁺08, DKPW⁺11, Man11, PWKR⁺12]. Il y a deux aspects à prendre en compte pour la nucléation : la conservation de la charge topologique et la dynamique des paires vortex-antivortex.

On peut générer une paire vortex-antivortex en injectant un fort courant dans le nanocontact : le champ ampérien créé par le courant va modifier l'aimantation dans le plan de la couche libre, et peut entraîner l'apparition d'une paire vortex-antivortex. On note le vortex V et l'antivortex AV. Pour la polarité du cœur, on note \uparrow ou \downarrow . On peut alors avoir les configurations magnétiques suivantes : (V, \uparrow), (AV, \uparrow), (V, \downarrow) ou (AV, \downarrow).

D'un point de vue de la topologie, on peut se demander comment passer de l'état fondamental uniforme où $q = 0$ à l'état d'oscillation. On peut alors former les paires (V, \uparrow) + (AV, \uparrow) ou (V, \downarrow) + (AV, \downarrow) qui ont la même charge topologique que l'état fondamen-

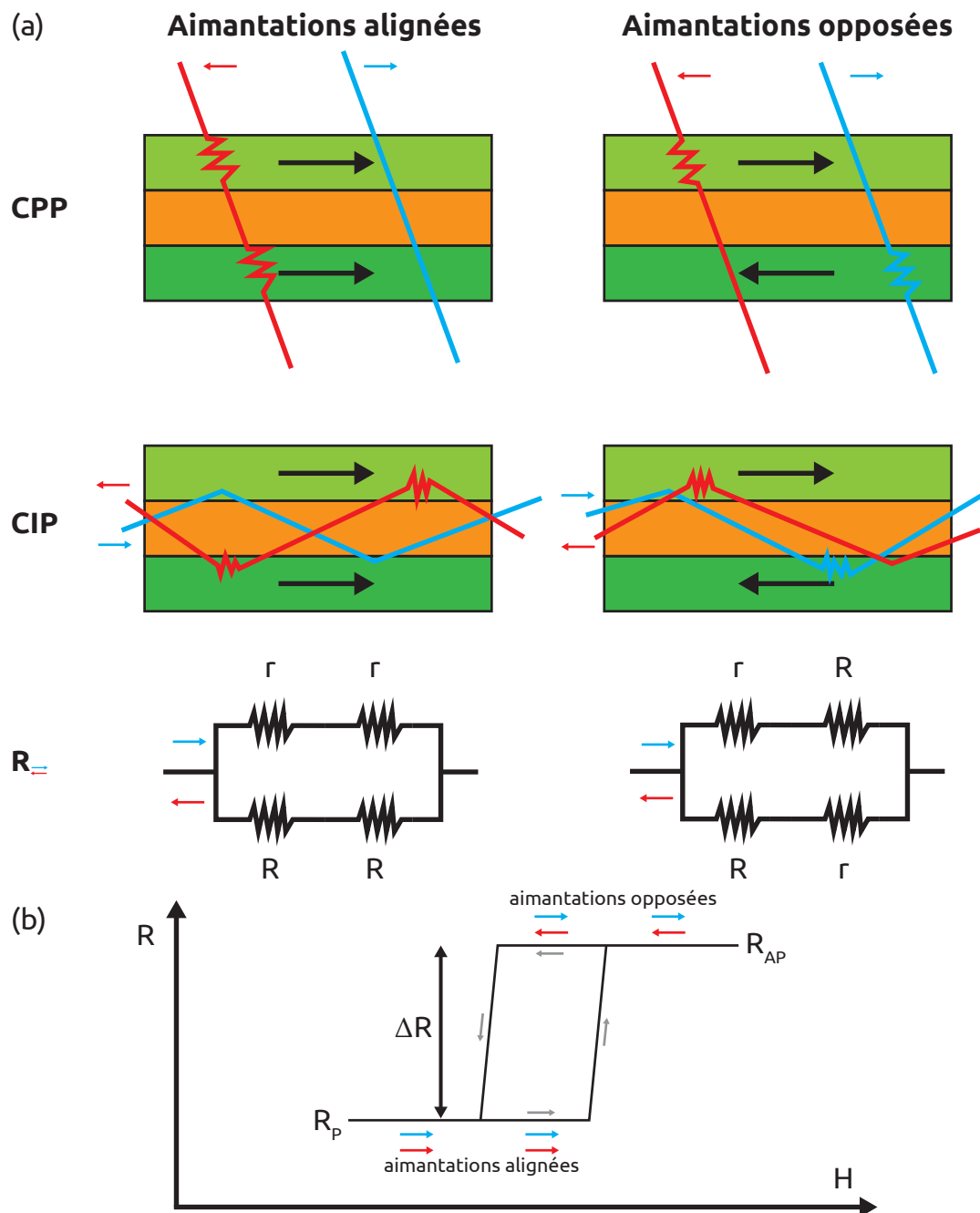


FIGURE 2.10 – (a) Trajectoires des électrons pour des spins \rightarrow et \leftarrow en courant CPP et CIP, pour des aimantations des couches parallèles ou antiparallèles. Circuit équivalent avec r une faible résistance (moment magnétique de l'électron et aimantation alignés) et R une forte résistance (moment et aimantation opposés). On néglige la relaxation de spin dans cette analogie. (b) Cycle de la magnétorésistance lorsque l'on augmente puis diminue le champ magnétique.

tal. Pour former les paires $(V, \uparrow) + (AV, \downarrow)$ et $(V, \downarrow) + (AV, \uparrow)$, il faut briser la topologie pour passer d'un état où $q = 0$ à un état où $q = \pm 1$. Une telle brisure topologique apparaît pour la nucléation des skyrmions par exemple.

D'un point de vue dynamique, le mouvement des paires de vortex et d'antivortex est déterminé par le nombre skyrmionique de la paire. On peut noter que le vortex et l'antivortex sont dans les deux dimensions du plan, deux charges opposées qui s'attirent. Pour les paires $(V, \uparrow) + (AV, \uparrow)$ et $(V, \downarrow) + (AV, \downarrow)$, $q = 0$: la paire a alors un mouvement «Kelvin» [KP07], le vortex et l'antivortex se propagent en parallèle le long d'un axe, puis s'annihilent à cause de l'interaction d'échange. Pour $(V, \uparrow) + (AV, \downarrow)$ et $(V, \downarrow) + (AV, \uparrow)$, $q = 1$: la paire a alors un mouvement de giration par rapport à son centre de masse [KP07] et l'antivortex finit par être expulsé du potentiel Zeeman du nanocontact. Les combinaisons $(V, \uparrow) + (AV, \downarrow)$ et $(V, \downarrow) + (AV, \uparrow)$ sont les seules paires viables ; cela indique aussi qu'il est nécessaire qu'il y ait une brisure de symétrie lors de la nucléation.

Expérimentalement, nous utilisons une procédure qui consiste à créer un état uniforme avec un champ magnétique externe, et à injecter un courant continu pour créer le champ d'Oersted. On balaye en champ pour faire traverser dans l'échantillon une paroi de domaine qui lorsqu'elle croise le champ d'Oersted peut créer une paire vortex-antivortex, jusqu'à éventuellement devenir un vortex stable⁷ comme décrit précédemment.

2.5.2 Retournement de cœur

Avec le prisme de la topologie, le vortex semble être une structure magnétique stable ; cependant, il est fait état du changement de sens de la polarité du cœur de vortex, ce que l'on nomme renversement ou retournement du cœur de vortex. Une des premières description et explication du renversement de cœur se trouve dans [VWPS⁺06], qui décrit le processus de nucléation puis d'annihilation d'une paire vortex-antivortex lors du renversement de cœur, comme on peut le voir sur la figure 2.11. Le cœur de vortex se déforme, dans l'aimantation se forme un creux de direction opposée à la polarité du cœur [GLK08, VCW⁺09], puis se forme une paire vortex-antivortex de polarité opposée au vortex préexistant [XRC⁺06, GKSM08, GLK08, KGL⁺10, GLH11]. L'antivortex nouvellement formé et l'ancien vortex s'annihilent, ne laissant que le nouveau vortex de polarité opposée à la polarité de l'ancien vortex. Des études ont proposé l'existence d'une vitesse critique [GLK08, LKY⁺08, KGL⁺10] de $v_{\text{crit}} = (1,66 \pm 0,18)\gamma\sqrt{A_{\text{ex}}}$ à laquelle se produit le renversement de cœur. Pour d'autres systèmes physique, des études recensent l'existence d'une telle vitesse critique, dans les disques [YKN⁺10, KWC⁺11], dans les parois de domaine [EL17] et pour un vortex immobile dans un champ magnétique tournant [KGS09].

7. Si le vortex et l'antivortex ont la même polarité, l'antivortex n'est pas expulsé, les deux s'annihilent et il faut recommencer la procédure.

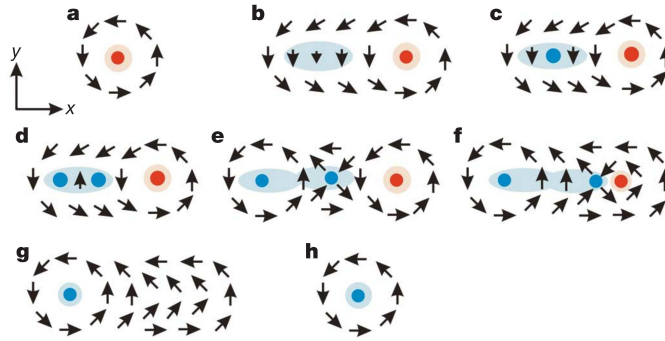


FIGURE 2.11 – Formation d'une paire vortex-antivortex entraînant le renversement de cœur. Image issue de van Weayenberge et al. [VWPS⁺06].

De nombreuses études ont montré que l'on peut déclencher le renversement de cœur à l'aide d'un fort champ haute fréquence [VWPS⁺06, KSGM07, CVWV⁺08, LKY⁺08, LD09, CSW⁺11, KWC⁺11, PLK⁺11, MBIF12, YLK12, WD12], d'un fort courant haute fréquence [KCL⁺07, YKN⁺07, BMK⁺08, KLYC08, KMC⁺10], d'un champ pulsé [XRC⁺06, HGFS07, XRG⁺07, GHS08, KCB09, WWV⁺09, JYPdL⁺10, YLC11, YJL⁺11], d'un courant pulsé [LGHS07, LHGH09, ZL12], ou encore par transfert de spin sous courant continu [CGMS07, LGHS07, SGM07, KGD⁺09, JHCL09, CYL⁺10, GKS10, KGL⁺10, LYCK11, PWKR⁺12]

Pour les oscillateurs à vortex, le changement de sens de giration après un renversement de cœur peut s'expliquer avec l'équation de Thiele. Deux girations stables sont possibles : une giration dans le sens horaire pour une polarité -1 et une giration dans le sens antihoraire pour une polarité $+1$. En effet, un changement de polarité entraîne un changement de signe du gyrovecteur \mathbf{G} , donc le transfert de spin $\mathbf{G} \times \mathbf{u}$ et la force gyrotropique $\mathbf{G} \times \dot{\mathbf{X}}_0$ voient leur sens d'application changer. Sur le cercle limite, pour que le vortex reste sur une position d'équilibre, il faut alors que le signe de $\dot{\mathbf{X}}_0$ change, et donc le sens de giration change.

2.5.3 Régimes d'oscillation du vortex

Dans l'article de Petit-Watelot et al. [PWKR⁺12], il est montré qu'il existe deux fréquences au sein de l'oscillateur : f_{gir} correspondant à la fréquence de giration du vortex autour du nanocontact, et f_{cr} correspondant à la fréquence de renversement de cœur. Il est alors montré qu'il existe plusieurs régimes d'oscillation dépendant du rapport entre f_{gir} et f_{cr} . Ainsi, s'il n'y a ni giration ni renversement de cœur, le vortex est immobile et se trouve donc dans le régime immobile. S'il n'y a pas de renversement de cœur, le vortex est en régime de pure giration. S'il y a du renversement de cœur et le rapport entre les fréquences de renversement de cœur et de giration est rationnel, alors le régime est dit commensurable. S'il y a du renversement de cœur et le rapport entre les fréquences de renversement de cœur et de giration est irrationnel, le régime est dit in-

commensurable. L'article montre aussi des paliers du rapport $f_{\text{gir}}/f_{\text{cr}}$ selon I_{dc} lorsque ce rapport est rationnel. Ces paliers sont reliés entre eux par des valeurs de $f_{\text{gir}}/f_{\text{cr}}$ irrationnelles⁸.

2.5.4 Verrouillage, synchronisation et modulation

De nombreuses études ont été faites sur le verrouillage, la synchronisation et la modulation d'oscillateurs à transfert de spin. On peut dans un premier temps distinguer les phénomènes de verrouillage et de synchronisation : le verrouillage correspond à l'ajustement de la fréquence d'un auto-oscillateur sur la fréquence d'un signal externe. Le couplage entre le signal extérieur et l'auto-oscillateur est unidirectionnel. Par exemple, le rythme circadien⁹ chez l'être humain est de 24 h, période imposée par la durée jour/nuit. Si ce rythme est perturbée par un rythme jour/nuit artificiel différent ou une absence de rythme jour/nuit, alors généralement le rythme circadien change (vers une durée de 25h environ [SRH⁺66, MMW74] en l'absence de rythme jour/nuit).

La synchronisation correspond à l'ajustement des fréquences de deux auto-oscillateurs ou plus entre eux ; leurs fréquences finissent par s'ajuster mutuellement en raison des couplages bidirectionnels entre les différents oscillateurs. Huygens a été le premier à remarquer ce phénomène entre deux horloges ou deux pendules placés à proximité [Huy93].

La modulation consiste à moduler le signal sortant de l'oscillateur à l'aide d'un signal externe, en changeant l'amplitude ou la fréquence de ce dernier, ou en faisant apparaître de nouveaux signaux d'amplitude et de fréquence différentes. De tels phénomènes ont été observés dans les dispositifs spintroniques.

Le verrouillage d'un oscillateur à transfert de spin a été fait par un champ magnétique provenant d'une antenne [UTTS10, HdLN⁺12, HLN⁺14] ou par un courant alternatif [RPK⁺05, LJD⁺15]. Le verrouillage de phase peut aussi être induit par champ dipolaire [ST05, BLS⁺12, BLS⁺13], par interaction d'échange [RCG⁺09] ou par des ondes de spin [KPR⁺05]. D'autres articles ont montré qu'il est possible de verrouiller l'oscillateur à $2f$ [QSF⁺11, LJD⁺15, KSH⁺16a, KSH⁺17, TLH⁺18] ou à des fractions de f [UTTS10, DKG⁺11, QSF⁺11, LJD⁺15, SKB⁺17a, SKB⁺17b], on parle alors de verrouillage fractionnaire. Il a été montré qu'augmenter le couplage entre le signal externe et l'oscillateur élargit la plage de verrouillage [GGD⁺08, ST09, UTTS10, RTL⁺16, GSCL19]. D'autres études ont révélé le verrouillage d'oscillateur à transfert de spin sur des isolants topologiques [WXR⁺18].

La synchronisation que nous définissons comme étant l'influence mutuelle de plu-

8. Certains des échantillons utilisés dans cette thèse sont ceux utilisés pour l'article de Petit-Watelot et al. [PWKR⁺12].

9. Ensemble des processus biologiques de période de 24 h environ, tels que le rythme de sommeil ou la température corporelle.

sieurs oscillateurs à transfert de spin, menant vers l'ajustement de leurs fréquences, a été étudié théoriquement [ST06, Cro12, LdMAA⁺17] et expérimentalement. Il est possible de synchroniser des oscillateurs à nanopilier par champ magnétique radiofréquence [LHA⁺15, SBB⁺19], par champ dipolaire [LHA⁺15] ou par courant continu [GCF06, GGCF08, TSBG09, ZÅ09]. Deux oscillateurs situés dans deux couches magnétiques d'un même empilement, couplés par l'interaction dipolaire ont été synchronisés et étudiés dans [GBBN05, GQS⁺11, LPK⁺12]. On peut aussi coupler les oscillateurs avec l'interaction d'échange en utilisant la même couche magnétique : il s'agit d'avoir plusieurs nanocontacts correspondant à plusieurs oscillateurs à transfert de spin, généralement à vortex, dans la même couche magnétique. La synchronisation a alors été étudiée avec deux nanocontacts [KPR⁺05, MRET05, PRR⁺06, MPMA11, PCLDA14] où le couplage est opéré par onde de spin, et même avec quatre nanocontacts [RCG⁺09] où les vortex sont couplés par l'intermédiaire d'un antivortex. Des études ont montré la synchronisation par couplage électrique théoriquement [GCF06, GGD⁺08, TSBG09, AABS⁺15, TBP⁺17], en simulation [LZH⁺12, PCP⁺18] et expérimentalement [LTB⁺17, TTK17]. Un tel couplage est peut-être plus intéressant pour les applications car il permet d'avoir des oscillateurs séparés physiquement, et non plus à quelques nm ou μm d'écart. Des réseaux d'oscillateurs synchronisés ont aussi été réalisés pour des applications neuromorphiques avec des oscillateurs à transfert de spin [RTT⁺18, KSM⁺19, TRA⁺20] ou avec des oscillateurs à effet Hall [ZAM⁺20]. Par ailleurs, un système hybride comprenant quatre oscillateurs à transfert de spin et un détecteur CMOS a permis d'effectuer du traitement d'image [KPS⁺20].

Des études de modulations ont été faites sur différents oscillateurs à transfert de spin, en particulier sur la modulation de fréquence [PRK⁺05, MTH⁺16] et d'amplitude. Consolo et al. ont développé une théorie de la modulation non-linéaire en fréquence et en amplitude [CPF⁺10], appliqué à différents oscillateurs modulés [MPB⁺10, MPMA11]. Pogorelyov et al. ont montré que la largeur de raie du signal émis par un oscillateur peut diminuer avec la modulation [PMB⁺11]. La modulation par déplacement de fréquence ou FSK a été étudié par plusieurs groupes [MDK⁺11, MPK⁺17, RCPB⁺17], et consiste à transmettre un signal numérique par des changements de fréquences de la fréquence porteuse. Il est aussi possible de transmettre un tel signal avec des changements d'amplitude [LSM⁺19].

Il est par ailleurs possible d'étudier le verrouillage d'un oscillateur avec son propre signal de sortie [Cha03a, Cha03b, DKT⁺12, TKTS14, KWP⁺17]. Il est placé pour cela dans une boucle de rétroaction, ce qui peut améliorer les propriétés d'émission de l'oscillateur telles que la largeur de raie [TGL⁺16], le facteur de qualité [KKK⁺16], sa stabilité [KLP⁺17] ou la réduction du bruit de phase [LKC07]. Il est aussi possible d'utiliser la boucle de rétroaction pour augmenter les non-linéarités du système et permettre des applications de calcul neuromorphique comme le calcul à réservoir [ASS⁺11, PDS⁺12,

TRA⁺17] ou *reservoir computing*. Le calcul neuromorphique consiste à utiliser des systèmes physiques pour mimer le fonctionnement d'un système biologique comme le cerveau, et permettre de nouvelles techniques de calcul particulièrement efficaces pour la reconnaissance de sons ou d'images. Le calcul à réservoir est un type de réseau neuronal dont la dynamique permet d'encoder une mémoire utilisée pour le calcul, et des implémentations en spintronique ont été faites par divers groupes [JCZ⁺19, KSM⁺19, MLR⁺19, TTN⁺19, WDAR⁺19]. Csaba et Porod ont fait une revue des oscillateurs couplés utilisables pour le calcul neuromorphique [CP20].

La spintronique permet alors que l'apprentissage machine se fasse dans le matériau et non plus seulement par logiciel. A contrario, l'apprentissage machine peut être utilisé pour faire progresser les connaissances en spintronique ou en dynamique non-linéaire, comme l'on fait Beach et al. [BGM18] en développant un système de reconnaissance d'images pour distinguer vortex et antivortex ou Jaeger et al. [JH04] et Pathak et al. [PLH⁺17] en créant des systèmes de prédiction de signal chaotique.

2.5.5 Chaos

Généralités sur le chaos

Le chaos est une propriété de certains systèmes dynamiques non-linéaires qui présentent une forte sensibilité aux conditions initiales et des orbites périodiques denses (c'est-à-dire que la trajectoire repasse souvent par des points proches de ceux déjà explorés). Cette sensibilité aux conditions initiales se traduit par une imprévisibilité du système à long terme, en raison de l'impossibilité physique de connaître exactement ces conditions initiales [Hei27]. Il ne faut néanmoins pas confondre un système chaotique avec un système aléatoire ou stochastique. En effet, la description de ces derniers se fait avec une densité de probabilité traduisant le caractère fondamental de leur stochasticité, alors que les systèmes chaotiques sont décrits mathématiquement comme les systèmes classiques, sans densité de probabilité. On peut résumer les différences entre ces systèmes dans le tableau 2.1.

Système	Déterministe (si on connaît exactement le système)	Prévisible (au sens pratique, avec une connaissance compatible avec les lois de la physique du système)
Classique	Oui	Oui
Chaotique	Oui	Non
Stochastique	Non	Non

TABLE 2.1 – Propriétés selon le type de système dynamique.

On peut prévoir exactement l'évolution d'un système chaotique à partir de ses condi-

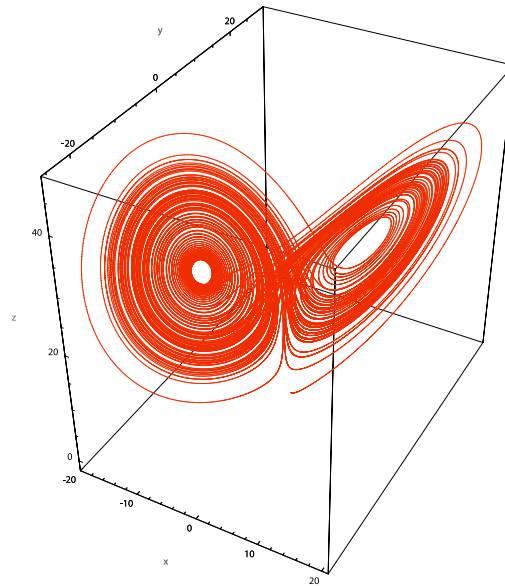


FIGURE 2.12 – *Attracteur de Lorenz avec $\sigma = 28$, $\rho = 10$ et $\beta = 8/3$, pour une position initiale de $(0,0,0)$. Image issue de *Wikipédia*.*

tions initiales, alors que cela n'est pas possible avec un système stochastique¹⁰. Cependant, la moindre variation des conditions initiales donne une évolution complètement différente du système, comme on peut le voir sur la figure 2.13.

Les premiers développements de la théorie du chaos ont été apportés par Henri Poincaré lorsqu'il étudia le problème à N corps [Poi92]. Cependant, ce n'est qu'avec l'apparition des premiers ordinateurs que Edward Lorenz a mis en évidence l'existence du chaos et de l'imprévisibilité d'un système dynamique météorologique avec le système suivant [Lor63] :

$$\begin{cases} \dot{x} = \sigma(y - x) \\ \dot{y} = \rho x - y - xz \\ \dot{z} = xy - \beta z \end{cases} \quad (2.31)$$

où σ , ρ et β sont trois paramètres réels positifs, x l'intensité du mouvement de convection, y la différence de température entre courants ascendants et descendants, et z l'écart du profil de température vertical par rapport à un profil linéaire. Il a alors pu tracer la *trajectoire* du système, que l'on nomme attracteur étrange, représenté en figure 2.12.

La figure 2.13 donne pour le système de Rössler [Rös76] la comparaison entre des paramètres correspondant à un cercle limite et des paramètres correspondant à un attracteur chaotique. Il y a 200 points de conditions initiales proches pour un ensemble

10. On peut néanmoins décrire l'évolution de la probabilité des événements.

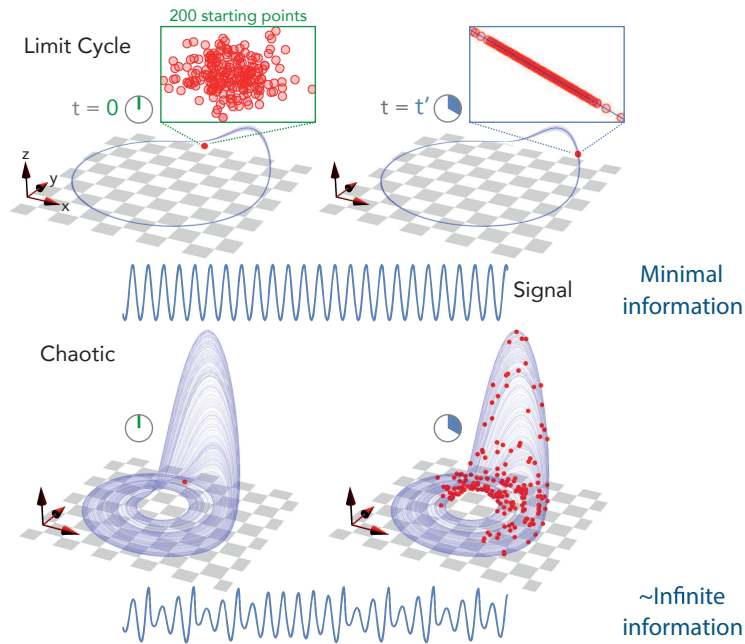


FIGURE 2.13 – Cycles limites en bleu avec 200 points en rouge de conditions initiales proches (à gauche) et après un temps t' (à droite), pour un comportement classique (en haut) ou chaotique (en bas). Image de J.-V. Kim.

de paramètres. Ces 200 points sont alors quasiment à la même position pour le comportement classique après un certain temps t' , alors qu'ils ont répartis sur tout l'espace des phases pour le comportement chaotique. Les différentes conditions initiales donnent un résultat quasi identique pour un cycle limite et des résultats très différents pour un attracteur chaotique en raison de sa sensibilité aux conditions initiales du système.

Exposant de Lyapounov

La chaotité d'un système est caractérisée par les exposants de Lyapounov. Alexandre Lyapounov a en effet développé dans sa thèse [Lya92] un critère permettant de qualifier la stabilité ou l'instabilité des mouvements d'un système dynamique. En particulier, si l'exposant de Lyapounov est positif, cela indique une divergence de deux trajectoires proches avec le temps, une des conditions du chaos.

Si on considère une fonction ou un signal f dépendant du temps t , l'écart δf entre les différentes trajectoires possibles est donné par rapport à l'écart initial δf_0 par :

$$|\delta f(t)| \approx e^{\lambda t} |\delta f_0| \quad (2.32)$$

où λ est l'exposant de Lyapounov pour un degré de liberté. Ainsi, ce dernier indique si l'écart entre les différentes trajectoires augmente ($\lambda > 0$) ou reste faible ($\lambda < 0$) au cours

du temps. Si le système est sensible aux conditions initiales, alors l'écart augmente : $\lambda > 0$.

Cependant, les algorithmes permettant de calculer les exposants de Lyapounov ne sont pas adaptés aux mesures très bruitées. En effet, l'aspect aléatoire du signal dû au bruit implique nécessairement un exposant positif, que le système soit dans un régime chaotique ou non. Ainsi, il est préférable d'utiliser une autre méthode de quantification du chaos, le titrage par le bruit [DRPW⁺19] par exemple.

Chaos et oscillateurs : de nouvelles applications

Le chaos a été étudié dans plusieurs systèmes spintroniques [LLZ06, PSK⁺13, MLIG19, MPC⁺19, WDAR⁺19], en particulier les oscillateurs à vortex [JNF⁺12, BHL⁺19]. Le groupe de Taniguchi (AIST) a en particulier étudié la synchronisation dans des oscillateurs à transfert de spin chaotiques à aimantation uniforme [Tan19, YAN⁺19, Tan20]. Le contrôle du chaos dans un oscillateur est une première étape à l'établissement d'applications à partir de ces oscillateurs.

Ces applications peuvent être la génération de nombres aléatoires, les communications ou le calcul. La génération de nombres aléatoires se fait à partir de l'imprévisibilité des systèmes chaotiques : tout bruit intrinsèque peut grandement faire varier la dynamique du système en raison de sa sensibilité aux conditions initiales. De tels systèmes ont été démontrés à l'aide de lasers [LKC⁺14, ZPC⁺17], de systèmes photoniques [UAI⁺08, VMT⁺14], de cavités optiques [NKA⁺14] ou d'un super réseau de semiconducteurs [LRA⁺13]. Ils s'agit alors de sources d'entropie extrêmement rapides, très efficaces pour la génération de nombres aléatoires.

Le chiffrement de communications s'opère à l'aide de deux oscillateurs chaotiques synchronisés [PC90, CO93]. Leur synchronisation permet d'encoder et de décoder un signal en mixant leur dynamique avec le signal à transmettre, alors qu'il apparaît complètement aléatoire à un observateur externe. Un tel système a été mis en œuvre avec des fibres optiques et des lasers chaotiques [ASL⁺05].

Une autre utilisation du chaos pour les communications est la dynamique symbolique [HGO93, Bol03]. Il se trouve que seulement certains motifs peuvent apparaître dans la dynamique d'un système. En identifiant ces motifs, il est alors possible d'encoder de l'information à partir de ces motifs, qui sont alors très résistants au bruit [SS01b]. Cela a été démontré pour des circuits électroniques [HGOM94], des systèmes chimiques [BD97] et récemment dans notre équipe avec les échantillons présentés dans cette thèse [YRL⁺20].

Il est aussi possible de faire du calcul logique à partir du chaos. En effet, un système chaotique peut rapidement être reconfiguré pour opérer différentes opérations logiques, en utilisant la sensibilité aux conditions initiales des systèmes chaotiques pour changer rapidement de dynamique et donc d'opération logique [DMM⁺10].

Une dernière application des systèmes proches du chaos est le calcul neuromorphique. Nous avons déjà donné quelques exemples d'études portant sur le neuromorphisme dans la spintronique. Ce paragraphe portera plus explicitement sur les systèmes proches du chaos pour le neuromorphique. En effet, pour le calcul à réservoir, il faut que des entrées similaires donnent des sorties similaires, mais que dès que les entrées varient davantage, les sorties divergent fortement. En plus concret, si on donne des chiffres écrits en entrée, deux images de « 6 » écrits par des personnes différentes doivent donner un résultat similaire, mais une image de « 6 » et une de « 8 » doivent donner des résultats très différents. Ainsi, en ayant une dynamique qui s'approche du chaos, on est suffisamment non-linéaire pour qu'un « 6 » et un « 8 » soient différenciés, mais pas trop pour que deux « 6 » différents soient identifiés comme le même chiffre. Il faut un certain compromis sur la sensibilité aux conditions initiales du système. Par ailleurs, il faut pour le calcul à réservoir inclure une forme de mémoire dans la dynamique du système. Un système chaotique en est dépourvu, sa forte imprévisibilité ne permet pas de garder en mémoire les quelques états précédents. Le calcul à réservoir a été remis en œuvre avec des systèmes s'approchant du chaos, tel qu'un circuit électrique simple [ASS⁺11] et un circuit optoélectronique [LSB⁺12].

3 | Échantillons et fabrication

Plan du chapitre :

3.1	Description des empilements des échantillons	47
3.1.1	Pseudo-vanne de spin à base de permalloy	47
3.1.2	Échantillons à base d'alliage de Heusler	49
3.2	Fabrication	51
3.2.1	Conception électrique et fabrication des masques	51
3.2.2	Fabrication à partir de lithographie électronique	54
3.2.3	Fabrication par nano-indentation	60
3.3	Conclusion	71

Ce chapitre introduit les échantillons et les méthodes de fabrication utilisés. La première section décrit les empilements des différents échantillons et la seconde les méthodes de fabrication de ces derniers.

Notre choix s'est porté sur des matériaux à faible amortissement, tels que le permalloy ou les alliages de Heusler. L'exploration de cette dynamique se fait par voie électrique ; la dynamique du système entraîne une variation de la magnétorésistance, donc de la tension qui se traduit en un signal électrique observable. Ce type de mesure implique certaines contraintes sur la conception et la fabrication. Les techniques utilisées pour la fabrication sont relativement classiques, excepté pour la création du nanocontact où on utilise la lithographie électronique ou la nano-indentation.

3.1 Description des empilements des échantillons

3.1.1 Pseudo-vanne de spin à base de permalloy

Les premiers échantillons utilisés pour cette thèse ont été fabriqués pour une collaboration entre l'Unité Mixte de Physique CNRS/Thales et l'Institut d'Électronique Fondamentale (qui est devenu depuis le Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies). Le numéro du principal échantillon utilisé est ip6890 que l'on utilisera parfois par la suite comme nom.

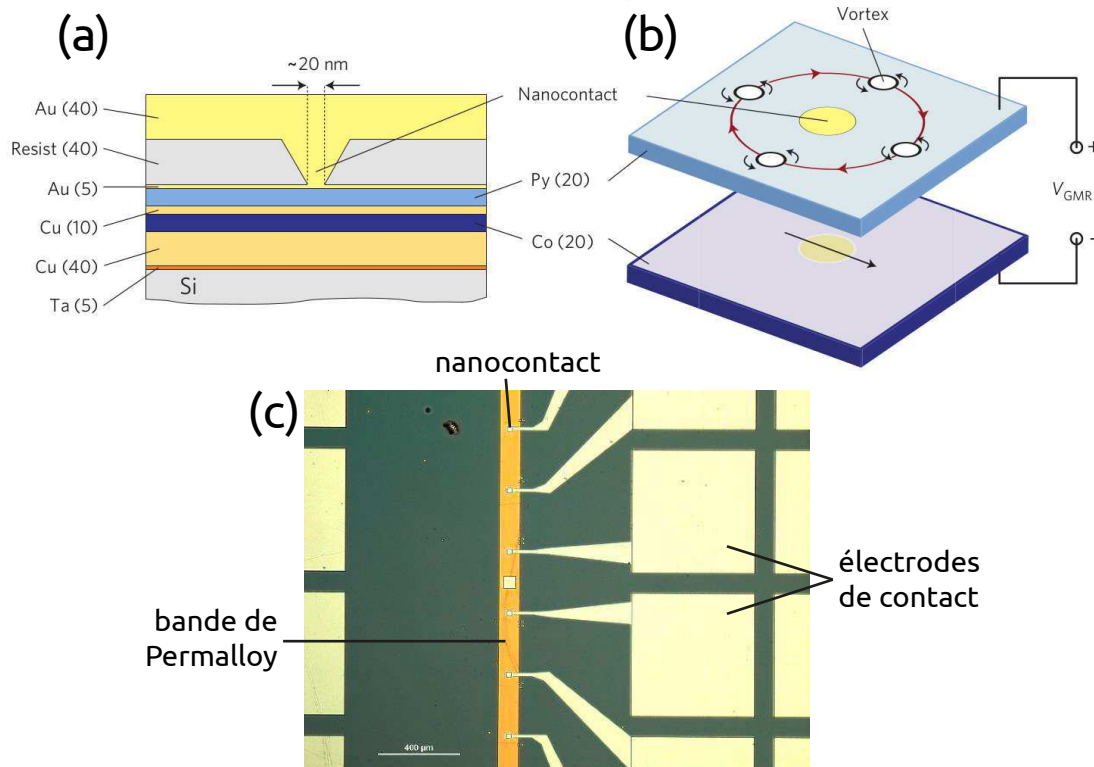


FIGURE 3.1 – (a) Composition de l'empilement avec entre parenthèses l'épaisseur des couches en nm. (b) Le courant est injecté au niveau du nanocontact, entraînant la giration du vortex autour du nanocontact. (c) Photo de dessus de l'échantillon. Images (a) et (b) issu de l'article de Sébastien Petit-Watelot et al. [PWKR⁺12].

Ils sont représentés sur la figure 3.1, et sont constitués d'une série de couches de divers matériaux formant une pseudo-vanne de spin. L'empilement, en partant du substrat, est composé des couches suivantes : Si // Ta (5 nm) / Cu (40) / Co (20) / Cu (10) / Py (20) / Au (5). La couche de permalloy Py est la couche libre dans laquelle le vortex est nucléé ; la couche de cobalt correspond à la couche de référence pour la mesure de la GMR ; les couches de cuivre sont des couches non-magnétiques conductrices, celle entre la couche libre et la couche fixe permet de découpler ces dernières et augmenter leurs épaisseurs permet d'augmenter la valeur de GMR [BSE⁺17] ; la couche d'or (5 nm) sous la résine est une couche de passivation, qui protège la couche libre de l'oxydation ; la résine isolante (noté Resist sur la figure 3.1) permet d'isoler l'empilement des électrodes sauf au niveau du nanocontact dont la taille est de quelques dizaines de nanomètres ; la couche d'or (40 nm) au-dessus de la résine permet le contact électrique entre l'échantillon et les pics de la sonde ; le tout repose sur un substrat de silicium. Les échantillons ont été élaborés par Karim Bouzehouane, Stéphanie Girod et Cyril Deranlot de l'Unité Mixte de Physique CNRS/Thales.

La fabrication de ces échantillons est décrite dans [RCG⁺09, PWKR⁺12] : le dépôt des couches décrites précédemment a été fait par pulvérisation cathodique dans une

enceinte d'argon, excepté pour l'isolant et l'électrode de surface en or. On dépose ensuite une résine diluée dans un solvant (elle correspond à l'isolant Resist du schéma précédent), permettant d'obtenir une fine couche de résine, isolant les électrodes de l'empilement. On utilise ensuite une technique dite de nano-indentation pour former les nanocontacts. Cette technique consiste à approcher une pointe de microscope à force atomique (AFM) pour enlever la résine sur un cercle d'environ 10 à 20 nm de diamètre. Le trou ainsi créé est élargi par gravure à plasma d'O₂. On peut alors déposer l'or sur l'ensemble, formant ainsi le nanocontact et l'électrode. La technique de nano-indentation a l'avantage de permettre des diamètres plus petits de l'ordre de 20 nm sans lithographie électronique.

Les valeurs données dans [PWKR⁺12] correspondent à ce que l'on a pu mesurer en faisant varier le champ externe auquel était soumis l'échantillon : une résistance de environ $R = 20 \Omega$ et une variation de la résistance de environ $\Delta R = 50 \text{ m}\Omega$, donnant ainsi une GMR de 0,25 %. La couche libre de permalloy a une coercivité de 1 mT, une aimantation à saturation M_{sat} de $1,053 \pm 0,003 \text{ T}$, un facteur g de $2,111 \pm 0,003$ et un amortissement α de $0,007 \pm 0,001$. La couche fixe de cobalt a quant à elle, une coercivité de 2 mT, une aimantation à saturation M_{sat} de $1,768 \pm 0,011 \text{ T}$, un facteur g de $2,133 \pm 0,009$ et un amortissement α de $0,010 \pm 0,001$. Le processus de mesure de la GMR est donné ultérieurement dans la partie 4.2, relative à ce sujet.

3.1.2 Échantillons à base d'alliage de Heusler

Une autre série d'échantillons consiste en des vanes de spin à base d'alliage de Heusler. Ces matériaux, que l'on définit par une structure cubique à faces centrées X_2YZ , où X, Y et Z sont différents éléments chimiques [Heu03, GFP11, GPF11], peuvent avoir une forte polarisation de spin [KFF07], proche de 100 % pour certains alliages, et peuvent avoir un très faible amortissement [ANH⁺16, GPWP⁺19]. Ils ont aussi une haute température critique T_C . Ainsi, cela répond parfaitement aux attentes pour la fabrication d'oscillateurs à transfert de spin : une forte polarisation permet de maximiser le couple de transfert de spin, ce qui entraîne la giration du vortex. On peut par ailleurs étudier l'effet d'un plus faible amortissement sur la dynamique du vortex ainsi que sur le renversement de cœur.

Les empilements à base d'alliage de Heusler ont été élaborés par épitaxie par jets moléculaires (ou MBE, pour *Molecular Beam Epitaxy*) sur un substrat d'oxyde de magnésium (MgO), car ce dernier présente une meilleure compatibilité pour la croissance que d'autres substrats [GPWP⁺19]. L'alliage de Heusler utilisé est le Co₂MnGe, qui est approprié pour la création d'une vanne de spin en terme de croissance.

La vanne de spin déposée est représentée sur les figures 3.2(a) et 3.2(c) et correspond à l'empilement suivant : MgO // Cr (10 nm) / Co (5) / Co₂MnGe (5) / Au (2)

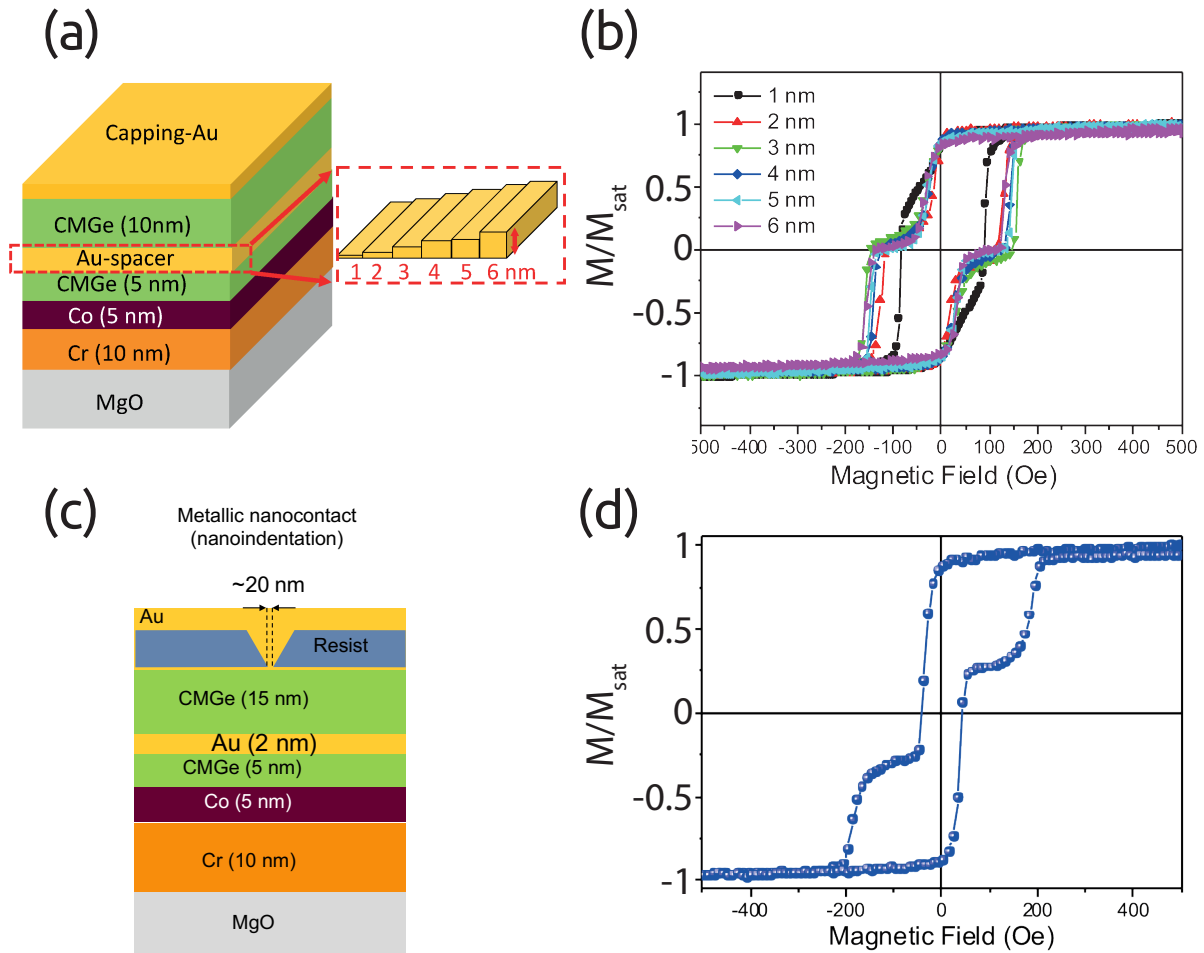


FIGURE 3.2 – Empilement d’une valve de spin à base d’alliage de Heusler, pour différentes épaisseurs de la couche espaceuse (a), ou en présence d’un nanocontact (c). Cycle de l’aimantation selon le champ pour (b) $e_{libre} = 10$ nm et différentes épaisseurs d’espaceur et (d) $e_{libre} = 15$ nm et $e_{espaceur} = 2$ nm. Images de Claudia de Melo Sanchez.

/ Co_2MnGe (15) / Au (2). Il a été difficile d’utiliser directement l’alliage de Heusler comme couche de référence en raison de contraintes d’épitaxie. Cependant, une méthode appliquée à $\text{Co}_x\text{Fe}_{x-1}$ sur MgO [ACH⁺14] et applicable à cette vanne de spin, consiste à utiliser des couches intermédiaires pour à la fois régler les problèmes de croissance liés aux paramètres de maille mais aussi à les utiliser pour fixer la couche d’alliage de Heusler : la couche de chrome permet la croissance épitaxiale du cobalt qui va se relaxer en un réseau hexagonal dont l’axe c est dans le plan, et qui forme avec l’alliage de Heusler la couche de référence. En effet, le Co_2MnGe peut croître directement sur le MgO [GPWRS⁺19, GPWP⁺19], et permet d’augmenter la coercivité de la couche de Co + Co_2MnGe , et donc de renforcer l’immobilité du Co_2MnGe à bas champ.

On ajoute alors par dessus une couche espaceuse d’or, dont l’épaisseur a été étudiée pour découpler la couche libre de la couche fixe. Sur la figure 3.2(b), on peut voir

que ce découplage apparaît au-delà d'une épaisseur de 2 nm. On a finalement ajouté 15 nm de l'alliage de Heusler formant ainsi la couche libre et une couche de passivation, ici de 2 nm d'or.

Des mesures¹ au magnétomètre à échantillon vibrant (VSM) ou par résonance ferromagnétique (FMR) nous ont permis de donner les propriétés des couches de Co_2MnGe : l'aimantation à saturation M_{sat} vaut 1,13 T environ, le facteur g vaut $1,99 \pm 0,02$ et l'amortissement α vaut $5,3 \cdot 10^{-4}$ à 290 K² [GPWP⁺19]. Par ailleurs, des mesures de diffraction d'électrons de haute énergie en incidence rasante (RHEED) et des cycles d'hystérésis ont permis l'analyse des axes magnétocristallins et de l'anisotropie des différentes couches de l'empilement [LdMG⁺20]. On observe alors que le cobalt a une forte anisotropie magnétocristalline par rapport au Co_2MnGe . Il en résulte une anisotropie plus forte pour la couche de référence que pour la couche libre ; il s'agit dans les deux cas d'une anisotropie quadruple avec l'axe facile orienté à 45° de l'axe [100] du substrat de MgO (ou de la direction [0001] de la couche de cobalt).

3.2 Fabrication

3.2.1 Conception électrique et fabrication des masques

Cette section va détailler les conceptions électriques pour les deux voies de fabrication explorées, par lithographie électronique et par indentation. En effet, un même constat s'est porté sur les pseudo-vannes de spin à base de permalloy, qui bien qu'excellentes en terme de chaoticité du signal, présentent quelques problèmes en terme de conception électrique. La non-coaxialité des électrodes pose en effet problème pour deux raisons principales. La première raison réside dans le fait qu'un câble coaxial forme une cage de Faraday avec la masse, permettant de protéger le câble porteur du signal du bruit électromagnétique environnant. Cet effet est aussi présent sur un plan. Un échantillon non-coaxial a alors le comportement d'une antenne, rendant plus complexe l'analyse de son signal, et de le distinguer du bruit alentour. On pourrait même supposer que ce bruit a une influence sur la dynamique du système. La seconde raison est qu'il est alors nécessaire de mettre à la masse l'une des deux bornes d'un échantillon non-coaxial, car les appareils de mesures hyperfréquences ont une de leurs bornes de la masse. En outre, on cherche à diminuer les effets capacitifs des électrodes et à répondre aux contraintes de la technique d'indentation.

Nous avons alors redessiné les électrodes des échantillons pour qu'elles vérifient un aspect coaxial et pour trouver un compromis entre effets capacitifs et contraintes

1. Les mesures de ce paragraphe ont été réalisées par nos collaborateurs à Nancy : Claudia de Melo, Charles Guillemard, Sébastien Petit-Watelot et Stéphane Andrieu.

2. On peut utiliser pour les simulations une valeur plus proche de 0 K ; à 8 K, α vaut $6,1 \cdot 10^{-4}$ [GPWP⁺19].

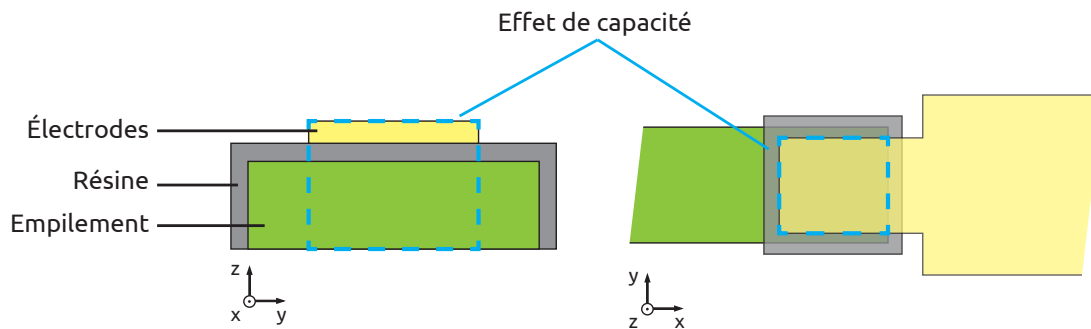


FIGURE 3.3 – Vues de profil et de dessus de l'échantillon, et la zone où se trouve les effets capacitifs dans l'échantillon.

liées à la nano-indentation, ce qui découle en la création de nouveaux masques de lithographie optique. Cependant, l'indentation et la lithographie électronique ont différentes contraintes, les masques sont alors différents, bien que le masque pour la fabrication par l'indentation reprenne des éléments du masque pour la fabrication pour la lithographie électronique.

Le masque pour la fabrication par la lithographie électronique est composé de quatre niveaux sur $20 \times 20 \text{ mm}^2$ représentés sur la figure 3.4(a). L'un des niveaux permet de tracer les marques d'alignement pour les lithographies électronique et optique [Fig. 3.4(e)]. Ces dernières sont déposées sur l'échantillon, avec un dépôt de titane et d'or. Le second niveau [Fig. 3.4(c)] correspond aux mesas gravées dans l'empilement, au nombre de 704 sur un masque, soit 176 pour un échantillon de $10 \times 10 \text{ mm}^2$. Le masque est en effet divisé en quatre régions identiques. Les mesas font $75 \times 35 \text{ }\mu\text{m}^2$. Les deux autres niveaux correspondent aux électrodes ; l'un des niveaux n'a qu'un seul emplacement de nanocontact [Fig. 3.4(f)], l'autre niveau en a deux [Fig. 3.4(g)]. Il a été décidé que les nanocontacts se trouvent en dessous des électrodes triangulaires, bien que rien n'empêche de les mettre aussi sous les électrodes rectangulaires. Cela permet néanmoins de repérer par l'observation les systèmes à un nanocontact de ceux à deux nanocontacts. Des marques d'alignement optique sont présentes sur tous les niveaux du masque. Elles sont formées d'une forme de fenêtre avec un, deux, ou trois points mitoyens, ou du négatif pour le niveau des marques d'alignement [Fig. 3.4(e)].

Le masque pour la fabrication par l'indentation est composé lui aussi de quatre niveaux de $10 \times 10 \text{ mm}^2$ représentés sur la figure 3.4(b). Cette taille est délimitée par la chambre de l'AFM. Le premier niveau [Fig. 3.4(d)] permet de graver les mesas dans l'empilement, ainsi que les marques d'alignement pour la lithographie optique et les lignes dans l'empilement permettant de relier électriquement les mesas à une borne électrique pour l'indentation. Les mesas font $70 \times 30 \text{ }\mu\text{m}^2$. Le second niveau permet de déposer le niveau de résine fine, correspondant à un rectangle de $35 \times 40 \text{ }\mu\text{m}^2$ par mesa. Ce rectangle est plus grand que la mesa en largeur, de manière à dépasser de

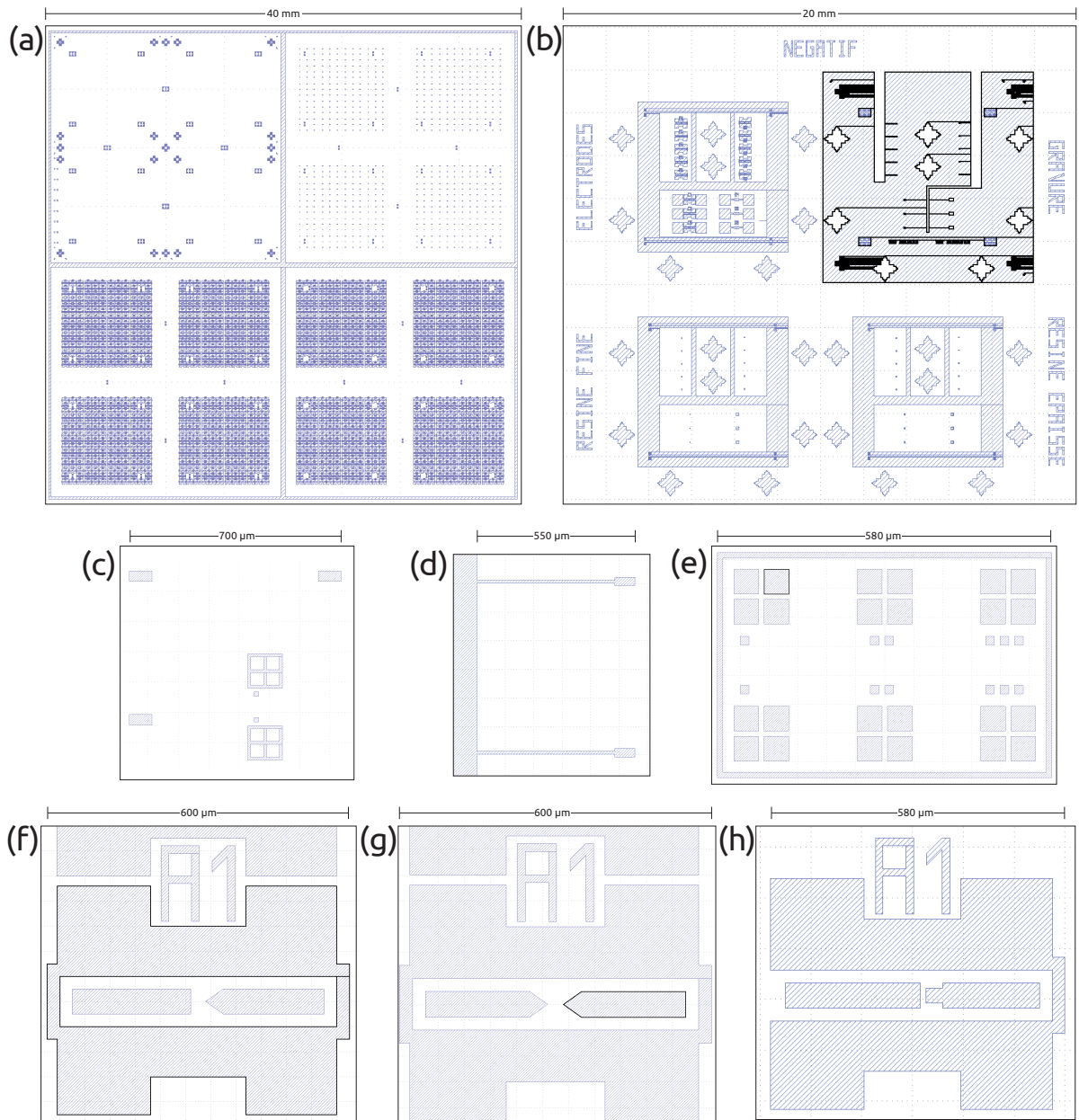


FIGURE 3.4 – Plan des masques de lithographie optique dans KLayout pour la fabrication par lithographie électronique (E) et par indentation (I). (a) Masque total pour la fabrication E. (b) Masque total pour la fabrication I. (c) Mesas pour la fabrication E et marques d’alignement. (d) Mesas pour la fabrication I et fils de contact électrique pour l’indentation. (e) Marques d’alignement communes à E et I. (f) Électrodes de surface pour E avec 1 nanocontact. (g) Électrodes de surface pour E avec 2 nanocontacts. (h) Électrodes de surface pour I avec 1 nanocontact.

chaque côté et d'isoler les électrodes des mesas. Le troisième niveau permet de déposer le niveau de résine épaisse, qui est une couronne dont le pourtour est un rectangle de $40 \times 45 \mu\text{m}^2$ et l'intérieur un rectangle de $20 \times 20 \mu\text{m}^2$. Le quatrième niveau [Fig. 3.4(h)] permet de déposer les électrodes qui sont coaxiales ; les masses sont reliées, et se situent de part et d'autre des électrodes déposées sur la mesa. D'un point de vue des effets capacitifs, si on prend la formule de la capacité d'un condensateur plan, on a :

$$C = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{A}{d} \quad (3.1)$$

où C est la capacité du condensateur, $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$ est la permittivité du vide, $\varepsilon_r = 4$ est la permittivité relative de la résine SU8 2000 à 1 GHz, d est l'épaisseur de la résine, soit environ 50 nm, et A est la surface en regard de part et d'autre de l'isolant, soit $855 \mu\text{m}^2$ [Fig. 3.3]. Ainsi, on trouve une capacité de 0,6 pF, ce qui est suffisamment bas³. Les masques pour la fabrication par indentation permettent d'élaborer dix échantillons, ainsi que six échantillons de test, trois pour tester les paramètres d'indentation, et trois autres pour tester la qualité de l'isolation entre l'empilement et les électrodes. En particulier, une mauvaise isolation peut provenir de problèmes sur la résine, tels que la présence de bulles après enrésinement.

3.2.2 Fabrication à partir de lithographie électronique

Nous avons dans un premier temps cherché à fabriquer les oscillateurs à nanocontact au C2N. Pour cela, nous avons opéré la fabrication de ces échantillons de la manière représentée sur la figure 3.5. Ce mode opératoire est inspiré des travaux de J. Flipse et B. J. van Wees de l'Université de Groningen [FBS⁺12, Fli14] où un nanocontact est créé par lithographie électronique. En résumé, on commence par une étape de gravure permettant de définir les mesas. On crée ensuite les nanocontacts sur les mesas à l'aide de la lithographie électronique. Pour cela, on crée tout d'abord la résine dure, percée du nanocontact, qui se trouvera au dessus du mesa de manière à isoler des électrodes. Cela se fait par deux étapes de lithographie électronique, dont la première permet créer le nanocontact et la seconde de polymériser la résine au voisinage du nanocontact. On dépose ensuite de l'or dans le nanocontact à l'aide d'une lithographie électronique avec une nouvelle résine. Puis on dépose finalement les électrodes définies par lithographie optique⁴. Nous allons dans la suite de cette section entrer

3. On veut que l'oscillateur à transfert de spin soit capable de délivrer du courant dans une charge de 50Ω , c'est-à-dire l'amplificateur. Il délivre ce courant à travers sa résistance interne $R \approx 20 \Omega$ et 50Ω de charge, ou il le délivre à la masse par un chemin capacitif. L'impédance vaut 70Ω pour le chemin résistif, et environ $10^6 \Omega$ pour le chemin capacitif, pour une capacité de 0,6 pF et une fréquence de quelques MHz. La capacité est suffisamment basse pour que le courant aille dans l'amplificateur et donc dans l'appareil de mesure.

4. En raison du déménagement du laboratoire de septembre à décembre 2019 et du redémarrage retardé et progressif de la salle blanche entre juin 2018 et septembre 2019 pour la plupart des machines,

Élément	Épaisseur	Vitesse de dépôt
Cr	10 nm	0,05 nm/s
Au	40 nm	0,12 nm/s
Cr	5 nm	0,1 nm/s
Ni	30 nm	0,1 nm/s
Au	10 nm	0,1 nm/s

TABLE 3.1 – Tableau de déposition des éléments avec leurs épaisseur et vitesse de déposition pour l'échantillon de test.

Enrésinement	HMDS, AZ5214E, 4000 rpm, 30s
Recuit	1 min, 110°C
Contact dur	5s contact / 3,5s insolation
Recuit	2 min, 120°C
IPP	40s
Développement	AZ400K 1:4 H ₂ O

TABLE 3.2 – Paramètres de la résine et de la lithographie optique pour les marques de lithographie électronique.

davantage dans le détail des recettes de fabrication pour chaque partie.

Dépôt d'un échantillon de test Cet échantillon sert à tester certains procédés. On nettoie un substrat de SiO₂ avec de l'acétone puis du propanol. Il est important d'avoir des surfaces propres pour s'assurer d'avoir un dépôt de bonne qualité. Ces échantillons ont été déposés par un bâti d'évaporation de Plassys. Il s'agit de l'empilement suivant : Si // Cr (10 nm) / Au (40) / Cr(5) / Ni (30) / Au (10). Leurs épaisseurs et vitesse de dépôt sont données dans le tableau 3.1, et dans l'ordre de dépôt [du plus proche du substrat à la surface]. On les nettoie après le dépôt avec un plasma O₂ pour s'assurer que la surface soit bien propre.

Marques d'alignement L'étape suivante consiste à enrésiner puis à définir par lithographie optique les marques nécessaires à la lithographie électronique. L'appareil utilisé est une MJB4 de Süss MicroTec. La recette est donnée dans le tableau 3.2. On utilise la lithographie en mode « contact dur » (ou *hard contact*) pour éviter les problèmes liés à une mauvaise focalisation du faisceau, en particulier des bords mal définis.

Ensuite, on peut alors déposer du titane pour l'accroche puis de l'or par l'évaporateur Plassys. On effectue un lift-off alors avec de l'acétone puis on rince avec du propanol. Les éléments déposés sont décrits dans le tableau 3.3 avec les paramètres de

seule une partie des étapes ont pu être développées et appliquées sur les échantillons. Nous n'avons donc pas montré expérimentalement que la fabrication telle qu'elle est décrite dans cette partie permette de créer des échantillons fonctionnels pour ce que l'on désire, bien que cette méthode ait fait ses preuves ailleurs [FBS⁺12, Fli14].

Éléments	Épaisseur	Vitesse de dépôt	Courant	Pression
Ti	10 nm	0,05 nm/s	0,08 A	$1,6 \cdot 10^{-7}$ Torr
Au	200 nm	0,3 nm/s	0,18 A	$1,5 \cdot 10^{-7}$ Torr

TABLE 3.3 – Dépôts pour les marques de lithographie électronique.

Enrésinement	HMDS, AZ5214E 4000 rpm 30s
Recuit	110°C 1min
Contact dur	5s contact / 3,5s insolation
Développement	AZ400K 1:4 H ₂ O 40s

TABLE 3.4 – Paramètres de la résine et de la lithographie optique pour les mesas.

dépôt.

Gravure La prochaine étape consiste à graver les mesas dans l'empilement de vanne de spin. On enrésine puis on définit par lithographie optique ces derniers, avec la recette donnée dans le tableau 3.4. Le bâti de gravure est équipé d'un SIMS ou *Secondary Ion Mass Spectrometry* permettant de savoir à tout instant quel est l'avancement de la gravure, en mesurant les espèces chimiques présentes dans la chambre à vide du bâti de gravure. Ces espèces viennent alors de l'échantillon et nous informent alors du matériau gravé à un certain instant. On grave jusqu'à ce que les espèces chimiques du substrat apparaissent sur le SIMS. Une fois gravé, on nettoie l'échantillon à l'acétone puis au propanol pour enlever la résine et les résidus de gravure.

Lithographie électronique Cette étape permet de créer les nanocontacts et la résine isolante autour de ces derniers. Nous avons utilisé de la PMMA (polyméthacrylate de méthyle) et de la MMA (métacrylate de méthyle) pour pouvoir créer un rebord, visible en figure 3.6. On fait cela en trois étapes de lithographie électronique. On enrésine l'échantillon avec la recette décrite dans le tableau 3.5. L'utilité de créer un rebord, comme cela est visible sur la figure 3.6 est de rendre le lift-off plus facile en permettant à l'acétone de passer sous la résine et donc d'enlever le dépôt non utile plus facilement. En effet, la MMA est une résine moins résolue mais plus sensible que la PMMA, elle va donc réagir sur une plus large région que la PMMA d'où la création de ce rebord. On peut effectuer ce genre de rebord avec d'autres techniques, avec du chlorobenzène par exemple comme cela est détaillé dans la section suivante. On effectue ensuite l'insolation. On va alors effectuer une première lithographie électronique dite faible dose. Les paramètres d'insolation sont une tension d'accélération de 80 kV, un courant de 0,8 nA, et une dose de $450 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ pour une faible dose, et de $4,5 \text{ mC}/\text{cm}^2$ pour une forte dose. Deux points d'insolation sont espacés de 5 nm, ce qui correspond à peu près à la réso-

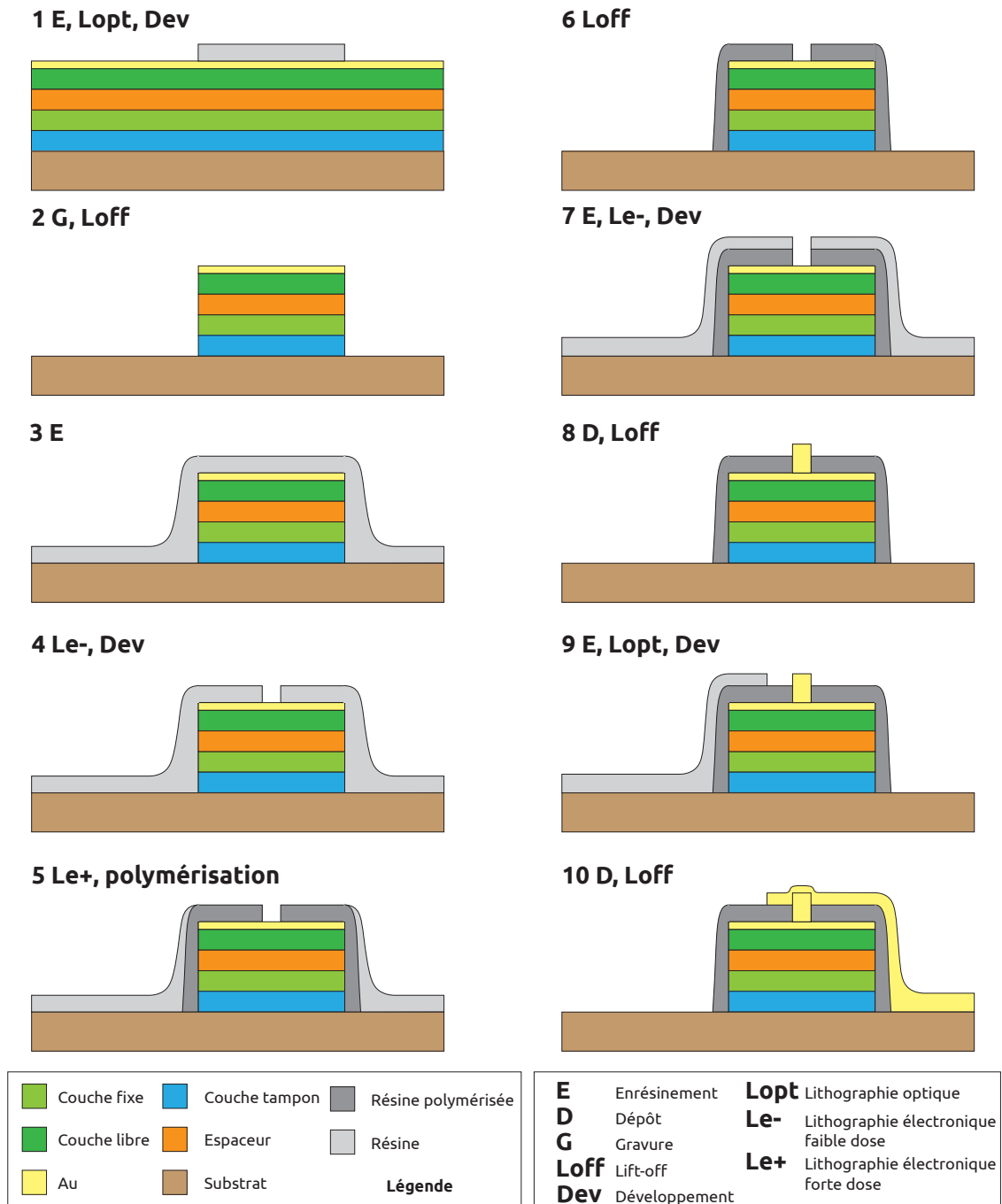


FIGURE 3.5 – Étapes de fabrication des échantillons, nanocontacts fabriqués par lithographie électronique.

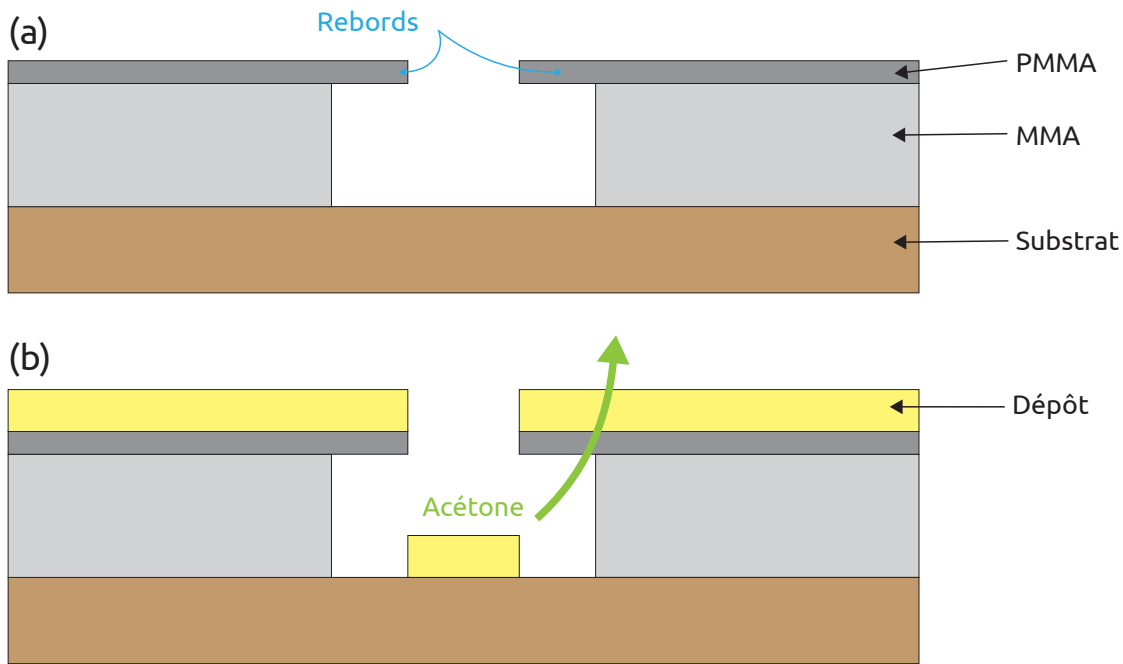


FIGURE 3.6 – (a) Création d'un rebord de résine avec le MMA et le PMMA. (b) Après le dépôt des électrodes, l'acétone va pouvoir passer sous le rebord de résine et enlever plus facilement le dépôt sur la résine.

Enrésinement	Primer, MMA A7, 2000 rpm, 30 s
Recuit	180°C 3min
Enrésinement	PMMA A2, 4000 rpm, 30 s
Recuit	150°C 5min
Lithographie électronique	
Développement	IPA 1:3 MIBK 1min Propanol 20s

TABLE 3.5 – Paramètres de la résine et de la lithographie électronique pour les nanocontacts.

lution de la lithographie. On ne change que le temps d'insolation, qui est 10 fois plus long pour la forte dose par rapport à la faible dose. Avec cette lithographie électronique faible dose, on trace un nanocontact par mesa. On développe alors ces derniers avec un mélange d'IPA (propanol) et de MIBK (méthylisobutylcétone) décrit dans le tableau 3.5. On replace alors directement l'échantillon dans la lithographie électronique pour effectuer une lithographie électronique forte dose. Cette insolation permet de polymériser la résine autour du nanocontact déjà formé, sur une zone au-dessus du mesa et en regard des électrodes que l'on déposera plus tard. Cette polymérisation permet de rendre la résine non soluble dans l'acétone. On effectue un lift-off à l'acétone, qui permet donc d'enlever la résine non-polymérisée. Il reste alors la résine polymérisée, sur les mesas seulement, avec un trou nanométrique en leur centre.

On effectue de nouveau une lithographie électronique faible dose, qui définit une

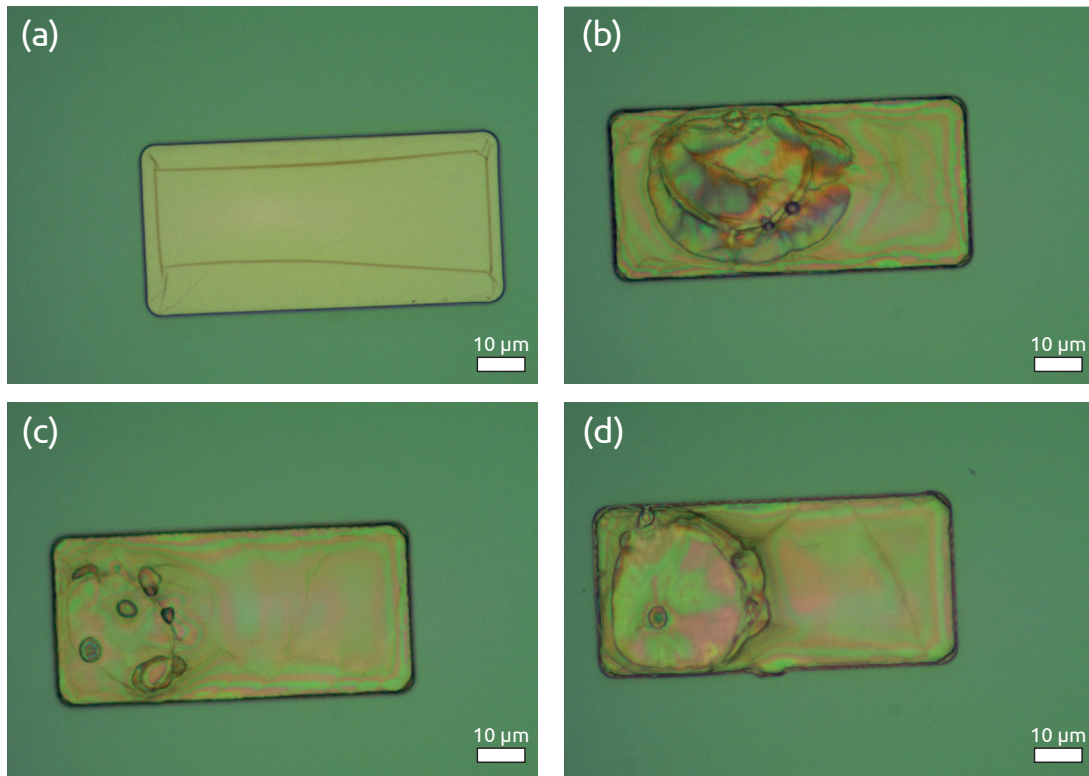


FIGURE 3.7 – Images de mesas enrésinées après lithographie électronique. (a) Craquelures de la résine sur les bords pour un test de dose faible. (b-d) La résine est craquelée et impactée en un ou plusieurs endroits pour une dose plus forte.

zone pour le nanocontact, comme précédemment, sur les emplacements des trous nanométriques. Après développement, on dépose de l'or (ou du titane puis de l'or) pour remplir le nanocontact de ce matériau. On effectue un lift-off, qui ne laisse de l'or qu'au niveau du nanocontact. Ces trois étapes de lithographie électronique, à différentes doses, permettent ensemble de réaliser un nanocontact. Cependant, lors de nos tests de dose, nous avons eu des résultats de lithographie de mauvaise qualité, visibles sur la figure 3.7. En effet, l'étape de lithographie électronique à forte dose n'a pas donné les résultats escomptés. On peut voir sur cette figure que l'insolation crée un impact de environ $2\ \mu\text{m}$ et des craquelures sur le reste du mesa. Ces craquelures peuvent laisser passer le courant à des endroits non désirés de l'échantillon, et ainsi atteindre à la qualité de l'isolation provenant de la résine. Des réglages auraient été nécessaires pour cette méthode, en particulier pour ce qui est du temps d'exposition et de la puissance envoyée. L'état de développement de cette méthode ne permet pas à ce jour de fabriquer des échantillons fonctionnels⁵.

⁵. Le développement supplémentaire nécessaire n'a pas pu avoir lieu en raison de l'arrêt de la salle blanche de l'IEF.

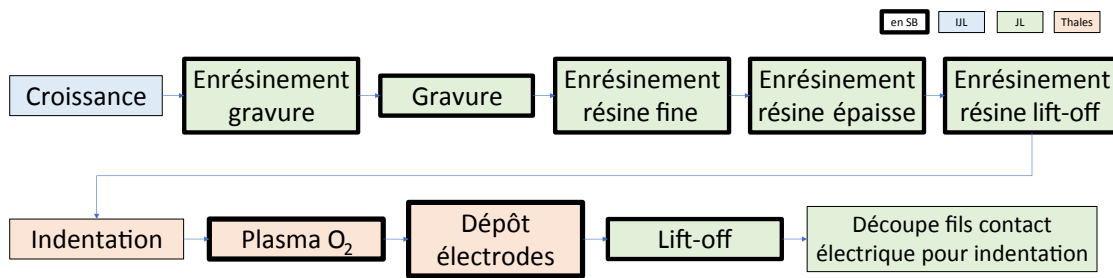


FIGURE 3.8 – Chronologie des étapes de fabrication des échantillons, avec en bleu les étapes effectuées par l'Institut Jean Lamour, en vert celles que j'ai effectuées, et en rouge celles effectuées par d'autres personnes de l'UMR CNRS/Thales. L'encadré noir épais correspond aux étapes ayant eu lieu en salle blanche.

Dépôt des électrodes Nous allons néanmoins décrire succinctement l'étape suivante et finale de ce que nous avons prévu. Il ne reste en effet plus qu'à déposer les électrodes qui permettent le contact électrique de l'échantillon. Pour cela, on enrésine l'échantillon avec la même résine que pour l'étape de gravure. On insole avec la lithographie optique puis on développe similairement. On peut alors déposer 10 nm de titane et 50 nm ou plus d'or pour fabriquer les électrodes superficielles de l'échantillon. On termine par un lift-off à l'acétone pour enlever la résine.

3.2.3 Fabrication par nano-indentation

La méthode de fabrication de nanocontact à partir de nano-indentation est fonctionnelle pour les systèmes que l'on souhaite créer, bien que les contraintes sur l'indentation peuvent poser des problèmes à terme pour la création d'échantillons plus complexes (en particulier, le fait de devoir avoir un contact électrique, de ne pas avoir un contrôle très précis sur la position du nanocontact et de limiter le nombre de nanocontact). Elle a été proposée par Bouzehouane et al. [BFB⁺03]. Nous avons néanmoins actualisé cette méthode de fabrication avec entre autres de nouveaux masques de lithographie optique.

J'ai effectué les opérations de lithographie optique, de gravure et de lift-off, Ayméric Vecchiola l'indentation, et Florian Godel et Sophie Collin le plasma et le dépôt des électrodes. Les étapes de fabrications se sont déroulées dans l'ordre indiqué sur les figures 3.8 et 3.9.

Ces différentes étapes répondent à différents impératifs. La première motivation est d'avoir des échantillons avec un design coaxial, tel que décrit dans la partie 3.2.1. Il faut aussi réduire les effets capacitifs et pouvoir utiliser la technique de l'indentation à la place de celle de lithographie électronique, et modifier l'échantillon pour implémenter ses spécificités (en particulier l'électrode de retour électrique pour l'indentation).

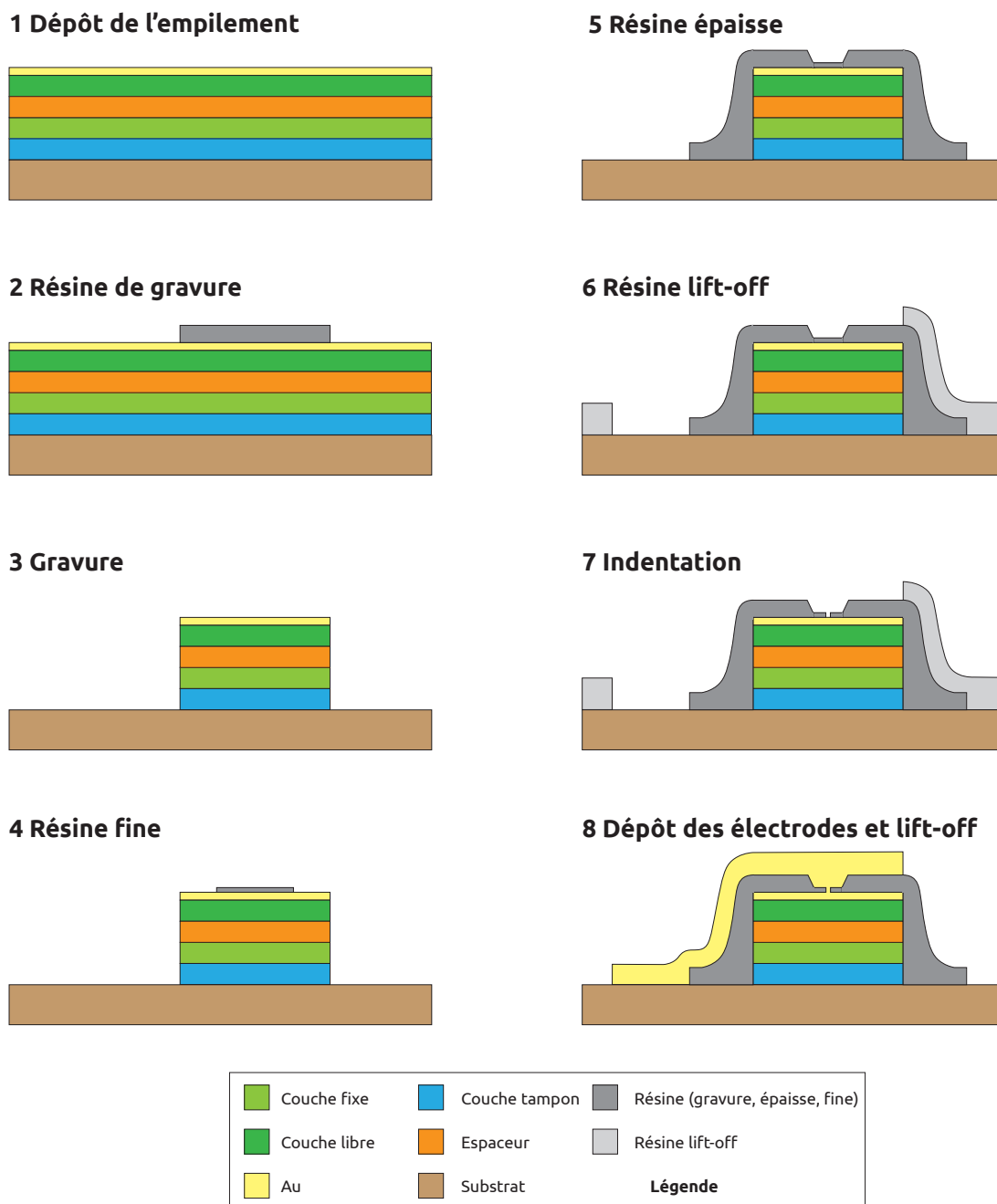


FIGURE 3.9 – Étapes de fabrication des échantillons, nanocontacts fabriqués par indentation.

Résine gravure	
Nettoyage	Acétone + Propanol, Coton-tige
Enrésinement	SPR 700 1.0, 4000 rpm, 30s
Recuit	95°C 1min
Insolation	5s
Développement	CD26 30s, H ₂ O, 30s
Gravure	
Paramètres	350V 80mA 5°C 30° x min
Nettoyage	Acétone + Propanol, Ultrasons 2min
Résine fine	
Nettoyage	Acétone + Propanol Coton-tige
Enrésinement	SU8 1 :9 SU8 Thinner, 5000 rpm, 30s
Recuit	65°C PF 1min 65°C SPF 1min30 95°C PF 1min30 95°C SPF 1min
Insolation	4s
Recuit	65°C PF 1min 65°C SPF 1min 95°C PF 1min 95°C SPF 1min
Développement	SU8 dév. 30s, Propanol 30s
IPP	30s
Recuit dur	170°C 1min
Résine épaisse	
Enrésinement	SU8 2002, 6000 rpm, 30s
Recuit	65°C PF 1min 65°C SPF 1min30 95°C PF 1min30 95°C SPF 1min
Insolation	4s
Recuit	65°C PF 1min 65°C SPF 1min 95°C PF 1min 95°C SPF 1min
Développement	SU8 30s, Propanol 30s
IPP	30s
Recuit dur	170°C 1min
Résine électrodes	
Enrésinement	SPR 700 1.0, 4000 rpm, 30s
Recuit	95°C 1min
Trempe	Chlorobenzène 12min
Recuit	95°C 1min
Insolation	10s
Développement	CD26 45s, rinçage EDI
Indentation	
Plasma	O ₂ 15W 2min
Dépôt	Ta 5nm Au 50nm

TABLE 3.6 – Récapitulatif des opérations de fabrication. Le temps de gravure, noté *x*, dépend de l'empilement et varie typiquement entre 4 et 11 min. Les paramètres de l'indentation sont détaillés ailleurs. Le dépôt final peut varier selon les matériaux disponibles (Ti au lieu de Ta, Pt au lieu de Au). Abréviations utilisées : PF papier filtre, SPF sans papier filtre, IPP insolation pleine plaque, EDI eau déminéralisée industrielle.

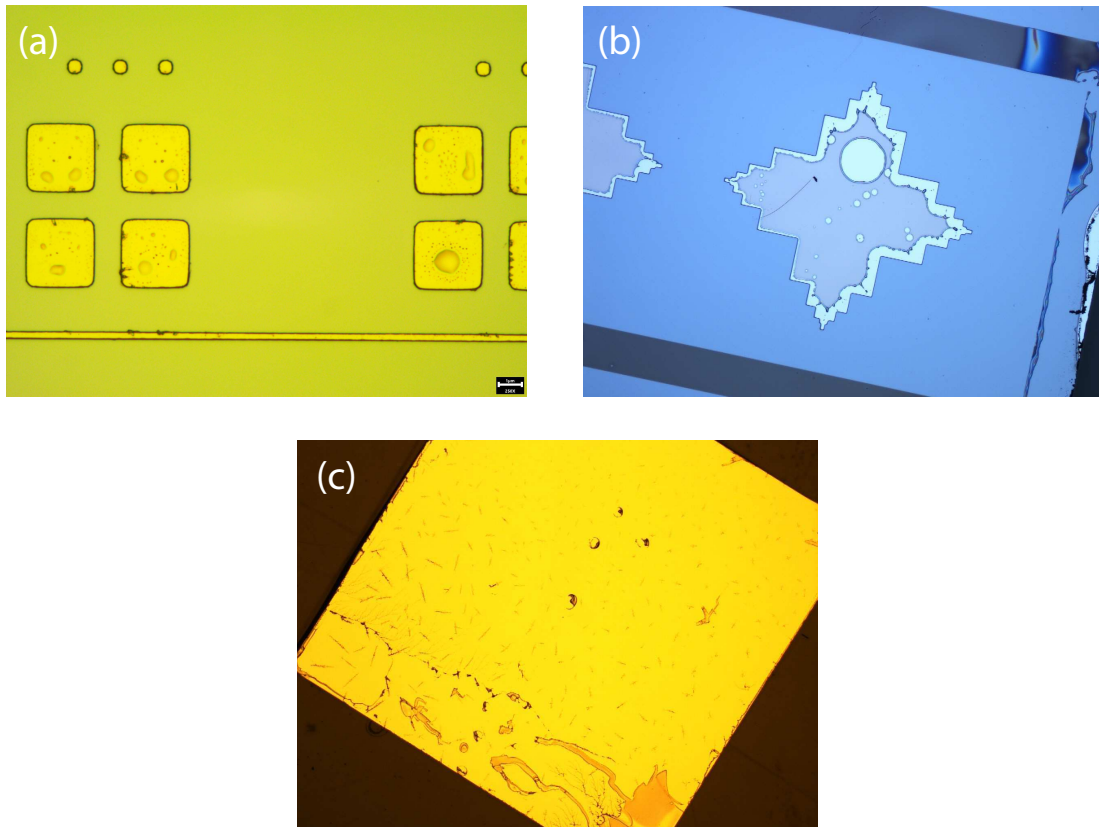


FIGURE 3.10 – *Problèmes d’énrésinement : (a) Bulles dans la résine. (b) Bulles millimétriques dans la résine et problèmes de mouillage. (c) Impuretés dans la résine.*

Résine de gravure et gravure La première étape est le dépôt de la résine de gravure. Elle est synthétisée, comme les autres étapes, dans le tableau 3.6. On commence par un nettoyage dans un bain d’acétone puis de propanol dans les ultrasons. Cependant, la résine contient souvent des bulles lorsque l’on opère ainsi, comme on peut le voir sur la figure 3.10. Un nettoyage en frottant mécaniquement avec un coton-tige dans de l’acétone puis du propanol est efficace, sans pour autant endommager l’échantillon. On suit ensuite les étapes indiquées dans le tableau pour passer à la gravure.

Les gravures ont été effectuées sur un équipement d’IBE Plassys, qui est un équipement de gravure par faisceau ionique (Ion Beam Etching pour IBE). Les paramètres de gravure ont été identiques pour tous les empilements, seul le temps de gravure a changé entre les échantillons. Ce dernier est déterminé pour chaque échantillon par le temps nécessaire pour graver jusqu’au substrat. Ces paramètres sont un plasma d’argon à 300 V et 80 mA, une inclinaison de 30°, et une température de l’échantillon de 5°C⁶. Ce bâti de gravure est équipé d’un SIMS permettant de détecter les éléments chimiques gravés à un certain instant, et d’arrêter ainsi la gravure lorsque les éléments

6. Le porte-échantillon est maintenu à 5°C, donc l’échantillon reste à cette température et s’échauffe peu, ce qui permet d’avoir des conditions de gravure qui ne varient pas avec le temps.

chimiques du substrat commencent à apparaître. Étant donné que nous avons utilisé des substrats dont les espèces chimiques sont différentes des matériaux utilisés dans l'empilement, en l'occurrence du Si ou du MgO, il n'est pas très difficile de voir le début de la gravure du substrat. Sur la figure 3.11, on observe que le nombre de coup de Mg et de Si augmente vers 3 min 30 et 6 min respectivement, indiquant le début de la gravure de ces substrats. Cependant, nous avons choisi de ne pas arrêter la gravure lorsque l'on voit les espèces chimiques du substrat mais plutôt lorsque l'on peut être sûr que la couche en contact avec le substrat ait été entièrement gravée. En effet, la gravure peut s'opérer à des vitesses légèrement différentes à différents endroits de l'échantillon en raison d'impuretés, ce qui induit que le substrat commence à être gravé à certains endroits alors qu'ailleurs, la couche en contact avec celui-ci n'a pas été complètement gravée. Il nous a semblé important d'enlever entièrement l'empilement sur toute la surface où l'on souhaite l'enlever, quitte à légèrement surgraver. Après la gravure, il est nécessaire de bien nettoyer l'échantillon à l'acétone et au propanol, en frottant le dos de l'échantillon avec un chiffon imbibé de propanol, puis à l'aide d'un bain à ultrasons. En effet, pour coller l'échantillon au porte-échantillon, il a été choisi pour ce bâti d'utiliser une graisse à vide, qu'il est nécessaire d'enlever après la gravure pour ne pas polluer le reste de la fabrication. On obtient alors un échantillon tel que visible en figure 3.14(1).

Résine fine et résine épaisse Après la gravure, on dépose une couche de résine fine puis une couche de résine épaisse. La résine fine est l'isolant dans lequel on effectue la nano-indentation, et consiste en un rectangle de $35 \times 40 \mu\text{m}^2$. La résine épaisse est une couronne rectangulaire, recouvrant les bords de la résine fine et le mesa, en dépassant de $5 \mu\text{m}$ les bords de ce dernier. Cette couronne a des côtés extérieurs de $40 \times 45 \mu\text{m}^2$, et des côtés intérieurs de $20 \times 20 \mu\text{m}^2$. Cela permet d'empêcher le contact entre l'électrode superficielle et l'empilement. La résine fine et la résine épaisse ne sont déposées qu'en dessous de l'électrode, du côté du nanocontact. Pour l'autre borne du mesa, il n'y a pas de résine, et l'électrode superficielle est directement en contact avec l'empilement. L'insolation pleine plaque et le recuit dur permettent de figer ces couches de résine et de les rendre insensibles à des traitements chimiques ultérieurs et relativement stables mécaniquement.

Comme pour la résine utilisée pour la gravure, la résine fine peut contenir des bulles si on nettoie l'échantillon avec des ultrasons. On préfère alors un frottement au coton-tige des échantillons ; les motifs gravés tels que les mesas résistent à ce frottement mécanique. Les conditions d'énrésinement sont indiquées dans le tableau 3.6. On utilise pour les recuits des papiers filtres (notés PF) qui permettent de limiter les chocs thermiques et d'avoir une résine de meilleure qualité⁷. Les recuits de résine servent à

7. Nous avons essayé une méthode alternative à base de rampes en température, mais cette méthode

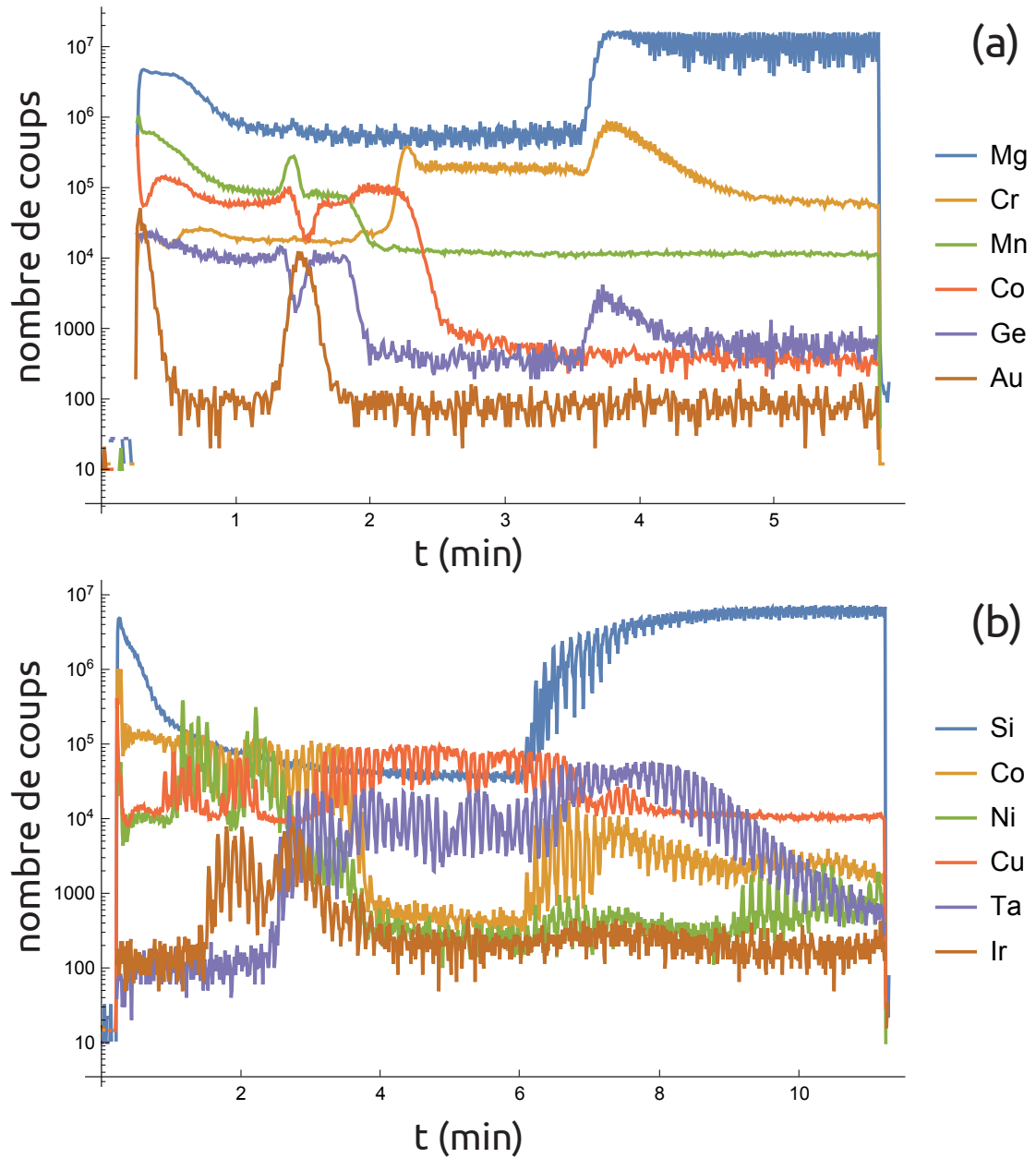


FIGURE 3.11 – Nombre de coups détectés par éléments dans le SIMS en fonction du temps. L'augmentation du nombre de coup correspond à la gravure d'une couche contenant l'élément correspondant. Vanne de spin à base d'alliage de Heusler (a) ou à base de permalloy (b).

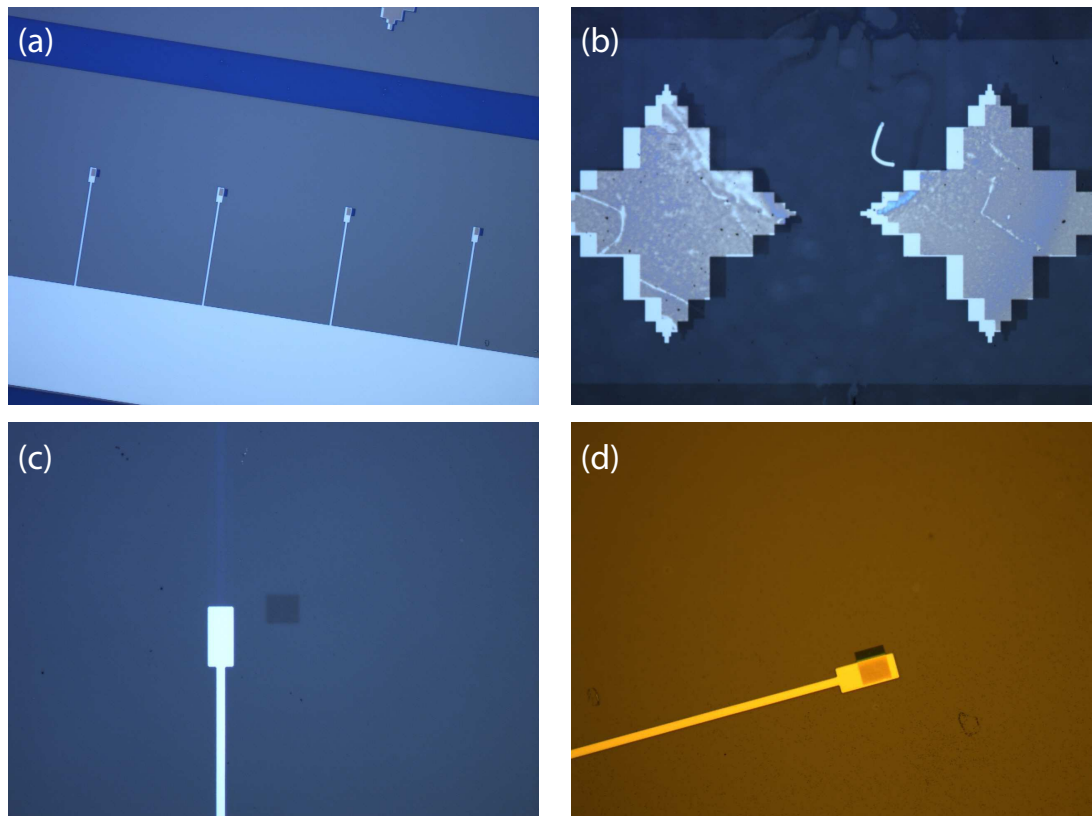


FIGURE 3.12 – Décalage entre la résine fine et les motifs gravés tels que les mesas (a,c,d) et les marques d’alignement (b).

évaporer le solvant contenu dans la résine, pour la rendre plus stable et sans dégazage toxique en dehors de la hotte d’enrésinement. On obtient après avoir réalisé la lithographie et le développement décrits dans le tableau 3.6 un échantillon similaire à la figure 3.14(2). Un léger décalage est visible entre la résine fine et le mesa. Cependant, si le décalage est plus important, tel que cela est visible sur la figure 3.12, alors il faut refaire ce niveau de résine. C’est pourquoi il est important de contrôler au microscope optique la qualité de la résine avant l’insolation pleine plaque et le recuit dur, sans quoi la résine devient inamovible, et il est parfois impossible de refaire la résine fine sans être gêné par le précédent essai. Par ailleurs, les problèmes d’alignement visibles sur 3.12 sont généralement dus à une lithographie pour laquelle l’échantillon n’était pas assez plaqué sur le masque, entraînant un décalage entre ce que l’utilisateur voit et ce que la masqueuse effectue.

La procédure pour le dépôt de la résine épaisse est relativement similaire à celle pour la résine fine, sauf en quelques points indiqués dans le tableau 3.6. Il en résulte ce que l’on peut voir sur la figure 3.14(3), où la résine épaisse encadre une zone de résine fine, tout en dépassant les bords du mesa. Cependant, il peut arriver, comme sur la

s’est avérée moins efficace, avec des résultats de moins bonne qualité.

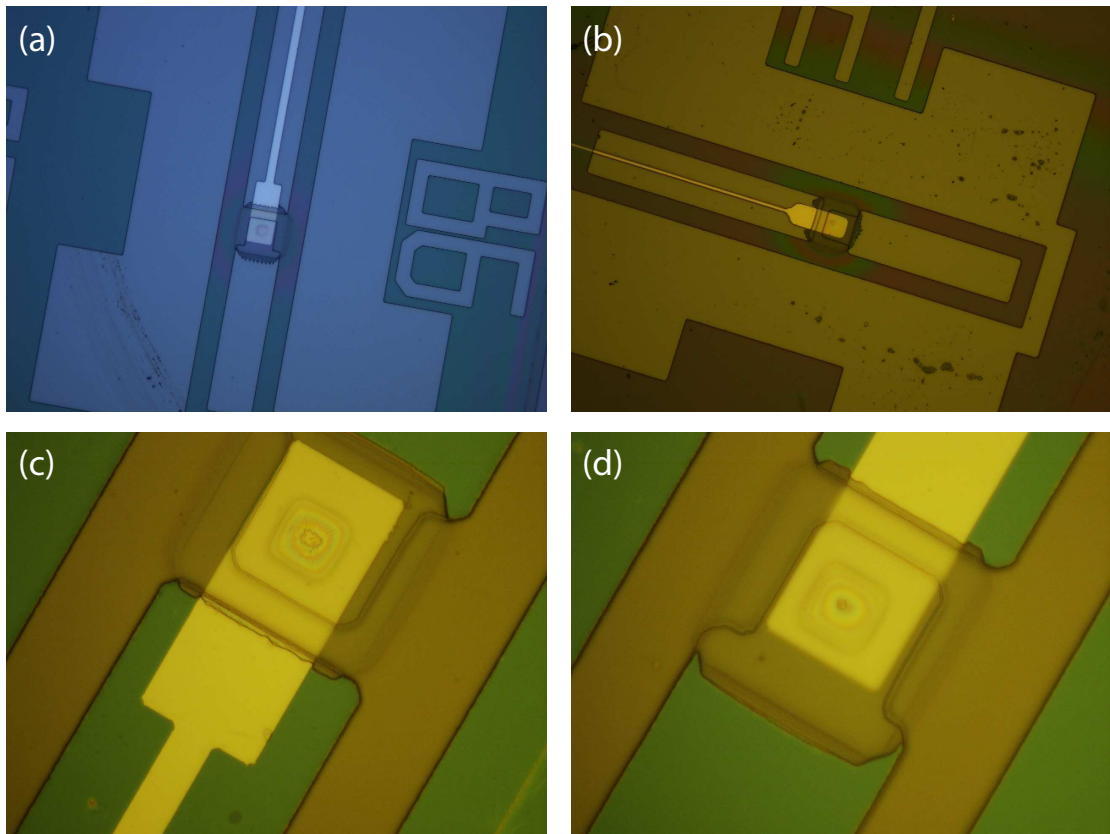


FIGURE 3.13 – Problèmes d'ouverture de la résine épaisse. (a,b) Électrodes visibles. (c,d) Zoom sur la partie active de l'échantillon.

figure 3.13, que l'intérieur de la couronne de résine épaisse ne soit pas développé. Ce genre de problème vient encore une fois du plaquage entre l'échantillon et le masque, et qui se résout relativement facilement en augmentant la hauteur de l'échantillon vers le masque après l'alignement.

Résine pour le lift-off On dépose la résine pour le lift-off, qui définira les électrodes de surface, sur lesquelles sera fait le contact électrique avec les sondes hyperfréquences. On effectue les étapes d'enrésinement et de lithographie telles que décrites dans le tableau 3.6. On utilise cette fois-ci du chlorobenzène pour former un rebord facilitant le lift-off, comme ce que l'on avait à la figure 3.6 avec deux résines. On voit alors sur la figure 3.14(4) la résine pour les électrodes déposées de part et d'autres du mesa, créant deux électrodes en contact avec le mesa et deux autres pour la masse de chaque côté du mesa.

Indentation L'indentation se fait à l'aide d'un AFM [BFB⁺03]. La pointe de ce dernier permet de faire un trou de quelques dizaines de nanomètres de large dans la résine, ce qui correspond à la taille désirée pour un contact électrique après que ce trou est rem-

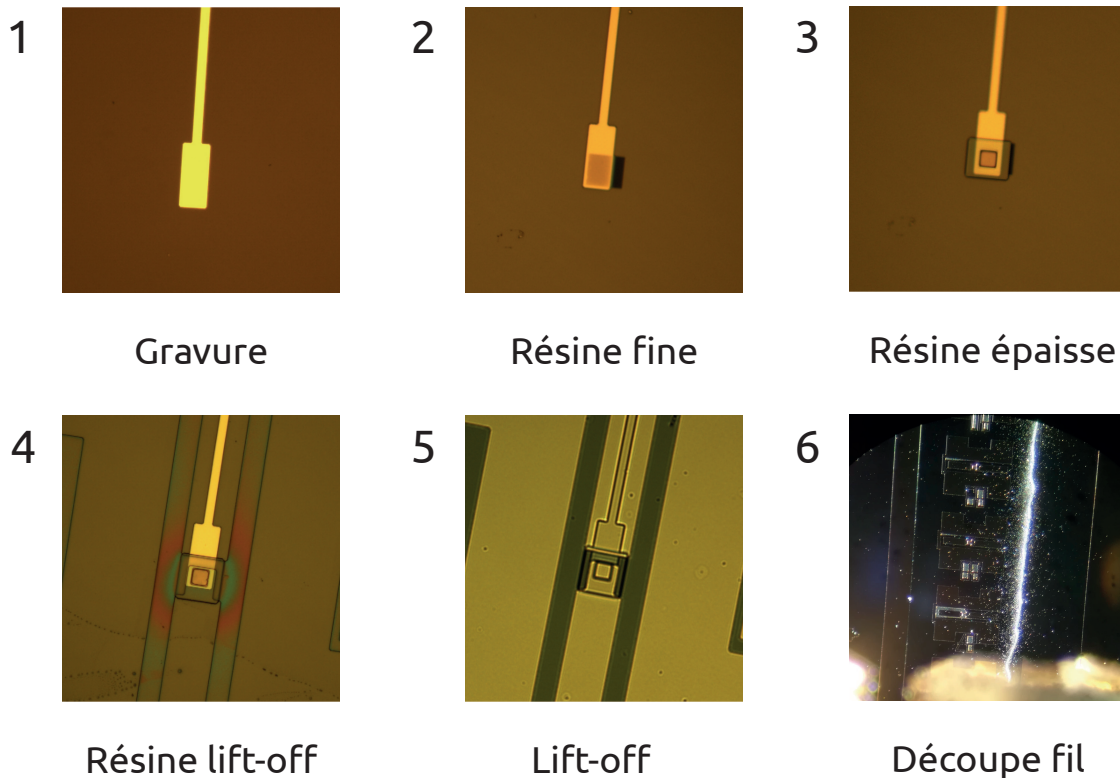


FIGURE 3.14 – Observation au microscope de l'échantillon au fil des différentes étapes de fabrication.

pli de métal. La chambre de l'AFM limite la taille des échantillons à $10 \times 10 \text{ mm}^2$. On utilise pour configurer l'indentation la zone « Test indentation » des échantillons prévue à cet effet, comprenant une large zone de résine fine. Cela permet de tester l'angle de la pointe, ainsi que divers autres paramètres. Après l'indentation, on image les trous effectués avec l'AFM pour regarder leur qualité et choisir les meilleurs paramètres. On peut comparer les figures 3.17(a) et 3.17(b), qui représentent la tension passant par la pointe en fonction de la distance parcourue par cette dernière. Lorsqu'elle est loin de l'échantillon ou qu'elle commence à s'enfoncer dans la résine isolante, aucun courant ne passe. Puis, alors qu'il ne reste que quelques nanomètres de résine entre la pointe et l'empilement, du courant va passer par effet tunnel. On arrête alors l'enfoncement de la pointe à l'aide d'un seuil sur la tension, en général de l'ordre de quelques volts (de 6 à 8 V). C'est pour cela qu'il est nécessaire lors de la gravure de conserver un accès électrique entre les empilements et l'une des bornes du système de détection (l'autre borne étant la pointe AFM). On a alors un trou dans la résine, qui ne va pas jusqu'à l'empilement ; il reste quelques nanomètres de résine au fond du trou. Ainsi, on teste sur la partie « Test indentation » la qualité des contacts produits, puis on les reproduit sur les zones nécessitant un nanocontact. Pour cela, on commence par repérer la zone d'indentation. La pointe de l'AFM est plus grande que l'échantillon, comme on peut le voir sur la figure 3.15. Cette opération peut nécessiter de scanner la zone avec la pointe

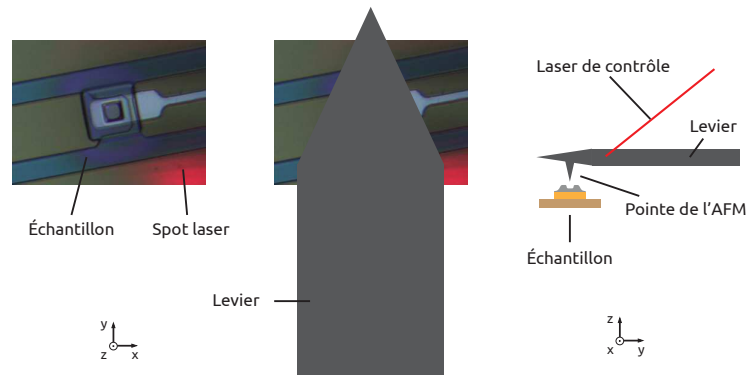


FIGURE 3.15 – Représentation de la pointe et du levier de l'AFM par rapport à l'échantillon.

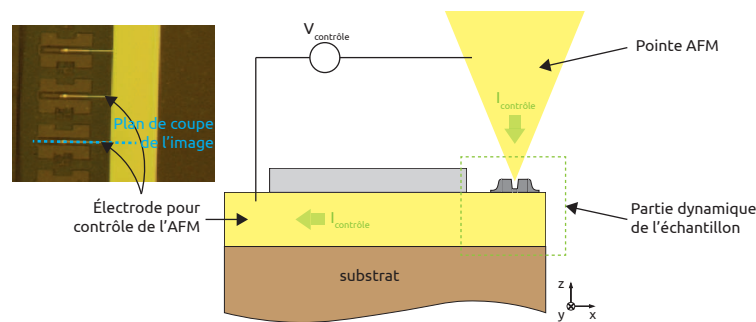


FIGURE 3.16 – Contrôle électrique de l'enfoncement de l'AFM.

AFM pour repérer le profil typographique de la résine à indenter. Ce dernier à la forme d'un volcan : plus profond au centre que sur les bords, étant donné que le centre n'est composé que de résine fine, et les bords à la fois de résine fine et de résine épaisse.

On effectue alors l'indentation représentée par les courbes tension-profondeur de la figure 3.17. Il est nécessaire de tracer ces courbes, car l'opération n'est pas toujours réussie. C'est le cas de la figure 3.17(b), où la pointe a raclé l'échantillon lors de la rétractation de cette dernière. Dans ce cas, on ne peut pas annuler puis réitérer l'opération et ce mesa ne sera pas utilisable. On observera pour un tel échantillon une résistance non-standard, trop haute ou trop basse, et il ne sera donc plus utilisable.

Fin de la fabrication On effectue après l'indentation un plasma de dioxygène permettant d'enlever les quelques nanomètres de résine restant au niveau du nanocontact, puis on dépose du métal pour les électrodes. Pour les premiers échantillons, on a déposé seulement une couche d'or sur l'échantillon. Cela a le désavantage de créer des électrodes fragiles, l'or ayant une faible adhérence sur le substrat. Nous avons donc décidé de déposer du tantale puis de l'or, le tantale⁸ permettant d'améliorer l'adhé-

8. On peut aussi utiliser du titane, dont l'adhérence est similaire à celle du tantale.

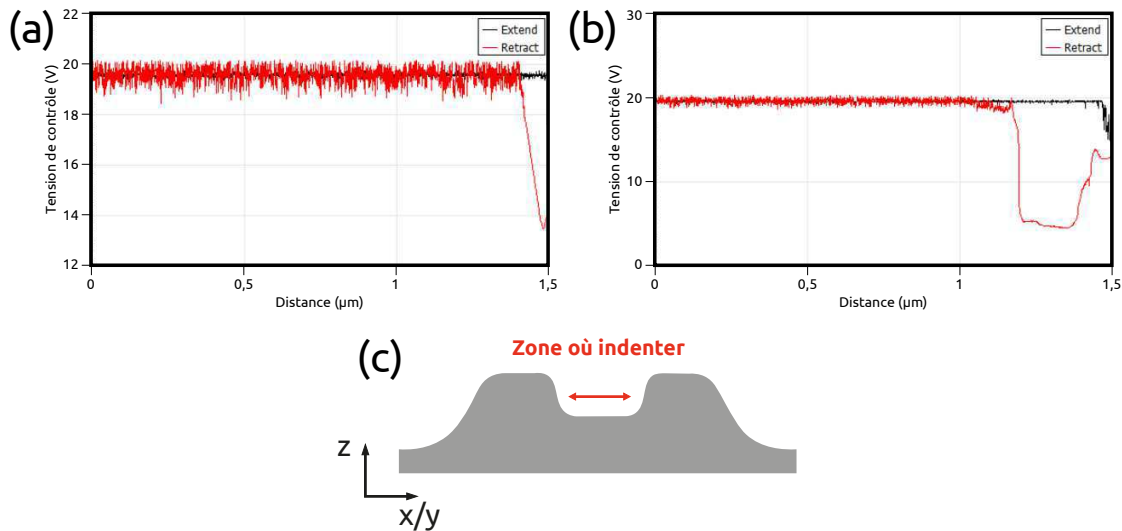


FIGURE 3.17 – Courbe de la tension de contrôle de l’AFM en fonction de la distance. La courbe noire correspond à la phase d’approche et la courbe rouge correspond à la phase de retrait. (a) Une rétraction correcte de la pointe. (b) La pointe a raclé l’échantillon avant d’être rétractée. (c) Profil des résines et zone d’indentation. Image (a) et (b) de Aymeric Vecchiola.

rence de l’or sur le substrat⁹. Après ce dépôt, on place l’échantillon dans de l’acétone pour effectuer le lift-off. On s’assure pendant cette opération qu’il n’y a pas de résidu d’or entre les électrodes, en particulier entre la zone centrale et la masse et entre les deux bornes centrales entourant le mesa. Dans le cas où de l’or serait resté entre les électrodes, le passage peu appuyé d’un coton tige sur l’échantillon trempé dans du propanol permet généralement d’enlever la plupart de ces reliquats. On passe ensuite l’échantillon au propanol puis on le sèche au diazote. L’échantillon ressemble alors à l’échantillon présenté en figure 3.14(5) et est quasiment terminé.

Il ne reste plus qu’à découper le fil dans l’empilement qui a permis de faire le contact électrique. Il est nécessaire d’opérer cette découpe pour éviter un comportement d’antenne de la part de cette partie du circuit alors qu’elle n’est plus utile après l’indentation. On utilise pour cela une pointe en diamant, que l’on passe délicatement au dessus de ces fils pour les découper. On observe le résultat au microscope. Si cela n’est pas suffisant pour les découper, on repasse la pointe en appuyant plus fort et on réitérant les étapes jusqu’à obtenir une découpe franche et nette du fil, tel que visible sur la figure 3.14(6).

9. Les masques de lithographie utilisés ne nous permettent pas de découpler le dépôt du nanocontact : il s’agit nécessairement du même empilement. L’empilement « tantale + or » est nécessaire pour les électrodes en terme d’adhérence ; cependant, on aurait pu préférer n’avoir que de l’or au niveau du nanocontact. Il est néanmoins probable que la présence de tantale dans le nanocontact n’ait que peu d’influence sur la qualité du nanocontact et la dynamique de l’aimantation.

3.3 Conclusion

Nous avons présenté les différents échantillons utilisés pendant cette thèse, ainsi que les méthodes de fabrication utilisées après le dépôt des empilements. Deux méthodes de fabrication ont été explorées, l'une à partir de lithographie électronique et l'autre à partir d'indentation. Nous avons par ailleurs détaillé certains des éventuels écueils de la fabrication et des solutions pour les éviter. Les mesures des propriétés de ces échantillons ainsi que de la dynamique d'aimantation au sein de ces derniers seront détaillées dans le chapitre suivant pour ceux à base de permalloy, et dans le chapitre 6 pour ceux à base d'alliage de Heusler.

4 | Mesures hyperfréquences d'oscillateurs à vortex

Plan du chapitre :

4.1	Généralités sur les mesures hyperfréquences	74
4.2	Mesures de résistance et cycles de magnétorésistance géante	79
4.3	Mesures de la fréquence selon I_{dc} et $\mu_0 H$	82
4.4	Verrouillage par injection d'un signal externe	86
4.4.1	Verrouillage en régime de pure giration	87
4.4.2	Verrouillage en régime commensurable	90
4.4.3	Verrouillage en régime incommensurable	95
4.5	Absence de décalage de régime avec un signal externe	98
4.6	Boucle de rétroaction	104
4.7	Conclusion	108

Nous allons présenter dans ce chapitre les différentes méthodes expérimentales et mesures qui ont été effectuées lors de cette thèse. Deux types d'échantillons ont été étudiés. Seules les mesures effectuées sur les échantillons à base de permalloy seront présentées dans ce chapitre, les échantillons à base d'alliage de Heusler seront présentés dans le chapitre 6, à l'exception de la mesure de leur GMR qui sera présentée avec celle des autres échantillons dans ce chapitre. Ainsi, nous avons étudié dans un premier temps l'effet de l'injection de courant continu sur la dynamique du vortex présent dans l'oscillateur ; on observe différents régimes d'oscillation, dont les régimes commensurable [PWKR⁺12] et chaotique [DRPW⁺19, YRL⁺20] liés au renversement de cœur. Le régime de pure giration aussi présent, existe dans les oscillateurs à nanopiliers, pour lesquelles dans de nombreux articles ont été étudiés les effets du verrouillage de phase ou de la modulation par un signal externe. Ainsi, nous avons cherché à observer l'effet de l'injection d'un tel signal dans le régime de pure giration, mais aussi sur les régimes commensurables et incommensurables propres aux oscillateurs à nanocontact. Puis, au lieu d'envoyer un signal externe, on peut réinjecter le signal sortant de l'échantillon. En effet, placer un oscillateur dans une boucle de ré-

troaction permet d'exploiter différemment la dynamique du système, tel que cela a été fait pour des applications neuromorphiques par exemple [TRA⁺17, RTT⁺18].

Une partie de ces expériences a déjà été opérée sur des oscillateurs à vortex avec une géométrie à nanopilier, que ce soit l'injection d'un signal externe [RPK⁺05, UTTS10, LJD⁺15] ou l'insertion de l'échantillon dans une boucle de rétroaction [SKB⁺17b, TRA⁺17]. La principale nouveauté avec ces échantillons à géométrie de nanocontact est la bistabilité du cœur du vortex, entraînant une régularité dans le renversement de cœur [PWKR⁺12], et l'existence d'un régime chaotique, découlant de ce renversement de cœur [DRPW⁺19].

4.1 Généralités sur les mesures hyperfréquences

Les mesures expérimentales ont principalement consisté à étudier les variations temporelles de la réponse de l'échantillon à un signal entrant, auquel cas nous utilisons un oscilloscope pour détecter le signal sortant, ou à étudier les fréquences sortantes de l'échantillon, auquel cas nous utilisons un analyseur de spectre. La gamme de fréquence dans laquelle émettent les échantillons est de l'ordre d'une dizaine de MHz à quelques GHz, ce qui correspond à des fluctuations de l'ordre de la nanoseconde. Il faut donc utiliser la connectique appropriée, sachant que des fils coaxiaux permettent de diminuer les ondes parasites éventuellement captées par ces derniers, et d'améliorer ainsi la qualité du signal. Cependant, même avec des câbles adaptés sur 50 Ω , on a une légère désadaptation d'impédance au niveau de l'échantillon, car celui-ci peut avoir une résistance différente de 50 Ω .

On déduit de la tension instantanée la résistance de l'échantillon en connaissant le courant injecté dans ce dernier. On dispose alors de quatre paramètres de contrôle, que sont le courant continu I_{dc} envoyé dans l'échantillon, le champ magnétique auquel il est soumis dans les trois directions, H_x , H_y et H_z , et la fréquence f_{ext} et l'intensité i_{ac} d'un signal alternatif auquel on soumet l'échantillon. Ainsi, il est nécessaire d'ajouter au montage expérimental les éléments permettant de contrôler ces différents paramètres. Ainsi, on a une source *Keithley* 6221 pour le courant continu. Les bobines créant le champ magnétique sont alimentées par des alimentations *Kepco*, elles-mêmes contrôlées par une source de tension *Agilent* 33250A. La source de courant alternatif est un synthétiseur *Hewlett-Packard* 8341B. Les appareils de mesure sont un analyseur de spectre *Rohde & Schwarz* FSU50, un oscilloscope *Keysight* DSOV254A et un amplificateur à détection synchrone *Stanford Research Systems* SR830. Ce dernier permet en effet de mesurer à basse fréquence le signal réfléchi par l'échantillon, et donc par comparaison l'évolution de la résistance de l'échantillon.

Le montage permettant l'observation des fréquences et l'injection de courants continu et alternatif est représenté sur la figure 4.1. D'autres montages sont utilisés pour les

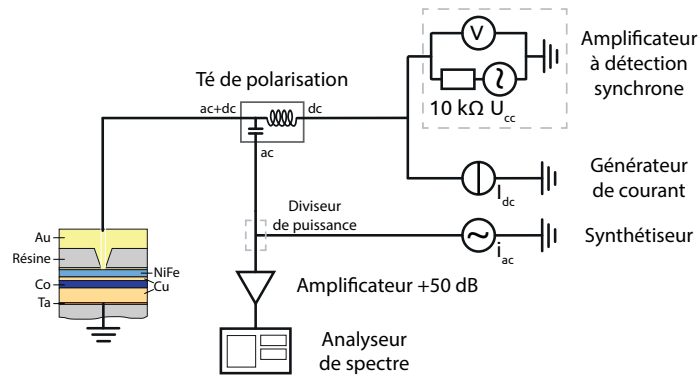


FIGURE 4.1 – Montage électrique pour les mesures de verrouillage.

sections 4.2 et 4.6, et au chapitre 6.

Pourquoi utiliser un analyseur à détection synchrone ou *lock-in* au lieu d'un voltmètre ? Comme l'indiquent les schémas des circuits utilisés, nous n'utilisons pas de simples générateurs de courant et voltmètre pour générer le courant I_{dc} injecté dans l'échantillon, et pour mesurer la tension U aux bornes de l'échantillon. Cela nous permettrait en effet par une simple loi d'Ohm, $U = RI$, de calculer la résistance de l'échantillon. Au lieu de cela, nous utilisons un amplificateur à détection synchrone, ou *lock-in*, qui permet de fortement diminuer le bruit et donc l'incertitude de la mesure. Observons l'expression du bruit thermique, ou relation de Johnson-Nyquist [Joh27, Joh28, Nyq28] :

$$\Delta V^2 = 4k_B TR\Delta f \quad (4.1)$$

où ΔV^2 est la variance de la tension aux bornes de la résistance, k_B la constante de Boltzmann, T la température en Kelvin, R la résistance en Ohm, et Δf la bande passante considérée. La variance représente alors directement l'incertitude de la mesure sur la tension, et donc par conséquent de la résistance.

Ainsi, pour diminuer la variance, ce qui améliorerait la précision de la mesure, il faut diminuer la bande passante Δf sur laquelle on fait la mesure. On peut aussi diminuer la température T du système, mais cela n'est pas toujours possible selon les conditions expérimentales. Ainsi, une mesure par voltmètre avec un courant continu donne un bruit élevé, lié entre autres aux fluctuations thermiques, les vibrations dans la salle, etc. En effet, si on observe la densité spectrale de bruit en fonction de la fréquence 4.2(a), on observe la présence d'un bruit en $1/f$ aussi appelé bruit rose, ou en électronique, bruit de scintillation, bruit en excès, *flicker noise* ou *excess noise*. Il provient dans les systèmes électroniques de divers phénomènes, tels que les impuretés dans les matériaux, des recombinaisons électrons-trous, etc. Ainsi, ce bruit est élevé pour une mesure au voltmètre, car ce dernier est large bande, et capte donc le fort

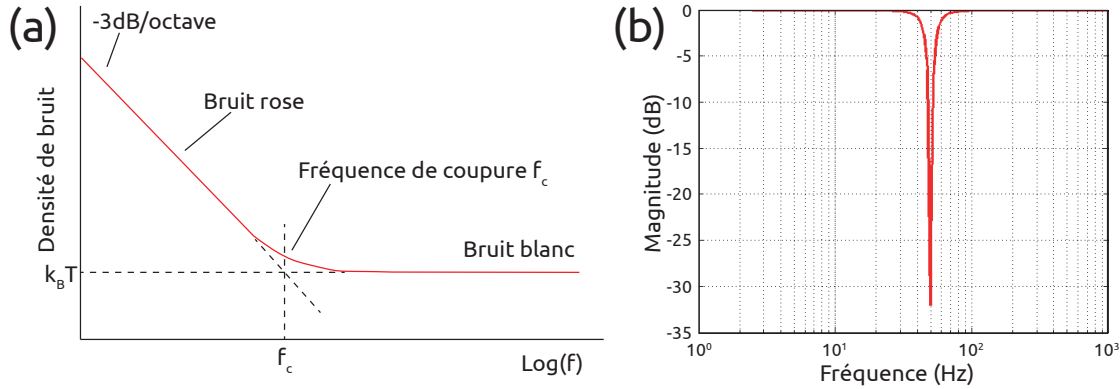


FIGURE 4.2 – (a) Densité de bruit en fonction de la fréquence. (b) Diagramme de Bode d'un filtre notch.

bruit de scintillation aux basses fréquences comme on peut le voir sur la figure 4.2(a).

Pour éviter cela, on envoie alors un signal alternatif dans l'échantillon avec une fréquence passant par la branche basses fréquences du té de polarisation ; le signal retour dans l'amplificateur à détection synchrone aura une variation de l'amplitude qui dépendra principalement des variations de la résistance de l'échantillon. L'amplificateur à détection synchrone contient deux filtres *notch* (pour *encoche*, c'est un filtre coupe-bande avec une faible largeur de bande comme on peut le voir sur la figure 4.2(b)). Ces derniers ont une fréquence de coupure de 50 et de 100 Hz permettant d'enlever le bruit issu des lignes électriques alentour.

L'amplificateur à détection synchrone va alors prendre le signal $A \sin(\omega t + \varphi)$ que l'on souhaite mesurer, et qui contient l'information sur la résistance de l'échantillon, le multiplier par un signal interne $B \sin(\omega_{LO} t + \varphi_{LO})$ de phase φ_{LO} et de fréquence $f_{LO} = \omega_{LO}/2\pi$ différente, choisie dans la plage de fréquence pour laquelle le bruit vaut $k_B T$, comme visible sur la figure 4.2(a). Cela permet alors de diminuer la largeur de bande, ce qui diminue la variance de la tension mesurée dans la relation de Johnson-Nyquist. Ce signal interne est créé par un oscillateur local, soit *Local Oscillator*, d'où les notations ω_{LO} et φ_{LO} . Le signal $v(t)$ résultant du mixage est alors :

$$v(t) = \frac{AB}{2} (\cos((\omega - \omega_{LO})t + \varphi - \varphi_{LO}) - \cos((\omega + \omega_{LO})t + \varphi + \varphi_{LO})) \quad (4.2)$$

On élimine alors la fréquence $\omega + \omega_{LO}$ avec un filtre passe-bas, ce qui permet d'enlever la composante en $\omega + \omega_{LO}$:

$$v'(t) = \frac{AB}{2} \cos((\omega - \omega_{LO})t + \varphi - \varphi_{LO}) \quad (4.3)$$

On modifie la phase de l'oscillateur local avec « *Auto-phase* » de manière à ce que $\varphi - \varphi_{LO}$ soit nul. On peut mesurer alors avec un simple voltmètre A , étant que l'on

connait l'amplitude B et la fréquence ω_{LO} de l'oscillateur local, et que le traitement précédent cette mesure a permis de régler le problème lié à une mesure directe, en l'occurrence en diminuant la largeur de bande. Cependant, cette technique ne permet pas de mesurer correctement les valeurs absolues de la tension et donc de la résistance, en raison des nombreux composants intermédiaires (interne au *lock-in* ou externe comme le *bias tee*) ajoutés entre l'échantillon et le voltmètre. Ce n'est pas très important dans notre cas, car ce qui nous intéresse est d'obtenir la valeur de la GMR, calculée avec un rapport de résistances, qui est égal au rapport des tensions mesurées, auquel on a accès par des mesures non-absolues. Pour la résistance, la valeur mesurée reste suffisamment proche de la valeur réelle pour que cela ne pose pas de problème pour la précision que l'on désire.

Fonctionnement de l'analyseur de spectre L'analyseur de spectre utilisé pour ces travaux est un *FSU50* de *Rohde & Schwarz*. Il donne le module de la transformée de Fourier d'un signal. Il extrait donc du signal émis par l'échantillon le spectre de ce dernier, c'est-à-dire une puissance en fonction de la fréquence jusqu'à 50 GHz pour ce modèle. L'opération de la transformée de Fourier correspond mathématiquement à la formule suivante :

$$TF(s) : f \rightarrow s(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(t) e^{-2i\pi f t} dt \quad (4.4)$$

où f est la fréquence, s est le signal en tension, et t est le temps. L'acquisition du signal par l'analyseur de spectre est dans un premier temps très similaire à celle de l'amplificateur à détection synchrone. Le signal à mesurer est multiplié par un signal de référence. On a alors un signal pour chaque fréquence f du signal externe, qui contient une composante en $|f - f_{LO}|$ et en $|f + f_{LO}|$ où f_{LO} est la fréquence du signal de référence. On va similairement à l'amplificateur à détection synchrone étudier préférentiellement la composante en $|f - f_{LO}|$, car la mesure est plus simple sur des plus petites fréquences. On utilise cette fois-ci un filtre différent du cas précédent, un filtre basse-bande dit filtre *IF* pour *Intermediate Frequency*. La largeur de bande de ce filtre est modifiable dans les paramètres de l'analyseur de spectre et est la résolution de largeur de bande, ou *RBW* pour *Resolution Bandwidth*. La fréquence f_{LO} de ce filtre change à chaque fréquence mesurée, pour l'ensemble du balayage effectué. Lorsque l'on balaye en fréquence pour effectuer une mesure, on change la fréquence f_{LO} pour chaque point formant le spectre.

Après ce premier filtre *IF*, le signal passe dans un détecteur d'enveloppe, un filtre vidéo puis finalement un voltmètre. Un paramètre lié à l'utilisation du filtre vidéo est modifiable. Il s'agit de la largeur vidéo ou *VBW* pour *video bandwidth*. Ce filtre est un filtre passe-bas temporel, équivalent mathématiquement à une moyenne. Cela permet

alors de diminuer le bruit sur les mesures en atténuant les fluctuations et d'observer les petits signaux plus facilement en diminuant les fluctuations du bruit alentour. Cependant, sur des signaux au faible rapport signal sur bruit, il y a un risque de faire disparaître ces derniers en moyennant.

Pour choisir les paramètres de l'analyseur de spectre, il faut prendre en compte la formule suivante les reliant :

$$\text{SWT} = \frac{k \times \text{SPAN}}{\text{RBW} \times \text{VBW}} \quad (4.5)$$

où SWT est le temps de balayage pour l'acquisition d'un seul spectre (ou *sweep time*), SPAN est la plage de balayage que l'on souhaite pour la mesure, k une constante multiplicative, et RBW et VBW respectivement la largeur de bande du filtre *IF* et la largeur de bande du filtre vidéo. On peut aussi déterminer le pas en fréquence de la mesure par $\text{step} = \text{RBW}/k$ où k est une constante¹.

Généralement, les mesures effectuées dans cette thèse commencent à 10 ou 100 MHz et terminent à 1000 ou 2000 MHz. Des plages plus resserrées ont parfois été utilisées pour zoomer sur un phénomène. Il en découle alors un choix de pas et de temps de balayage qui forme un compromis entre la durée totale de la mesure et la précision de cette dernière. On a alors choisi de prendre 1999 points, permettant de prendre des points tous les 0,5 ou 1 MHz selon la plage habituellement choisie, et on prend un temps de mesure de 10 s. Ce pas de 0,5 ou 1 MHz est la précision de la mesure de f_0 et de Δf .

On choisit ensuite les largeurs de bande du filtre *IF* et du filtre vidéo, la RBW et la VBW. Ainsi, la RBW est de l'ordre du pas utilisé, c'est-à-dire de 500 kHz. On prend ensuite une VBW 10 fois plus petite que la RBW, c'est-à-dire 50 kHz. En effet, ce choix dépend du type de signal que l'on souhaite analyser. Pour un signal avec de la puissance à de nombreuses fréquences, on prend une RBW 10 fois plus petite. Il en serait autrement pour des signaux pulsés par exemple. D'autres réglages plus fins peuvent être effectués sur l'analyseur de spectre, mais ceux décrits dans cette partie sont les principaux.

Une autre contrainte existe pour l'utilisation d'un analyseur de spectre : le signal doit être stationnaire. En effet, si le signal bascule entre deux fréquences f_1 et f_2 avec une constante de temps τ , et si τ est très faible devant le temps de balayage de l'oscillateur local, alors on verra les deux fréquences f_1 et f_2 simultanément sur le spectre. On observe une telle situation dans la partie 6.2. Si τ est grand devant ce temps de balayage, alors on ne verra que l'une des deux fréquences. On ne pourra distinguer les battements entre les deux fréquences qu'à l'oscilloscope sur une très longue durée

1. k est supérieur à 1, de sorte que le plancher de bruit de la mesure est réduit. De plus, les artefacts sont supprimés dès que $k > 1$, et il y a moins de chance de rater un pic fin au cas où $\text{step} < \text{RBW}$.

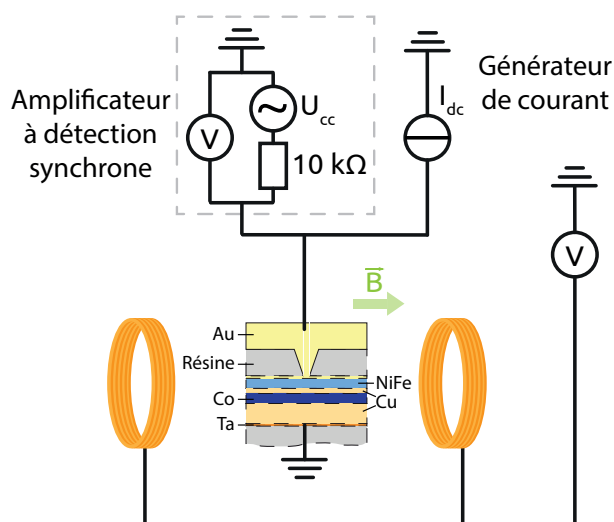


FIGURE 4.3 – Montage expérimental pour la mesure de R et de la GMR. Le générateur envoie un courant DC entraînant la dynamique de l'échantillon. Le lock-in envoie un petit courant AC dans l'échantillon et mesure la tension aux bornes de ce dernier. Les bobines, alimentées par un générateur de tension, créent un champ magnétique auquel est soumis l'échantillon².

d'acquisition, et non pas à l'analyseur de spectre.

4.2 Mesures de résistance et cycles de magnétorésistance géante

Pour vérifier la qualité des propriétés électriques d'un échantillon, la première vérification à faire est de mesurer la valeur de la résistance, puis d'observer l'évolution de la résistance lors d'un cycle de l'aimantation. En effet, une faible valeur de la résistance indique un court-circuit. Si la résistance est trop élevée, cela indique soit qu'il n'y a pas de nanocontact, soit qu'un défaut dans l'échantillon empêche le courant de passer. Il peut s'agir dans ce dernier cas d'un problème lors de l'indentation ou d'un défaut lors des autres étapes (lithographie, lift-off...) se concrétisant en l'absence de contact électrique entre les électrodes ou de différentes parties d'une même électrode. Cela peut apparaître après la destruction de l'échantillon si un courant trop élevé a été injecté dans le nanocontact et/ou s'il a été injecté trop longtemps, menant dans les deux cas à un échauffement de l'échantillon, qui peut être à l'origine de cette destruction.

Une fois qu'on a identifié un échantillon dont la résistance est de niveau correct, de l'ordre de 20Ω , on peut effectuer un cycle de la résistance en champ magnétique, c'est-à-dire en balayant alternativement le champ magnétique dans le plan de ma-

2. L'orientation du champ magnétique par rapport aux échantillons sera donnée sur la figure A.1 pour les vannes de spin CoFe/Py, sur la figure 4.5 pour les pseudo-vannes de spin à base de permalloy, et sur la figure 6.2 pour les vannes de spin à base de permalloy ou d'alliage de Heusler.

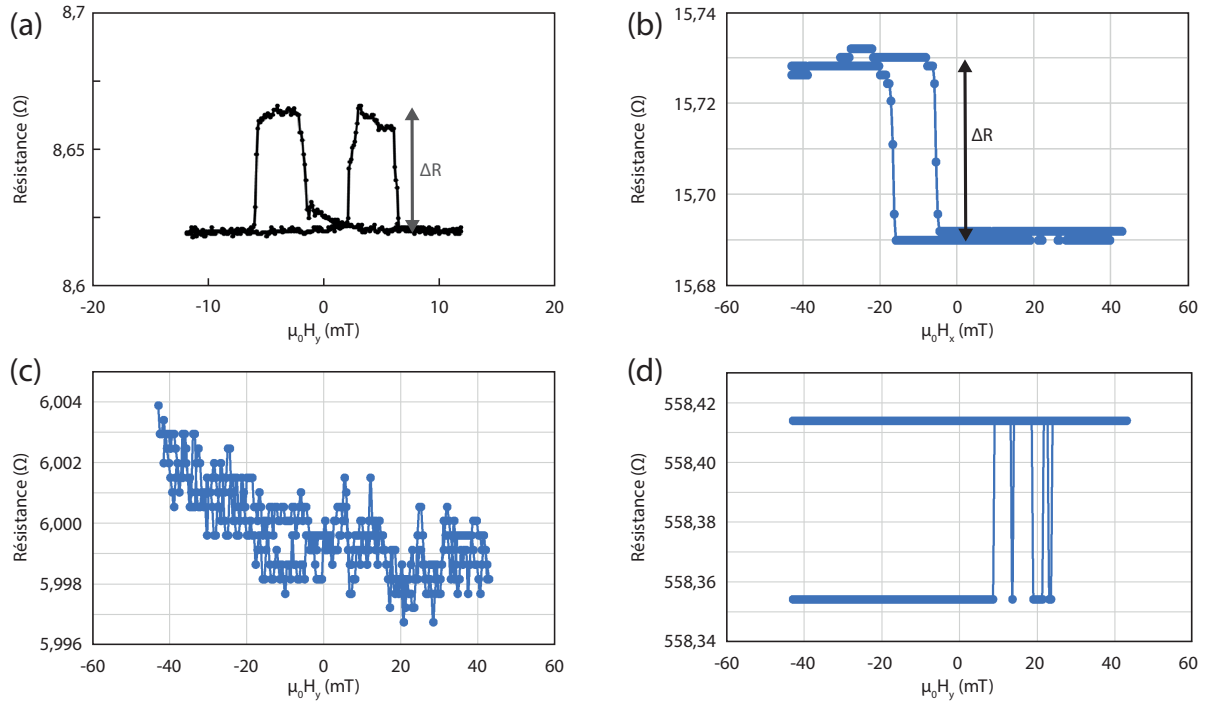


FIGURE 4.4 – Cycles non moyennés de la magnétorésistance lorsque le champ magnétique planaire varie de (a) -11 à +11 à -11 mT ou (b-d) -43 à +43 à -43 mT. Les échantillons sont (a) une pseudo-vanne de spin à base de permalloy [Image de Myoung-Woo Yoo], (b,d) une vanne de spin à base de permalloy, (d) une vanne de spin à base d’alliage de Heusler. (a,b) Échantillons fonctionnels. (c,d) Échantillons non-fonctionnels.

nière croissante puis décroissante. Lors de ce cycle, la résistance n’est pas la même selon si les aimantations des couches sont dans une configuration parallèle ou antiparallèle, d’où l’hystérésis observée, comme cela est détaillé en partie 2.4.3. Ainsi, le cycle indique la présence et la valeur de la GMR³ dans nos échantillons. Cette mesure permet dans un premier temps de repérer l’axe facile. On rappelle la formule de la GMR [BBF⁺88, BGSZ89], où R_P et R_{AP} sont les résistances des configurations parallèles et antiparallèles :

$$\text{GMR} = 2 \frac{R_{AP} - R_P}{R_{AP} + R_P} \quad (4.6)$$

Le cycle GMR indique, par son aspect, si l’échantillon n’est pas fonctionnel, que ce soit dû à un problème de fabrication ou à une destruction pendant la mesure, créant un court-circuit ou un coupe-circuit dans le système. La figure 4.4 donne différents

3. Comme indiqué dans le chapitre 2, la variation de la magnétorésistance est peut-être aussi due à une variation de l’AMR; néanmoins, on utilisera variation de la GMR dans cette section pour toute variation de la magnétorésistance, car ne sachant pas quelle est la contribution principale à la magnétorésistance.

cycles d'hystérésis correspondant aux échantillons présentés dans cette thèse. Lorsque l'on a une résistance standard pour un échantillon fonctionnel, on peut observer un cycle d'hystérésis similaire à ceux des figures 4.4(a) ou 4.4(b). La figure 4.4(a) correspond à une pseudo-vanne de spin à base de permalloy. Dans cette configuration, les deux couches peuvent se retourner à faible courant ; on passe donc d'une configuration parallèle à antiparallèle à de nouveau parallèle. La figure 4.4(b) correspond à une vanne de spin. Pour les valeurs de champ que l'on applique, seule la couche libre peut se retourner ; on passe donc seulement de parallèle à antiparallèle (ou inversement). Cependant, en augmentant fortement le champ appliqué, on finirait par retourner la couche de référence et on obtiendrait les mêmes cycles qu'une pseudo-vanne de spin. Néanmoins, un tel cas n'est pas montré dans les cycles présentés en figure 4.4. Nous nous limitons en effet à des niveaux de champ relativement faibles.

Cependant, si un problème pendant la fabrication de l'échantillon a lieu, on peut soit avoir un court-circuit, avec une faible résistance, tel que visible en figure 4.4(c), soit avoir un coupe-circuit, avec une forte résistance, tel que visible en figure 4.4(d). À faible résistance, cette dernière dérive sans cesse, sans variations brusques similaires à celle d'un cycle d'hystérésis, alors qu'elle ne change quasiment pas lorsque la résistance est élevée. Il peut cependant aussi arriver qu'un cycle d'hystérésis ne soient pas visible sur un échantillon fonctionnel, que ce soit parce que l'on est pas sur l'axe facile, que les champs de renversements sont très élevés, ou encore que des structures magnétiques plus complexes sont présentes dans le système. Le tableau 4.1 donne les résistances et les valeurs de GMR moyennes calculées avec la formule 4.6, d'après les mesures sur les échantillons étudiés durant cette thèse.

Ainsi, on observe que les échantillons 43, 43b et 47 ont une GMR plus élevée que les 49.2a, 50.2a et 52.4a car ils n'ont pas été déposés sur le même substrat : les premiers ont été déposés sur du silicium dont la résistivité est de $20 \text{ k}\Omega.\text{cm}$, alors que les suivants l'ont été sur un substrat de silicium ($10 \text{ }\Omega.\text{cm}$) et SiO. Cela peut se comprendre car un substrat moins résistif verra des fuites de courant se produire, diminuant de fait le signal GMR⁴. Les échantillons à base de Heusler sont déposés sur du MgO, dont la résistivité est de l'ordre de $10^{14} \text{ }\Omega.\text{cm}$, expliquant les meilleures performances que pour les vannes de spin sur SiO, mais la faible épaisseur de la couche espaceuse diminue la GMR par rapport à un échantillon avec une couche espaceuse plus épaisse [BSE⁺17]. La GMR de ces échantillons reste cependant plus faible que celle de la pseudo-vanne de spin, indiquant que nous n'avons pas encore compris l'intégralité des mécanismes sous-jacents de la GMR dans les échantillons à nanocontact.

4. Le courant est plus CPP que CIP, diminuant alors la GMR comme l'on montré Banuazizi et al. [BSE⁺17].

Référence	GMR/R	Empilement partiel
ip6890	0,25%	Si // ... / Cu (10) / Py (20) / Au (5)
43	$0,17 \pm 0,04\%$	Si // ... / Cu (3,5) / Py (10) / Au (2)
43b	$0,18 \pm 0,05\%$	Si // ... / Py (10) / Au (2)
47	$0,12 \pm 0,03\%$	Si // ... / Py (20) / Au (2)
49.2a	$0,038 \pm 0,007\%$	SiO // ... / Py (20) / Au (5)
50.2a	$0,059 \pm 0,013\%$	SiO // ... / Py (20) / Au (2)
52.4a	$0,040 \pm 0,012\%$	SiO // ... / Py (10) / Au (2)
Hijl1	$0,12 \pm 0,03\%$	MgO // ... / Au (2) / Co ₂ MnGe (15) / Au (2)
Hijl2	$0,066 \pm 0,030\%$	MgO // ... / Au (2) / Co ₂ MnGe (15) / Au (2)
Hijl3	$0,053 \pm 0,027\%$	MgO // ... / Au (2) / Co ₂ MnGe (15) / Au (2)
Hijl4	0,064%	MgO // ... / Au (2) / Co ₂ MnGe (15) / Au (2)

TABLE 4.1 – Tableau des GMR moyennes mesurées sur les échantillons. ip6890 est la pseudo-vanne de spin à base de permalloy; 43, 43b, 47, 49.2a, 50.2a et 52.4a sont des vanes de spin à base de permalloy; Hijl1 et Hijl3 sont des vanes de spin à base d'alliage de Heusler. La troisième colonne donne les empilements partiels pour pouvoir distinguer les échantillons (substrat et couches différentes). Se référer au chapitre 3 pour les empilements entiers.

4.3 Mesures de la fréquence selon I_{dc} et $\mu_0 H$

Nous avons ensuite caractérisé les propriétés hyperfréquences des vanes de spin à base de permalloy. Ainsi, ces échantillons déjà étudiés auparavant [PWOM12a, PWKR⁺12, PWOM⁺12b], permettent d'observer le renversement de cœur du vortex qui est discuté plus en détail dans le chapitre 2. En effet, lorsque l'on observe la carte de DSP pour différentes valeurs de courant continu appliqué telle que présentée à la figure 4.5(d), on observe des motifs en fréquence qui varient selon le courant. On observe principalement trois régimes d'émission de l'oscillateur. Observons les figures 4.5(a-c). Le spectre de la figure 4.5(a) contient une raie principale vers 220 MHz et ses harmoniques⁵. Sur la figure 4.5(f), on voit des trajectoires du cœur de vortex obtenues en simulation et détaillées en partie 5.3, et qui montrent une giration régulière du vortex autour du nanocontact; cette giration périodique crée un signal étroit en fréquence tel que visible sur ce graphique. La largeur de raie de ce signal est de 1 MHz. Les largeurs de raie sont calculés à l'aide d'un ajustement avec une fonction lorentzienne $L(f)$, de la forme :

$$L(f) = h \frac{(\Delta f/2)^2}{(f - f_0)^2 + (\Delta f/2)^2} \quad (4.7)$$

où Δf est la largeur de bande à mi-hauteur, f_0 est la fréquence centrale du pic et h la hauteur de ce dernier.

Sur la figure 4.5(b), on observe un plus grand nombre de pics, d'intensités variables.

5. On suppose que les harmoniques proviennent de la trajectoire elliptique.

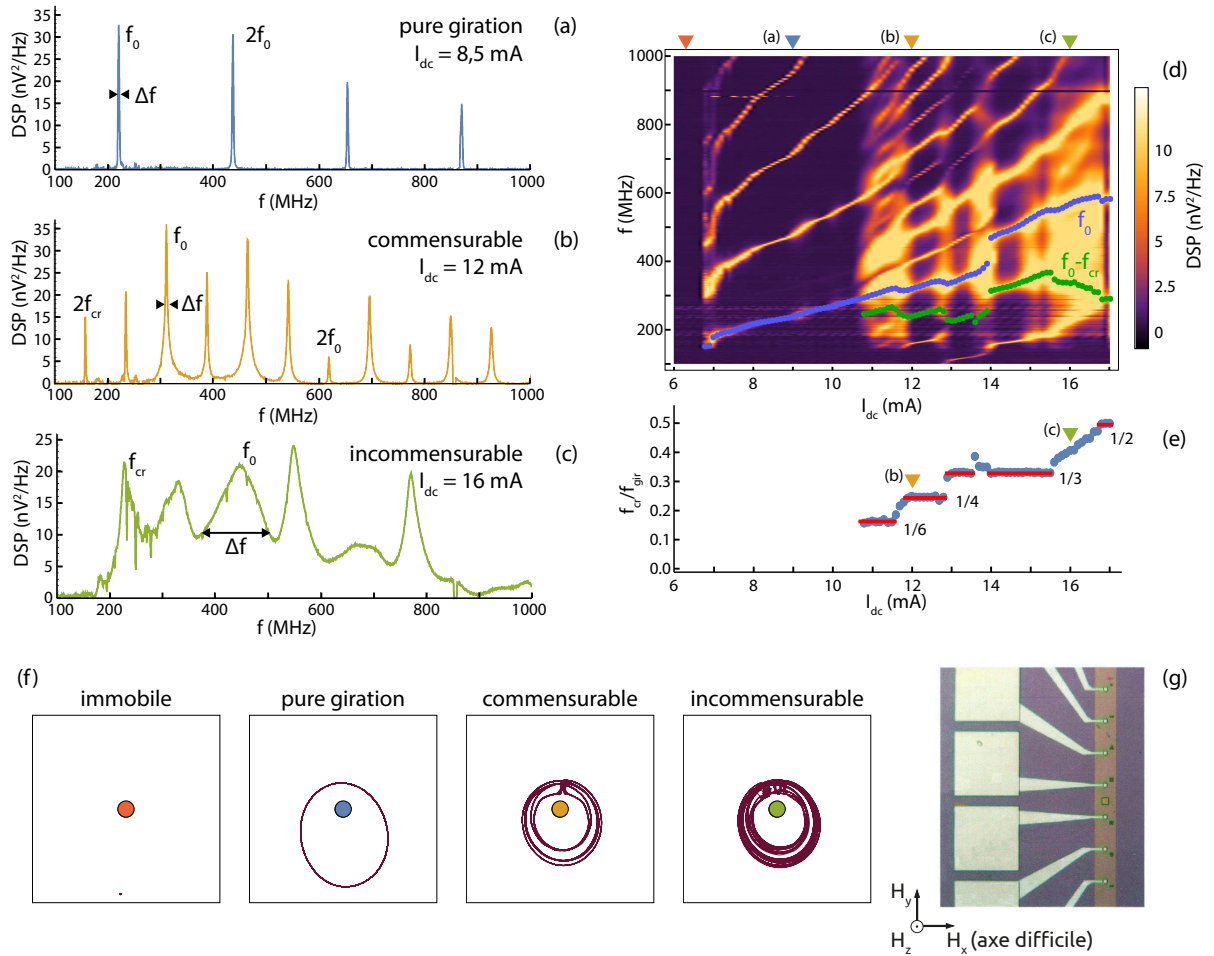


FIGURE 4.5 – Spectres pour les trois principaux régimes (a) de pure giration, (b) commensurable et (c) incommensurable. (d) Carte de DSP de 6 à 17 mA en agrégeant les spectres à différents courants ; les points bleus correspondent à la fréquence de giration f_{gir} et les points verts correspondent à $f_{\text{gir}} - f_{\text{cr}}$. (e) Rapport de f_{gir} et de f_{cr} en fonction du courant appliqué. (f) Trajectoires caractéristiques du cœur de vortex dans différents régimes. (g) Photo de l'échantillon et orientation du champ magnétique. (a-e) $\mu_0 H_y = 3,39$ mT. (f) $\mu_0 H = 0$ mT.

Ces derniers correspondent aux fréquences de giration f_{gir} , de renversement de cœur f_{cr} , et aux différents ordres de modulation qui sont des combinaisons linéaires de f_{cr} et f_{gir} , ainsi que leurs harmoniques. Ainsi, dans le régime commensurable représenté sur la figure 4.5(b), les renversements de cœur ont lieu toujours après un même nombre entier de giration [YRL⁺20] ; le rapport $f_{\text{gir}}/f_{\text{cr}}$ entre la fréquence de giration et celle de renversement de cœur est entier et correspond au nombre de tours entre deux renversement de cœur. On donne par commodité le rapport inverse $f_{\text{cr}}/f_{\text{gir}}$ sur la figure 4.5(e). Par ailleurs, la largeur de raie Δf de la fréquence de giration vaut 4 MHz, soit un peu plus que pour le régime de pure giration.

A contrario, pour le régime incommensurable représenté sur la figure 4.5(c), on observe des raies spectrales plus larges en fréquence, moins piquées, avec une largeur de raie de 68 MHz. Par ailleurs, en analysant le ratio des fréquences tracé sur la figure

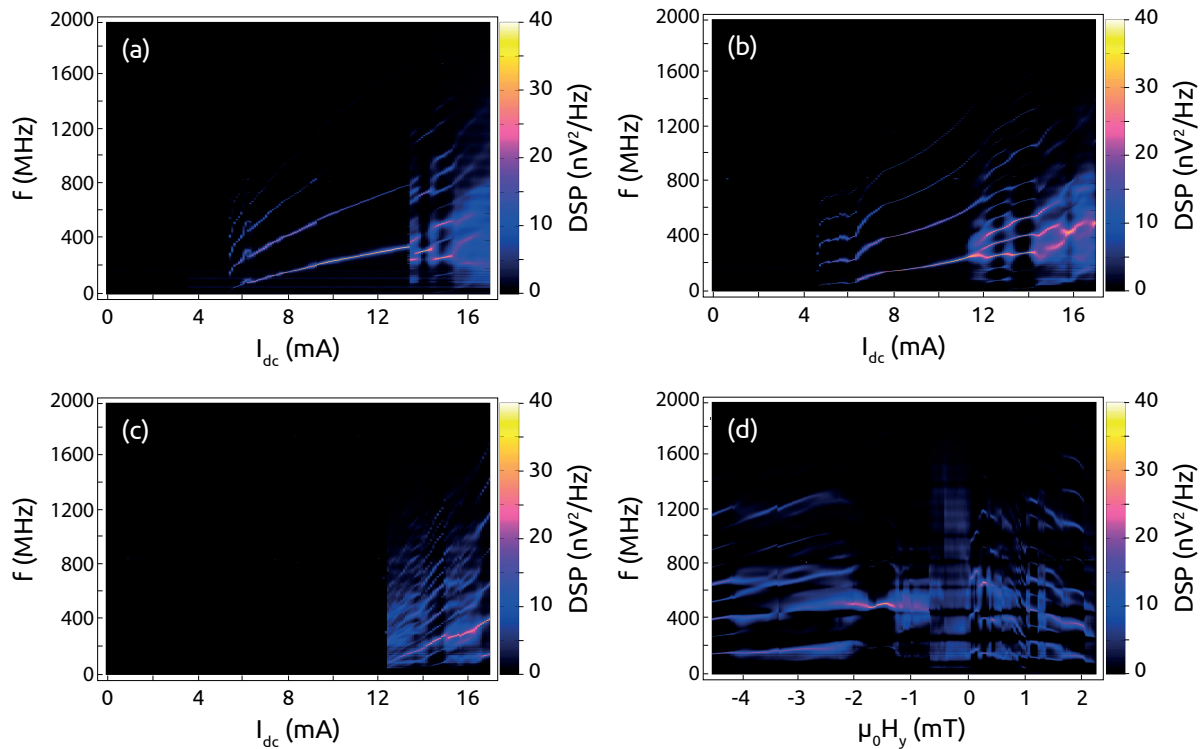


FIGURE 4.6 – Cartes de la DSP de 0 à 17 mA pour $\mu_0 H_y$ à 2,26 mT (a), 4,52 mT (b) et 5,65 mT (c). Carte de la DSP pour $\mu_0 H_y$ de -4,52 à 2,26 mT et $I_{dc} = 16$ mA (d). Variation de régime ordonnée lorsque l'on augmente I_{dc} (immobile, pure giration, puis alternance entre commensurable et incommensurable), et non ordonnée lorsque l'on fait varier $\mu_0 H$.

4.5(e), on observe pour le régime incommensurable que le rapport f_{cr}/f_{gir} n'est pas rationnel. Cela indique non pas que le renversement se produit après un nombre non entier de girations, mais après un nombre entier non constant de girations; le rapport f_{cr}/f_{gir} correspond alors au nombre moyen de renversements par giration. Par exemple, entre le plateau $1/2$, pour lequel le renversement a lieu toutes les deux révolutions autour du nanocontact, et le plateau $1/3$, pour lequel le renversement a lieu toutes les trois révolutions, se trouve une zone pour lequel le rapport f_{cr}/f_{gir} varie de $1/2$ à $1/3$; à 0,45 par exemple, le renversement de cœur se produit tous les deux ou trois tours, de manière à ce qu'en moyenne le renversement se produise tous les 2,22 tours [YRL⁺20].

Ainsi, les trois régimes correspondent à des manières différentes de combiner giration et renversement de cœur. Le positionnement des régimes selon le courant ou le champ dans le plan peut varier d'une nucléation à l'autre. Ainsi, si les fluctuations thermiques font varier la position de l'antivortex d'un site métastable à l'autre avec la nucléation d'un nouveau vortex, cela modifie la manière d'osciller du vortex : le vortex est en effet soumis à un potentiel différent selon la position de l'antivortex, qui influe alors sur la trajectoire du vortex. On peut observer sur la figure 4.6, différentes cartes de la DSP, correspondant à différentes mesures pour lesquelles le vortex a à chaque fois

été renucléé. Par ailleurs, trois d'entre elles [Figs. 4.6(a), 4.6(b), 4.6(c)] correspondent à un balayage en courant, la dernière [Fig. 4.6(d)] correspond à un balayage en champ magnétique dans le plan. Les balayages en courant ont été effectués de 17 à 0 mA, pour un champ $\mu_0 H_y$ de 2,26 mT [Fig. 4.6(a)], 4,52 mT [Fig. 4.6(b)] et 5,65 mT [Fig. 4.6(c)]. Pour la figure 4.6(d), le balayage a été effectué pour le champ $\mu_0 H_y$ entre -4,52 et 2,26 mT, et pour lequel le courant est fixé à 16 mA.

Ainsi, on peut observer que pour ces échantillons l'oscillateur peut émettre du signal pour des courants descendants jusqu'à 5 mA environ [Figs. 4.6(a) et 4.6(b)], bien qu'il puisse disparaître à des courants bien supérieurs [Fig. 4.6(c)] pour diverses raisons (fluctuations thermiques, trajectoire devenue instable...). Le renversement de cœur a généralement lieu à des courants supérieurs à 12 mA, en deça duquel le vortex est en régime de pure giration, et pour lequel la fréquence de giration du vortex f_{gir} est relativement linéaire avec le courant. En effet, le potentiel Zeeman dans lequel oscille le vortex est créé par le champ ampérien, lui-même dépendant du courant DC injecté. Ainsi, plus le courant augmente, plus le potentiel est resserré, et donc plus le vortex fait rapidement le tour du nanocontact⁶ : la fréquence de giration augmente, approximativement linéairement avec le courant DC [OMD⁺11], comme le montre l'équation issue de [MvKH⁺08, Kim12] :

$$f \approx \frac{\kappa |I|}{GR_0} \quad (4.8)$$

où κ est un coefficient, $|I|$ la valeur absolue du courant, G la norme du gyrovecteur, et R_0 est la distance entre le vortex et le nanocontact pour une orbite stationnaire et circulaire⁷. Cette équation n'est néanmoins plus valable lorsque le renversement de cœur apparaît.

Lorsque l'on fait varier le champ dans le plan [Fig. 4.6(d)] à courant fixe, on observe aussi un changement de régime⁸. Alors qu'une variation du courant modifie le couple de transfert de spin et le potentiel Zeeman, créé par le champ ampérien dans lequel se déplace le vortex, la variation du champ dans le plan décale le vortex et l'antivortex différemment, et donc le puits de potentiel ressenti par le vortex : les fréquences de giration et de renversement de cœur en sont alors modifiées, entraînant des changements de régime. Alors qu'un ordre peut être décelé dans les régimes avec la croissance du courant (on a l'absence d'émission, puis la pure giration et enfin l'alternance entre

6. Dans l'équation de Thiele, les termes de gyrovecteur $\mathbf{G} \times \dot{\mathbf{X}}_0$ et d'amortissement $\mathcal{D} \cdot \dot{\mathbf{X}}_0$ sont indépendants du courant, donc la vitesse du vortex est indépendante du courant I_{dc} . La distance parcourue lors d'une giration diminue avec I_{dc} et la vitesse étant constante, il est nécessaire que la fréquence de giration augmente avec I_{dc} .

7. La trajectoire du vortex peut être elliptique dans nos échantillons en raison de l'antivortex, comme montré au chapitre 5. L'émission de fréquence s'éloigne du modèle de l'équation 4.8, et f_{gir} varie non-linéairement avec I_{dc} .

8. Contrairement aux oscillateurs à nanopiliers, où la fréquence du vortex varie linéairement avec le champ magnétique [EDHB12, HDLK⁺14].

les régimes commensurable et incommensurable), on ne voit pas d'ordre évident dans l'arrangement des régimes avec le champ dans le plan. On alterne en effet sur la figure 4.6(d) entre des régimes commensurables et incommensurables, voir même ce qui semble être un régime de pure giration vers -1,5 mT. Certaines mesures, non représentées ici, ont montrées de minces plages d'émission pour le vortex, ce dernier n'émettant que sur une plage de 1 mT, ou moins, alors que certains peuvent émettre sur des plages de plusieurs mT comme sur la figure 4.6(d). On constate que, de manière générale, aucune giration n'est visible lorsque le champ dépasse un seuil. En effet, l'ajout d'un champ magnétique décale le potentiel magnétique U auquel est soumis le vortex, et donc décale la trajectoire du vortex : la distance maximale du vortex au centre du nanocontact augmente donc avec le champ magnétique dans le plan. Si le décalage dans le plan est important, l'équation de Thiele peut ne plus être vérifiée : le terme de transfert de spin $\mathbf{G} \times \mathbf{u}$ décroît avec la position du vortex au contraire du terme d'amortissement qui en est indépendant [Kim12]. À partir d'une certaine distance, le transfert de spin n'est plus suffisant pour compenser l'amortissement et le vortex devient immobile : les conditions pour une giration entretenue par transfert de spin ne sont plus réunies lorsque l'amplitude du champ devient trop importante.

4.4 Verrouillage par injection d'un signal externe

Nous avons effectué des mesures de verrouillage dans le but d'étudier la dynamique de ces échantillons lorsqu'ils sont soumis à un signal externe. Comme on peut le voir sur la figure 4.1, le montage utilisé est composé d'une source de courant DC, d'un amplificateur à détection synchrone (ou *lock-in*) envoyant une petite composante AC et permettant de lire la résistance de l'échantillon, d'un té de polarisation (ou *bias tee*) séparant les basses fréquences (branche *lock-in* + courant DC) et les hautes fréquences (branche analyseur de spectre + synthétiseur), d'un analyseur de spectre et d'un synthétiseur. L'échantillon est à la branche non-filtrante du té de polarisation ; il est situé dans un cryostat, entre plusieurs bobines, relié par des pointes hyperfréquences au reste du circuit. On peut alors changer le champ dans le plan appliqué à l'échantillon, tout en le maintenant à 77 K, la température de l'azote liquide. Le synthétiseur, un *Hewlett Packard* 8341B, émet un signal de 0,3 mA crête-à-crête.

Sont représentées sur les figures 4.7(a-c) des mesures préliminaires de verrouillage. On observe une figure de verrouillage relativement classique, identique à ce qui a pu être observé dans les oscillateurs à nanopilier, comme sur la figure 4.7(d). On peut cependant observer des signaux plus complexes [Fig. 4.7(b)] ou au contraire l'absence totale de synchronisation [Fig. 4.7(c)].

Cette section reprend de nombreux résultats de l'article « *Modulation and phase-locking in nanocontact vortex oscillators* », PRB **100**, 144414 (2019) [LPWY⁺19].

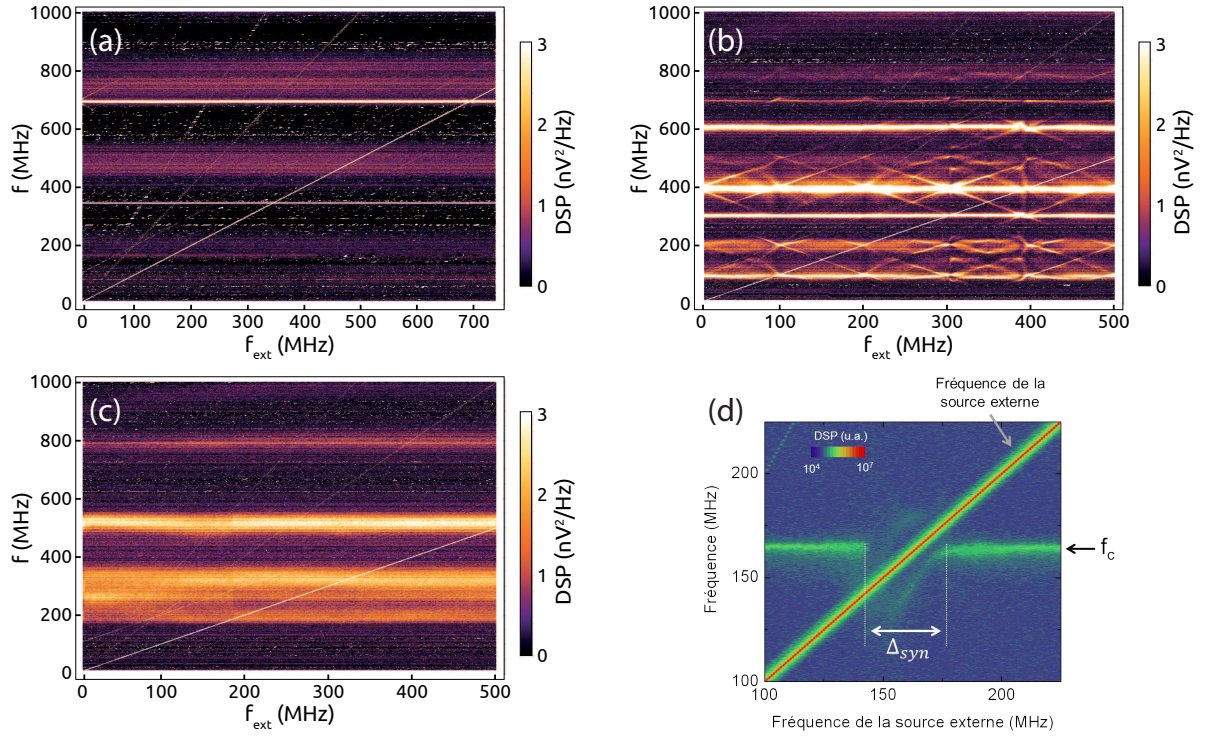


FIGURE 4.7 – (a-c) Cartes de DSP préliminaires en régime : (a) de pure giration, $I_{dc} = 18$ mA, $\mu_0 H_z = 24,9$ mT, pas de 1 MHz, (b) commensurable, $I_{dc} = 15$ mA, $\mu_0 H_z = 67,8$ mT, pas de 1 MHz, (c) incommensurable, $I_{dc} = 16,7$ mA, $\mu_0 H_z = 90,4$ mT, pas de 1 MHz. (d) Verrouillage d'un oscillateur à nanopilier par un signal externe. Carte de DSP issue de la thèse d'Eva Grimaldi [Gri15].

4.4.1 Verrouillage en régime de pure giration

On a commencé par étudier le régime de pure giration. Ce régime est par ailleurs le plus similaire au spectre émis par un vortex dans un nanopilier tel qu'on peut le voir sur la figure 4.7(d). Le vortex oscille alors autour du nanocontact avec une trajectoire quasi-elliptique. Il n'y a pas de renversement de cœur et sa trajectoire est décrite par l'équation de Thiele [Thi73], donnée en partie 2.3.2. On observe sur la figure 4.8 que l'oscillateur émet une fréquence f_{gir} ainsi que les harmoniques $2f_{gir}$, $3f_{gir}$ etc, où f_{gir} correspond à la fréquence de giration du vortex autour du nanocontact.

Lors de l'expérience à l'origine de la figure 4.8(a), on applique un courant continu I_{dc} de 12,8 mA dans l'échantillon sous un champ dans le plan de 0,30 mT, ce qui entraîne la giration du vortex à une fréquence f_{gir} de environ 190 MHz et de largeur de raie de 4 MHz. Nous avons envoyé alors un courant alternatif i_{ac} de 0,3 mA crête à crête, dont la fréquence f_{ext} a été balayée de 180 à 620 MHz. Ce signal est visible sur la figure 4.8(a) : il s'agit du signal croissant de pente 1, d'équation $f = f_{ext}$. On peut par ailleurs observer les harmoniques $2f_{ext}$ et $3f_{ext}$ de ce signal en partie dues aux non-linéarités de l'amplificateur. Les figures 4.8(b), 4.8(c) et 4.8(d) correspondent à des conditions proches, pour lesquelles I_{dc} vaut 13,1, 10,7 et 12,9 mA respectivement, et le champ

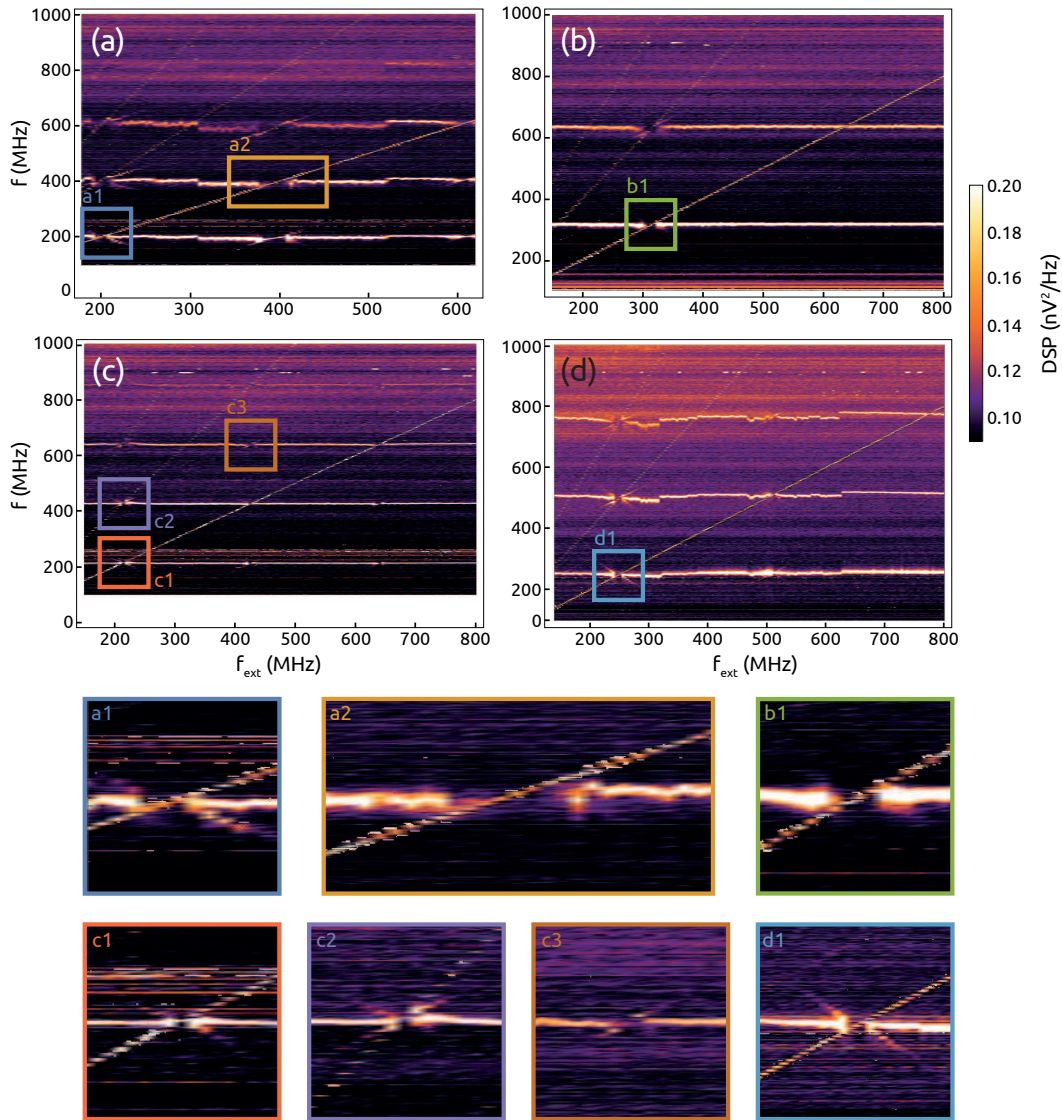


FIGURE 4.8 – Cartes de DSP du verrouillage avec balayage en fréquence. (a) $I_{dc} = 12,8$ mA, $\mu_0 H_y = 0,30$ mT, pas de 2 MHz. (b) $I_{dc} = 12,9$ mA, $\mu_0 H_y = -0,63$ mT, pas de 2 MHz. (c) $I_{dc} = 10,7$ mA, $\mu_0 H_y = -0,36$ mT, pas de 2 MHz. (d) $I_{dc} = 12,2$ mA, $\mu_0 H_y = 0,20$ mT, pas de 1 MHz. Lorsque $f_{ext} = n f_{gir}$, il y a verrouillage et modulation de part et d'autre de la plage de verrouillage.

dans le plan $\mu_0 H_y$ vaut -0,41, -0,36 et -0,63 mT respectivement. Il en découle une fréquence de giration f_{gir} de 318, 214 et 256 MHz respectivement, dont la largeur de raie vaut 5, 1 et 4 MHz respectivement.

Sur la figure 4.8(a), on peut alors observer très clairement un phénomène de verrouillage de phase lorsque le signal externe croise la fréquence de giration du vortex [Fig. 4.8(a1)] ou ses harmoniques [Fig. 4.8(a2)]. On voit en effet qu'autour de 200, 400 et 600 MHz, le vortex n'oscille plus à sa fréquence naturelle de giration f_{gir} , mais à la fréquence externe f_{ext} , et cela sur une plage de 12 MHz. $\Delta f_{\text{verr}}/f = 6,0\%$ pour $f_{\text{gir}} = 199$ MHz. Par ailleurs, ce verrouillage s'observe aussi sur les harmoniques du signal : à $f_{\text{ext}} = f_{\text{gir}}$, on observe aussi le verrouillage sur $2f_{\text{gir}}$ et sur $3f_{\text{gir}}$. Similairement, lorsque la fréquence externe vaut $f_{\text{ext}} = 2f_{\text{gir}}$ ou $3f_{\text{gir}}$, on observe le verrouillage sur l'autre harmonique, mais aussi sur la fréquence de base f_{gir} . La plage de verrouillage Δf_{verr} est alors plus grande pour $f_{\text{ext}} = 2f_{\text{gir}}$, et vaut 26 MHz, comme on peut le voir sur les figures 4.9(a) et 4.9(c) qui donnent la fréquence centrale f et la largeur de raie Δf en fonction de f_{ext} . Ainsi, $\Delta f_{\text{verr}}/f = 6,5\%$ pour $2f_{\text{gir}} = 399$ MHz. Ainsi, le rapport $\Delta f_{\text{verr}}/f$ entre plage de verrouillage et fréquence ne semble pas varier fortement avec l'ordre de l'harmonique contrairement à ce qu'a pu être observé ailleurs [Gri15].

Le verrouillage d'une harmonique d'un oscillateur à vortex a déjà été observé par différents groupes [MdMT⁺11, BGD⁺13, HLN⁺14, LJD⁺15, KSH⁺16a, KSH⁺17], ainsi que pour d'autres types d'oscillateurs à transfert de spin dans le groupe de Ebels [QSF⁺11, TLH⁺18]. On parle alors de verrouillage harmonique ou synchronisation harmonique.

La figure 4.8(c) montre le même phénomène à un courant plus faible, $I_{\text{dc}} = 10,7$ mA. On observe un verrouillage de phase à $f_{\text{ext}} = f_{\text{gir}}$ [Fig. 4.8(c1)], $2f_{\text{gir}}$ et $3f_{\text{gir}}$, et on observe l'effet de ce verrouillage sur les autres harmoniques : sur $2f_{\text{gir}}$ quand $f_{\text{ext}} = f_{\text{gir}}$ [Fig. 4.8(c2)] ou sur $3f_{\text{gir}}$ quand $f_{\text{ext}} = 2f_{\text{gir}}$ [Fig. 4.8(c3)]. A contrario, la figure 4.8(b) ne montre qu'un verrouillage de phase à $f_{\text{ext}} = f_{\text{gir}}$ [Fig. 4.8(b1)]; il n'y en a pas à $f_{\text{ext}} = 2f_{\text{gir}}$. Pour la figure 4.8(d), on observe un verrouillage à $f_{\text{ext}} = f_{\text{gir}}$ [Fig. 4.8(d1)], à $f_{\text{ext}} = 2f_{\text{gir}}$ mais pas à $f_{\text{ext}} = 3f_{\text{gir}}$. Ainsi, on voit que les motifs de verrouillage peuvent varier entre les états provenant de différentes nucléations, probablement car le couplage entre f_{ext} et f_{gir} diffère.

Outre ce phénomène de verrouillage de phase, on peut observer un phénomène de modulation en fréquence. En effet, autour de ces régions de verrouillage de phase peuvent apparaître des fréquences descendantes, en particulier autour de $f_{\text{ext}} = f_{\text{gir}}$. Similairement, on peut observer des fréquences ascendantes au-delà de la plage de verrouillage, particulièrement sur les harmoniques autres que celles directement verrouillée par f_{ext} .

On a développé un modèle simple de modulation pour comprendre l'origine de ces fréquences. Pour cela, on part d'une expression simplifiée de la résistance et du

courant dans le système :

$$\begin{aligned} r(t) &= R_0 + \Delta R \cos(\omega_{\text{gir}} t) \\ i(t) &= I_{\text{dc}} + i_{\text{ac}} \cos(\omega_{\text{ext}} t) \end{aligned} \quad (4.9)$$

où R_0 est la résistance moyenne de l'échantillon, ΔR est la variation de la résistance due à la giration et les pulsations ω_{gir} et ω_{ext} correspondant à f_{gir} et f_{ext} telles que $\omega_{\text{gir}} = 2\pi f_{\text{gir}}$ et $\omega_{\text{ext}} = 2\pi f_{\text{ext}}$. L'analyseur de spectre mesure une puissance donnée par :

$$P(t) = r(t)i^2(t) \quad (4.10)$$

soit

$$\begin{aligned} P(t) &= p_0 + p_1 \cos(\omega_{\text{ext}} t) + p_2 \cos(2\omega_{\text{ext}} t) + p_3 \cos(\omega_{\text{gir}} t) + p_4 \cos[(\omega_{\text{gir}} + \omega_{\text{ext}}) t] \\ &+ p_4 \cos[(\omega_{\text{gir}} - \omega_{\text{ext}}) t] + p_5 \cos[(\omega_{\text{gir}} + 2\omega_{\text{ext}}) t] + p_5 \cos[(\omega_{\text{gir}} - 2\omega_{\text{ext}}) t] \end{aligned} \quad (4.11)$$

où $p_0 = R_0(I_{\text{dc}}^2 + i_{\text{ac}}^2/2)$, $p_1 = 2R_0 I_{\text{dc}} i_{\text{ac}}$, $p_2 = R_0 i_{\text{ac}}^2/2$, $p_3 = \Delta R(I_{\text{dc}}^2 + i_{\text{ac}}^2/2)$, $p_4 = \Delta R I_{\text{dc}} i_{\text{ac}}$, et $p_5 = \Delta R i_{\text{ac}}^2/4$. Ainsi, ce calcul fait apparaître de nombreuses nouvelles fréquences, qui sont visibles expérimentalement, telles que f_{ext} , $2f_{\text{ext}}$, f_{gir} et $f_{\text{gir}} + f_{\text{ext}}$. Étant donné que $I_{\text{dc}} \gg i_{\text{ac}}$, les fréquences pour lesquelles l'amplitude p_k contient un terme en I_{dc} sont plus visibles que celles contenant un terme en i_{ac} : ces dernières sont moins visibles sur la carte de DSP car moins intenses.

Ces résultats expérimentaux sont relativement similaires aux phénomènes de verrouillage de phase et de modulation tel qu'il est observé dans les oscillateurs à vortex à nano-pilier [RPK⁺05, GGD⁺08, DKG⁺11, LJD⁺15], bien que la dynamique plus complexe du système fasse parfois différer le comportement de notre système du comportement standard de verrouillage d'un nanopilier, en prévenant le verrouillage à certaines fréquences comme sur la figure 4.8(b) par exemple.

4.4.2 Verrouillage en régime commensurable

On discute maintenant l'influence d'un signal externe sur un vortex en régime commensurable, pour lequel on observe une fréquence de giration f_{gir} ainsi qu'une fréquence de renversement de cœur f_{cr} et des combinaisons linéaires de f_{gir} et f_{cr} dues à la modulation intrinsèque dans le système entre ces deux fréquences. On appelle ces quantités les fréquences naturelles du vortex. Ainsi, sur les figures 4.10(a), 4.10(b), 4.10(c) et 4.10(d) respectivement, on opère avec un courant continu I_{dc} de 15, 16, 14,9 et 15,1 mA, qui induit la giration du vortex à une fréquence f_{gir} de 413, 366, 300 et 237 MHz respectivement et de largeur de raie Δf de 2, 8, 9 et 3 MHz respectivement. Sur la figure 4.10(c), un saut inattendu en fréquence est observable vers $f_{\text{ext}} = 550$ MHz, où f_{gir} passe de 300 à 320 MHz et Δf de 10 à 9 MHz. Ce type de variation est relativement

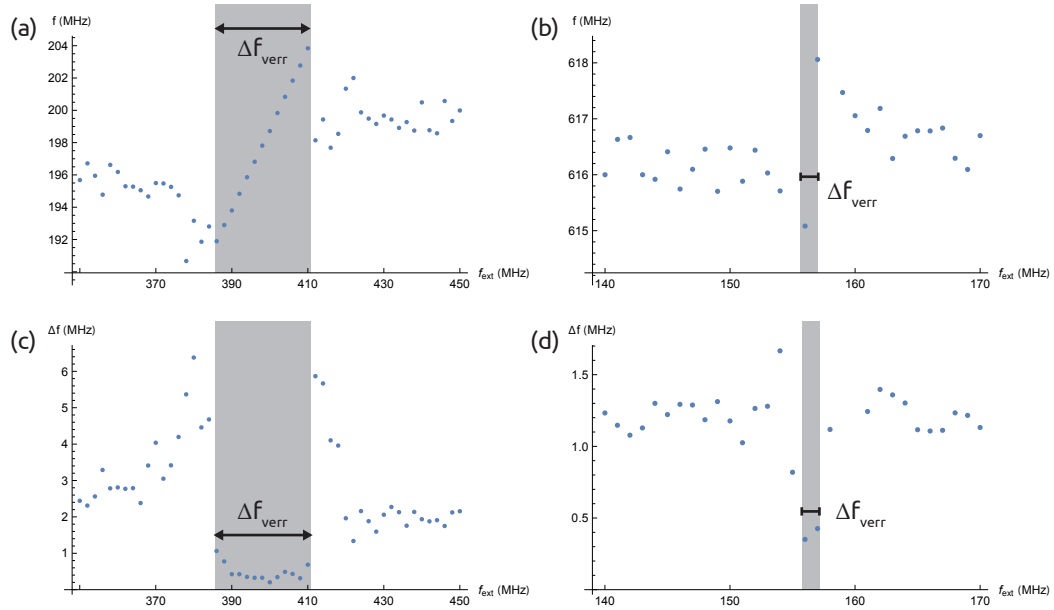


FIGURE 4.9 – Fréquence centrale f (a) et largeur de raie Δf (c) de f_{gir} pour $f_{\text{ext}} = 2f_{\text{gir}}$ en régime de pure giration [Fig. 4.8(a)]. (a,c) $I_{\text{dc}} = 12,8 \text{ mA}$, $\mu_0 H_y = 0,30 \text{ mT}$. Fréquence centrale f (b) et largeur de raie Δf (d) de $f_{\text{gir}} + 2f_{\text{cr}}$ pour $f_{\text{ext}} = f_{\text{gir}}$ en régime commensurable [Fig. 4.10(a)]. (b,d) $I_{\text{dc}} = 15 \text{ mA}$, $\mu_0 H_y = 68 \text{ } \mu\text{T}$. Lors du verrouillage, Δf diminue et f est fixée par le signal externe.

imprévisible, et est probablement dû à des fluctuations entre des états métastables de l'antivortex. Le champ dans le plan vaut respectivement $68 \text{ } \mu\text{T}$, $-0,23 \text{ mT}$, $-0,68 \text{ mT}$ et $68 \text{ } \mu\text{T}$. Le fond de la carte de la figure 4.8(d) est plus orange que les autres car elle représente des variations plus faibles, induisant un contraste différent.

On peut alors observer des comportements de verrouillage de phase et de modulation similaires au cas de pure giration, en particulier sur la figure 4.10(a). Ces phénomènes sont cependant bien plus intenses et visibles dans le régime commensurable que dans le régime de pure giration.

Ainsi, lorsque la fréquence externe croise la fréquence de giration du vortex f_{gir} ou une autre fréquence naturelle du vortex, on observe un phénomène de verrouillage de phase. On peut alors noter que le verrouillage de phase a lieu lorsque $f_{\text{ext}} = f_{\text{gir}} \pm n f_{\text{cr}}$ où n est ici un entier permettant de représenter l'ensemble des fréquences naturelles du vortex. Pour simplifier le problème, on peut exprimer différemment l'ensemble des fréquences naturelles du vortex, qui sont alors des combinaisons linéaires de f_{gir} et de f_{cr} . Par ailleurs, on peut noter qu'en régime commensurable, il y a un rapport entier entre f_{gir} et f_{cr} , que l'on peut noter a tel que $f_{\text{gir}} = a f_{\text{cr}}$. Par exemple, $f_{\text{gir}} = 4 f_{\text{cr}}$ sur la figure 4.10(a), $f_{\text{gir}} = 3 f_{\text{cr}}$ sur la figure 4.10(b), $f_{\text{gir}} = 2 f_{\text{cr}}$ sur la figure 4.10(d) et le rapport reste à $a = 4$ sur la figure 4.10(c) malgré une instabilité de l'antivortex qui change le spectre du système. On voit en effet qu'il existe différents rapports entre les fréquences de giration et de renversement de cœur en changeant le courant continu I_{dc} ou en renucléant le système, de nouvelles conditions pouvant entraîner l'apparition de rap-

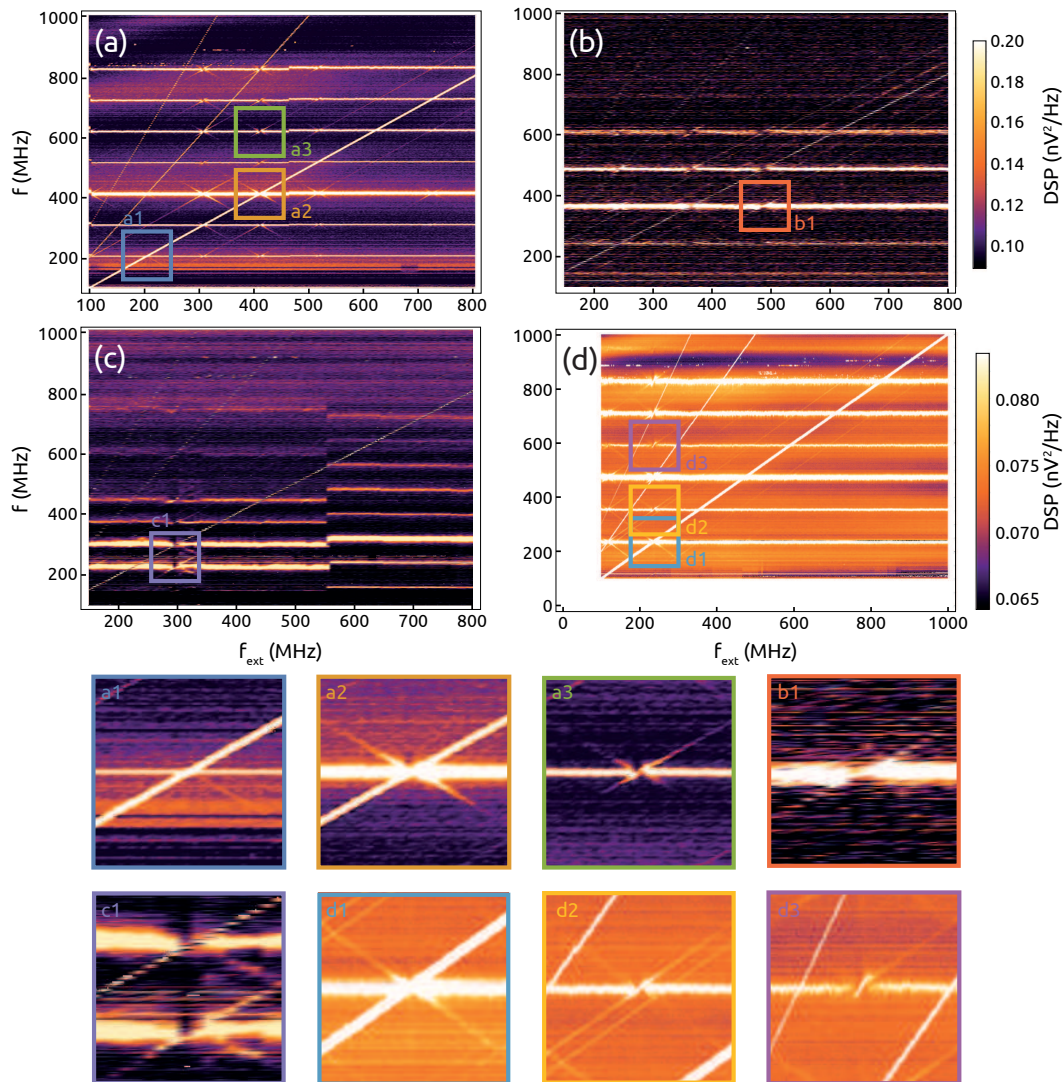


FIGURE 4.10 – Cartes de DSP de verrouillage avec balayage en fréquence. (a) $I_{dc} = 15$ mA, $\mu_0 H_y = 68 \mu T$, pas de 2 MHz. (b) $I_{dc} = 16$ mA, $\mu_0 H_y = -0,23$ mT, pas de 2 MHz. (c) $I_{dc} = 14,9$ mA, $\mu_0 H_y = -0,68$ mT, pas de 2 MHz. (d) $I_{dc} = 15,1$ mA, $\mu_0 H_y = 68 \mu T$, pas de 1 MHz. Il y a un verrouillage et de la modulation de part et d'autre de la plage de verrouillage lorsque f_{ext} vaut certaines fréquences naturelles f_k du vortex; lorsqu'il y a verrouillage pour $f_{ext} = f_k$, le verrouillage et la modulation apparaissent sur les autres harmoniques du signal.

ports différents. On peut alors écrire que la $k^{\text{ème}}$ fréquence naturelle du vortex vaut :

$$f_k = k f_{cr} \quad (4.12)$$

avec k entier. Ainsi, dans le cas représenté sur la figure 4.10(a), on a $f_1 = f_{cr}$, $f_2 = 2f_{cr}$ [Fig. 4.10(a1)], $f_3 = f_{gir} - f_{cr}$, $f_4 = 4f_{cr} = f_{gir}$ [Fig. 4.10(a2)], $f_5 = f_{gir} + f_{cr}$, etc. On peut alors simplement dire que le signal externe peut a priori verrouiller toutes les fréquences naturelles f_k .

Néanmoins, la fréquence externe f_{ext} peut croiser certaines fréquences naturelles f_k sans qu'il y ait de verrouillage de phase [Fig. 4.10(a1)]. Nous n'avons pas encore compris pourquoi certaines fréquences semblent se verrouiller plus facilement que d'autres ; cependant, il semble qu'il soit plus facile de verrouiller f_{cr} , f_{gir} et ses harmoniques que les autres f_k (c'est-à-dire des combinaisons linéaires de f_{cr} et f_{gir} plus complexes). On voit aussi qu'il est plus simple de verrouiller les fréquences impaires : sur la figure 4.10(a), on observe un verrouillage à f_{cr} , $3f_{cr}$, $5f_{cr}$ mais pas à $2f_{cr}$ [Fig. 4.10(a1)]. Cela peut s'expliquer par le fait que le renversement de cœur puisse être approximé par un signal carré, que l'on peut écrire à l'aide d'une série de Fourier :

$$x_{carré}(t) = \frac{4}{\pi} \left(\sin(2\pi f t) + \frac{1}{3} \sin(2\pi 3 f t) + \frac{1}{5} \sin(2\pi 5 f t) + \dots \right) \quad (4.13)$$

Au chapitre suivant, on discute plus en détails la représentation d'un signal carré et de son spectre de fréquences impaires [Fig. 5.19].

On peut observer que les autres fréquences f_k sont influencées lorsque f_{gir} [Figs. 4.10(a3), 4.10(c1)] ou $f_{gir} + f_{cr}$ [Fig. 4.10(b1)] sont verrouillées. On peut alors les utiliser pour mesurer f et Δf à l'aide d'un ajustement lorentzien comme sur les figures 4.9(b,d). En effet, f_{ext} et donc f_{gir} verrouillée est trop intense pour effectuer correctement un ajustement lorentzien, et la plage de verrouillage est la même sur toutes les harmoniques. Ainsi, lorsque $f_{ext} = f_{gir}$, on mesure sur $f_{gir} + 2f_{cr}$ sur les figures 4.9(b) et 4.9(d) une largeur de verrouillage de 2 MHz, indiquant alors que $\Delta f_{verr} / f_{gir} = 0,5\%$, ce qui est bien plus faible que pour le régime de pure giration.

Sur la figure 4.10(d), un cas un peu différent se présente. Le verrouillage ne semble apparaître que pour $f_{ext} = f_{gir}$ [Fig. 4.10(d1)] ou $f_{ext} = f_{cr}$; pour ces fréquences, on observe une influence sur les autres f_k [Fig. 4.10(d3)]. Cependant, contrairement aux autres cartes de DSP en régime commensurable, on observe sur la figure 4.10(d) deux fréquences ascendantes au lieu d'une autour de $f = f_{ext} + f_{gir}$ [Fig. 4.10(d2)], et de même autour de $f = f_{ext} - f_{gir}$, bien que de manière plus discrète. L'origine de ce double décalage est pour l'instant inconnue. En effet, le rapport f_{gir} / f_{cr} vaut $2,00 \pm 0,01$, et donc l'écart de 10 MHz entre ces deux fréquences ascendantes ne peut être expliqué

par un écart entre $f_{\text{ext}} + f_{\text{gir}}$ et $f_{\text{ext}} + 2f_{\text{cr}}$ par exemple. A priori, il n'y a pas d'autre fréquence caractéristique du système magnétique aussi petite (de l'ordre de 10 MHz) permettant d'expliquer le doublement des fréquences ascendantes. On peut aussi observer sur la figure 4.10(d2) que l'une des fréquences ascendantes verrouille la fréquence du vortex alors que l'autre non.

La simplification en f_k du signal pour expliquer le verrouillage permet aussi de comprendre le phénomène de modulation. Cela nous permet de décrire plus simplement le système, et d'adapter le modèle décrit pour le régime de pure giration au régime commensurable. Pour chaque fréquence f_k , on peut associer une variation ΔR_k de la résistance de l'échantillon. On a alors la résistance et le courant qui valent :

$$\begin{aligned} r(t) &= R_0 + \sum_k \Delta R_k \cos(\omega_k t) \\ i(t) &= I_{\text{dc}} + i_{\text{ac}} \cos(\omega_{\text{ext}} t) \end{aligned} \quad (4.14)$$

où R_0 et ω_{ext} sont définies comme précédemment. ω_k sont les pulsations naturelles du vortex telles que $\omega_k = 2\pi f_k$. Pour un rapport de 4 tel que dans la figure 4.10(a), on a $\omega_1 = 2\pi f_{\text{cr}}$, $\omega_2 = 2\pi 2f_{\text{cr}}$, $\omega_3 = 2\pi 3f_{\text{cr}}$, $\omega_4 = \omega_{\text{gir}} = 2\pi f_{\text{gir}}$ etc. La puissance mesurée vaut donc :

$$\begin{aligned} P(t) &= p_0 + p_1 \cos(\omega_{\text{ext}} t) + p_2 \cos(2\omega_{\text{ext}} t) + \sum_k p_{3,k} \cos(\omega_k t) \\ &+ \sum_k p_{4,k} \cos[(\omega_k + \omega_{\text{ext}}) t] + \sum_k p_{4,k} \cos[(\omega_k - \omega_{\text{ext}}) t] \\ &+ \sum_k p_{5,k} \cos[(\omega_k + 2\omega_{\text{ext}}) t] + \sum_k p_{5,k} \cos[(\omega_k - 2\omega_{\text{ext}}) t] \end{aligned} \quad (4.15)$$

où $p_0 = R_0(I_{\text{dc}}^2 + i_{\text{ac}}^2/2)$, $p_1 = 2R_0 I_{\text{dc}} i_{\text{ac}}$, $p_2 = R_0 i_{\text{ac}}^2/2$, $p_{3,k} = \Delta R_k(I_{\text{dc}}^2 + i_{\text{ac}}^2/2)$, $p_{4,k} = \Delta R_k I_{\text{dc}} i_{\text{ac}}$, et $p_{5,k} = \Delta R_k i_{\text{ac}}^2/4$. On peut alors comparer ce modèle simple aux fréquences présentes dans la figure 4.10(a). Les branches ascendantes correspondent aux fréquences $f = f_k + f_{\text{ext}}$, les branches descendantes correspondent aux fréquences $f = f_k - f_{\text{ext}}$. Seules les fréquences correspondant aux bandes latérales du premier ordre de la modulation sont visibles, de telle manière qu'aucune bande du type $f = f_k \pm n f_{\text{ext}}$ avec n plus grand ou égal à 2 est visible. En effet, on ne voit pas dans les mesures présentées de signal parallèle aux harmoniques de la fréquence externe.

Ce verrouillage de fractions de f_{gir} correspond à de la synchronisation fractionnaire, comme observé dans diverses études [UTTS10, DKG⁺11, QSF⁺11, LJD⁺15, GSCL19]. En effet, il est fait état de synchronisation fractionnaire dans des oscillateurs à nanopilier, ce qu'Urazhdin et Slavin [UTTS10] attribuent à une brisure de symétrie de l'oscillation par le signal externe. Un phénomène similaire se produit dans les oscillateurs à nanocontact étudiés dans cette thèse, où la symétrie de l'oscillation est naturellement brisée par la présence de l'antivortex. Néanmoins cela est plus flagrant en régime

commensurable. La synchronisation fractionnaire peut aussi apparaître dans un oscillateur placé dans une boucle de rétroaction, comme l'ont noté Singh et al. [SKB⁺17a, SKB⁺17b]. Le verrouillage à des multiples de f_{gir} correspond comme au chapitre précédent à du verrouillage harmonique. Lebrun et al. [LJD⁺15] ont montré comme dans cette section le verrouillage harmonique et fractionnaire pour un même oscillateur.

4.4.3 Verrouillage en régime incommensurable

Sur les figure 4.11(a), 4.11(b), 4.11(c) et 4.11(d) sont respectivement représentées des mesures pour lesquelles le courant continu I_{dc} vaut 16 mA pour les trois premières et -15,1 pour la dernière, sous un champ de respectivement $-4,66$ mT, -45 μ T, $-0,16$ mT et $-1,13$ mT. On a encore une fois appliqué un courant alternatif i_{ac} de 0,3 mA, dont la fréquence f_{ext} varie de 150 à 800 MHz. On observe qu'il y a une fréquence [Figs. 4.11(a,e)] ou deux [Figs. 4.11(b-d)] émises par le vortex.

Il y a un régime incommensurable standard, tel que décrit précédemment en partie 4.3, et dont la dynamique est chaotique [DRPW⁺19]. Les figures 4.11(b-d) correspondent à ce régime. Le rapport entre les fréquences présentées sur ces figures vaut respectivement 2,07, 1,49 et 1,44. Ces rapports, bien que proches parfois des rapports entiers, ont un comportement très différent du régime commensurable. On peut alors observer qu'il n'y a pas de verrouillage de phase ni de modulation entre le signal externe et les fréquences du vortex. Lorsque le rapport $f_{\text{gir}}/f_{\text{cr}}$ est proche d'un rapport entier, c'est cet argument-là qui permet de distinguer un régime commensurable d'un régime chaotique.

A contrario, sur la figure 4.11(a), on peut observer un régime pour lequel une seule fréquence est visible. Cependant, il apparaît que ce signal est plus large qu'un signal en régime de pure giration comme sur les figures 4.11(b-d). En effet, en ajustant avec une lorentzienne la ou les fréquences émises par le vortex lorsque f_{ext} est éloignée de f_{gir} , c'est-à-dire pour $f_{\text{ext}} > 2f_{\text{gir}}$, on trouve les largeurs de raie Δf suivantes : $18,8 \pm 0,4$ MHz pour la figure 4.11(a), 11 ± 1 MHz et $9,6 \pm 0,4$ MHz pour les signaux dont la fréquence centrale f est de 341 et 504 MHz respectivement pour la figure 4.11(b), 9 ± 1 MHz et $13,4 \pm 0,8$ MHz pour f de 325 et 484 MHz respectivement pour la figure 4.11(c) et $30,0 \pm 0,6$ MHz et $7,6 \pm 0,2$ MHz pour f de 308 et 441 MHz respectivement pour la figure 4.11(d). Les largeurs de raie en régime de pure giration étant plutôt de l'ordre de 0,1 à 3 MHz, les largeurs de raie en régime chaotique sont plus élevées : la figure 4.11(a) est compatible avec un régime chaotique.

On peut néanmoins imaginer qu'une autre fréquence, correspondant au renversement de cœur, puisse exister en dehors de la plage d'observation de l'analyseur de spectre, en particulier en dessous de 100 MHz. Ce signal pourrait aussi être de très faible intensité. Quoi qu'il en soit, il n'y a pas de modulation entre cette hypothétique

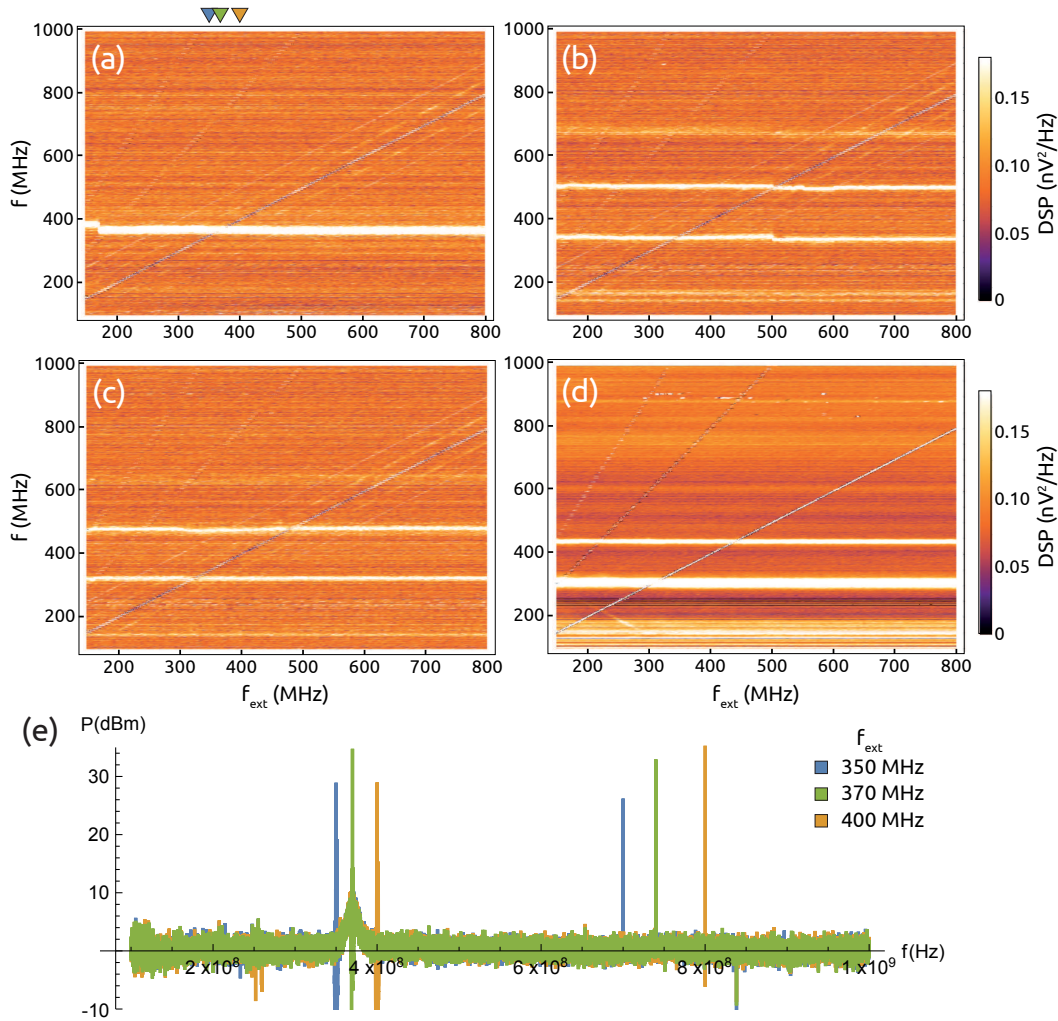


FIGURE 4.11 – Cartes de DSP du verrouillage avec balayage en fréquence. (a) $I_{\text{dc}} = 16 \text{ mA}$, $\mu_0 H_y = -4,66 \text{ mT}$, pas de 5 MHz. (b) $I_{\text{dc}} = 16 \text{ mA}$, $\mu_0 H_y = -0,63 \text{ mT}$, pas de 5 MHz. (c) $I_{\text{dc}} = 16 \text{ mA}$, $\mu_0 H_y = -0,16 \text{ mT}$, pas de 5 MHz. (d) $I_{\text{dc}} = 16 \text{ mA}$, $\mu_0 H_y = 1,13 \text{ mT}$, pas de 5 MHz. (e) Spectres pour $f_{\text{ext}} = 350 \text{ MHz}$ (bleu), 370 MHz (vert) et 400 MHz (jaune) correspondant à la carte de DSP (a). Il n'y a pas de verrouillage lorsque f_{ext} vaut une des fréquences naturelles du vortex.

fréquence et celle de giration, et le comportement décrit en figure 4.11(a) est similaire aux autres figures correspondant au régime incommensurable, dans le sens qu'il n'y a pas de verrouillage de phase entre f_{gir} et f_{ext} . On peut par ailleurs observer que l'une des largeurs de raie de la figure 4.11(d) est comme le signal de la figure 4.11(a), significativement plus large que les signaux en régime commensurable ou de pure giration, ce qui est cohérent avec la figure 4.5(c). Ainsi, on peut alors dire que le régime chaotique empêche le verrouillage de phase ou la modulation de tels oscillateurs, et peut par ailleurs entraîner un élargissement des signaux émis, et il semble d'autant plus que le rapport $f_{\text{gir}}/f_{\text{cr}}$ s'éloigne d'un rapport entier.

De plus, un oscillateur chaotique émet sur une plus large bande, et donc on ne peut facilement verrouiller ces fréquences. En effet, dans le régime incommensurable, le phénomène de renversement de cœur est aperiodique [YRL⁺20], ce qui entraîne le caractère chaotique pour le vortex [DRPW⁺19]. On ne peut alors verrouiller les fréquences du vortex à l'aide d'un signal externe.

Ce genre de comportement est prévu par la théorie de Kolmogorov-Arnold-Moser (KAM) [Kol54, Arn63, Mos62] : un régime chaotique est plus robuste qu'un régime non-chaotique aux petites perturbations. Ce résultat a été montré dans divers systèmes physiques, tels que l'astronomie [CP07, Féj16] ou la dynamique des populations [GMUW11]. La théorie de KAM a dans un premier temps été développée pour résoudre le problème à N corps en mécanique analytique, et prouver la stabilité du système solaire. En effet, un système à N corps est chaotique, et les méthodes classiques de perturbation ne permettent pas de montrer la stabilité du système solaire. Cependant, la théorie de KAM permet de classer une dynamique comme périodique ou chaotique, et de montrer la stabilité d'un système à condition que la perturbation soit extrêmement petite, de l'ordre de 10^{-43} par rapport au signal [MH99, CP07]. Pour le système Soleil-Jupiter, il est établi que la trajectoire d'un corps tournant autour du Soleil reste stable malgré l'influence gravitationnelle de Jupiter, bien que le rapport des masses de Jupiter et du Soleil soit de 10^{-3} , et donc bien supérieur aux 10^{-43} nécessaire pour la théorie de KAM [MH99]). Ainsi, le théorème bien que prouvant mathématiquement la stabilité d'un système à trois corps, n'était que peu applicable à des systèmes physiques. Cependant, des développements théoriques plus récents [MH99] et l'utilisation de l'informatique ont permis d'utiliser ce théorème pour des systèmes physiques et de montrer leur stabilité.

Un autre résultat de la théorie de KAM réside dans la commensurabilité de certains paramètres⁹. Pour un système à deux degrés de liberté, le rapport de ces paramètres

9. Ces paramètres ω_i et ω_j sont définis comme la dérivée de l'hamiltonien H du système selon les degrés de liberté i et j . On a $\omega_i = \partial H / \partial i$. Pour un système à deux degrés de liberté, on a alors un régime résonnant si ω_i / ω_j est rationnel, et un régime adiabatique si ω_i / ω_j est irrationnel. Les transferts d'énergie sont très efficaces entre ces degrés de liberté en régime résonnant. Pour plus de détail, on peut lire [LL82, Rax13, Rax20].

peut être soit rationnel soit irrationnel. Lorsque ce rapport est rationnel, le système est très sensible aux perturbations, alors que si ce rapport est irrationnel, le système est robuste aux perturbations.

Cette sensibilité aux perturbations s'observe en astronomie dans les anneaux de Saturne ou dans la ceinture d'astéroïdes : certaines zones sont exemptes de tout corps célestes (les lacunes dans les anneaux telles que la division de Cassini [CP07] ou les lacunes de Kirkwood pour la ceinture d'astéroïdes). Ces zones correspondent à des rapports commensurables entre différents paramètres. Par exemple dans la ceinture d'astéroïdes, les lacunes correspondent à des régions pour laquelle la période de révolution des astéroïdes est commensurable avec la période orbitale de Jupiter. Les perturbations sont alors très efficaces sur ces astéroïdes : l'influence gravitationnelle de Jupiter modifie fortement leur orbite et les éjecte de ces positions. A contrario, ceux pour qui le rapport des périodes est irrationnel, sont peu perturbés par Jupiter.

Par analogie, on peut utiliser ces résultats de la mécanique analytique à la dynamique de dispositifs spintroniques. On peut voir le vortex comme un satellite autour d'une planète qui serait le nanocontact. Le signal externe serait alors l'influence gravitationnelle d'un autre corps céleste (le Soleil, Jupiter, un autre satellite). L'amplitude de ce signal externe dépend de la masse de cet autre corps céleste, et il a une fréquence f_{ext} différente de la fréquence de révolution f_{gir} du satellite-vortex autour de la planète-nanocontact. Pour les mesures présentées dans cette section, on voit alors que lorsque le régime de l'oscillateur est commensurable, il est sensible aux perturbations : l'effet du signal externe est alors visible à travers les phénomènes de verrouillage ou de modulation. Lorsque le régime est chaotique, alors l'oscillateur ne peut être verrouillé par de faibles perturbations. On observe alors une adéquation entre les résultats théoriques de la mécanique analytique et nos résultats expérimentaux.

Cependant, augmenter la force du couplage entre l'oscillateur chaotique et le signal externe pourrait permettre le verrouillage de phase et la modulation du système, comme on le verra sur les simulations présentées en partie 5.5. Les résultats du théorème de KAM ne sont en effet plus valables pour de fortes perturbations. Le système en régime chaotique est alors verrouillable comme en régime de pure giration on en régime commensurable.

4.5 Absence de décalage de régime avec un signal externe

On a vu jusqu'à présent dans ce chapitre des cartes de DSP avec une variation de la fréquence externe à un certain courant fixé, et donc pour certaines fréquences naturelles de vortex. Cependant, rien n'empêche de varier plutôt les fréquences naturelles du vortex en balayant I_{dc} et de garder la fréquence externe fixe. Cela a l'avantage de permettre d'étudier différents courants injectés I_{dc} , et donc différents régimes pour

f_k	f (MHz)	Δf (MHz)
f_{gir}	311	5
$f_{\text{gir}} + f_{\text{cr}}$	466	18
$2f_{\text{gir}}$	622	8
$2f_{\text{gir}} + f_{\text{cr}}$	776	19
$3f_{\text{gir}}$	935	9

TABLE 4.2 – Fréquence centrale f et largeur de raie Δf correspondante des différentes fréquences de l'oscillateur de la figure 4.12(a) à 14,8 mA, hors f_{ext} et ses harmoniques.

une même configuration de vortex, et si on conserve le même vortex entre deux mesures, on peut observer l'effet d'une variation de la fréquence externe par exemple, sur l'ensemble de la plage de courant balayé, et pas seulement au voisinage de $f_{\text{ext}} = f_{\text{gir}}$. Ainsi, on peut observer dans un premier temps sur la figure 4.12 différentes mesures de verrouillage pour différents évènements de nucléation. On constate alors une variété de comportements. Sur la figure 4.12(a), on ne voit pas de verrouillage lorsque $f_{\text{ext}} = f_{\text{gir}}$. Des transitions abruptes apparaissent entre 13,7 et 14,1 mA, qui sont probablement dues à des états métastables de l'antivortex, dont les fluctuations de la position entraînent des fluctuations sur le signal du vortex. Sur la figure 4.12(b) cependant, on identifie un verrouillage sur une plage de 0,3 mA environ, avec même l'apparition d'un signal à $f_{\text{gir}}/2$: il s'agit du renversement de cœur qui n'émet qu'un signal diffus hors de la plage de verrouillage, et qui se met à émettre un signal plus intense et étroit lors du verrouillage, comme on peut le voir sur la figure 4.12(e) où sont représentés des spectres à 15 et 14,8 mA.

On peut comparer les largeurs de raie Δf_1 et Δf_2 de la figure 4.12(b), correspondant à une région non verrouillée et une région verrouillée. Cependant, le verrouillage ayant lieu à $f_{\text{ext}} = f_{\text{gir}}$, nous devons mesurer Δf_2 à $f_{\text{gir}} + f_{\text{cr}}$, et pour Δf_1 , $f_{\text{gir}} + f_{\text{cr}}$ n'est pas visible car pas assez intense, seul f_{gir} permet l'ajustement lorentzien pour quantifier la largeur de raie. On note $\Delta f_{n,0}$ la largeur de raie de la fréquence nf_{gir} , et $\Delta f_{n,m}$ la largeur de raie de $nf_{\text{gir}} + mf_{\text{cr}}$. Selon Quinsat et al. [QTG⁺12], la largeur de raie $\Delta f_{n,0}$ de la $n^{\text{ème}}$ harmonique dépend de la largeur de raie $\Delta f_{0,0}$ de la fréquence fondamentale telle que $\Delta f_{n,0} = n^2 \Delta f_{0,0}$ pour un auto-oscillateur et une certaine non-linéarité. Cependant, lorsque l'on observe l'évolution de $\Delta f_{n,0}$ dans le tableau 4.2, correspondant à un courant de 14,8 mA sur la figure 4.12(a), les largeurs de raie hors verrouillage ne suivent pas cette loi, et on s'en éloigne encore plus pour les largeurs de raie $\Delta f_{n,m}$.

Ainsi, on manque d'un paramètre permettant de comparer correctement $\Delta f_{n,0}$ et $\Delta f_{n,m}$, bien que l'on puisse remarquer sur le tableau 4.2 que $\Delta f_{n,0} < \Delta f_{n,m}$. Hors verrouillage à 15,8 mA, on mesure la largeur de raie Δf_1 de f_{gir} qui vaut 10 MHz, et en régime verrouillé à 14,8 mA, on mesure la largeur de raie Δf_2 de $f_{\text{gir}} + f_{\text{cr}}$, qui vaut 0,5

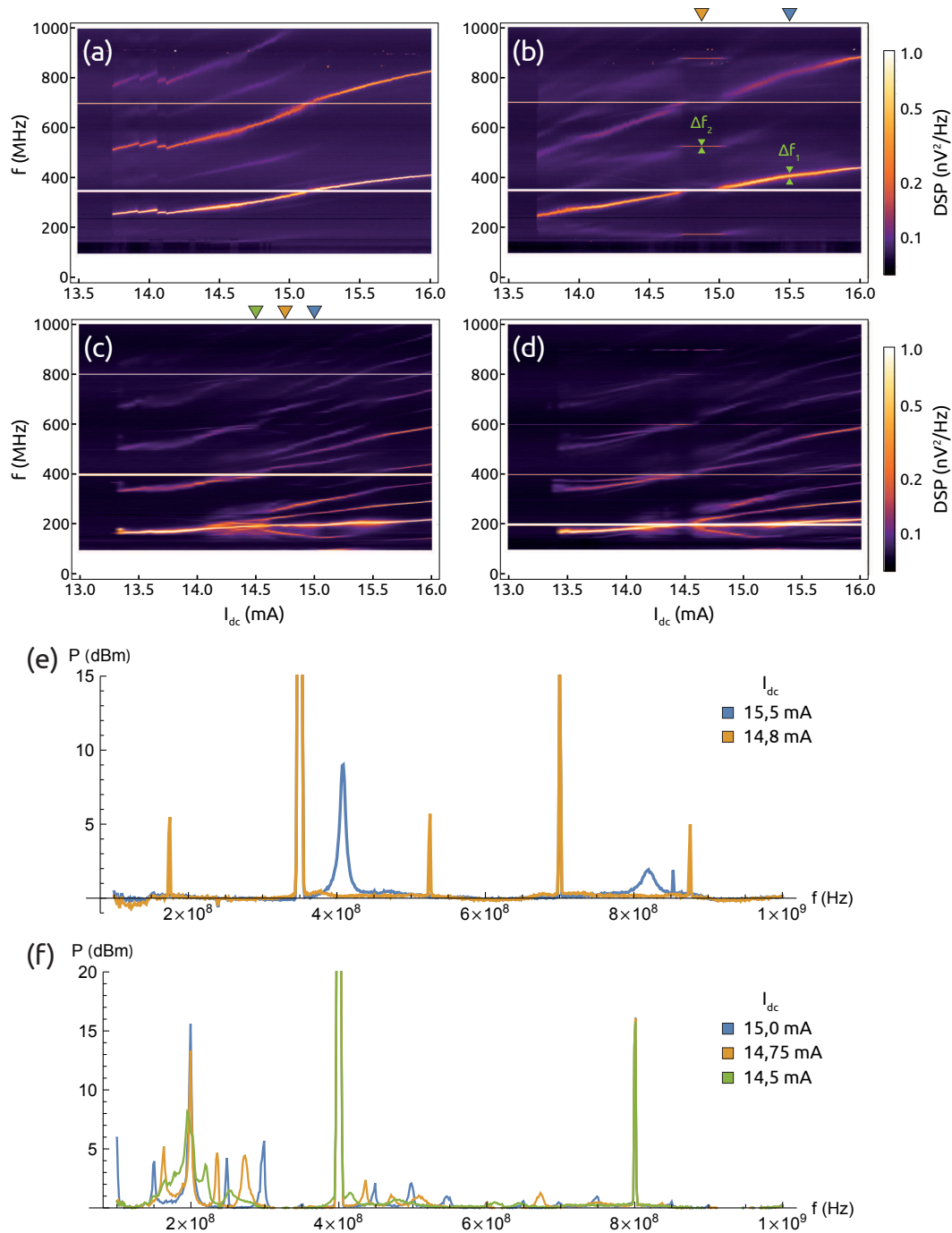


FIGURE 4.12 – Cartes de DSP du verrouillage avec balayage en courant. (a) $f_{ext} = 350$ MHz, $\mu_0 H_y = -1,36$ mT, pas de 0,01 mA. (b) $f_{ext} = 350$ MHz, $\mu_0 H_y = -1,20$ mT, pas de 0,01 mA. (c) $f_{ext} = 400$ MHz, $\mu_0 H_y = +0,32$ mT, pas de 0,05 mA. (d) $f_{ext} = 200$ MHz, $\mu_0 H_y = +0,32$ mT, pas de 0,05 mA. (e) Spectres à $I_{dc} = 15,5$ mA (bleu) ou 14,8 mA (orange) correspondant à la carte de DSP (b). (f) Spectres à $I_{dc} = 15,0$ mA (bleu), 14,75 mA (orange) ou 14,5 mA (vert) correspondant à la carte de DSP (c).

MHz. La valeur de Δf_2 est imprécise, car l'ajustement lorentzien ne se fait correctement si $\Delta f < \text{RBW}$. Néanmoins, contrairement au cas hors verrouillage du tableau 4.2 où $\Delta f_{n,0} < \Delta f_{n,m}$, on a $\Delta f_2 < \Delta f_1$. Cela indique un fort rétrécissement de la largeur de raie lorsque l'oscillateur est verrouillé par un signal externe.

Les figures 4.12(c) et 4.12(d) comparent $f_{\text{ext}} = 2f_{\text{gir}}$ et $f_{\text{ext}} = f_{\text{gir}}$ pour le même vortex, sans renucléation¹⁰. Les spectres ne semblent pas exhiber de zone de verrouillage très large. Cependant, des motifs similaires à ce que l'on observe sur la figure 4.10(a) apparaissent : des signaux croissants et décroissants autour de f_{gir} lorsque $2f_{\text{gir}}$ est verrouillé. Cela semble clairement indiquer un effet de modulation. En effet, observons sur la figure 4.12(f) les spectres à 15, 14,75 et 14,5 mA de la carte de DSP de la figure 4.12(c). Ces spectres nous montrent f_{gir} comme étant le signal le plus intense entouré par d'autres fréquences $f_{\text{gir}} + nf_{\text{cr}}$ et $f_{\text{gir}} - nf_{\text{cr}}$ avec $n = 1$ ou 2 , correspondant à un état de modulation entre f_{gir} et f_{cr} . À 15 et 14,75 mA, les raies correspondant à chaque fréquence sont étroites et distinctes indiquant un régime commensurable [en bleu et orange sur Fig. 4.12(f)]. À 14,5 mA [en vert sur Fig. 4.12(f)], l'intensité de f_{gir} diminue, et les autres fréquences s'élargissent, alors que l'on a $f_{\text{ext}} = 2f_{\text{gir}}$. Dans de telles conditions, on a vu en partie 4.4 au contraire que la raie centrale aurait dû s'affiner. On peut comprendre cela en faisant l'hypothèse que le signal externe est assez fort pour entraîner des effets de modulation mais pas assez fort pour verrouiller les fréquences du vortex, ce qui entraîne l'apparition de nouvelles fréquences donnant l'impression d'un élargissement des raies.

Cependant, ces mesures ne montrent pas de transition entre régimes, par exemple une transition du régime commensurable vers le régime chaotique, et donc ne permettent pas d'observer directement l'effet de la modulation sur ces transitions, en particulier si le seuil en courant pour une transition est affecté par la présence de la modulation, ce que nous étudierons ultérieurement dans cette partie. Le vortex est re-nucléé entre deux cartes de DSP de la figure 4.12. Pour les figures 4.13 et 4.14, le vortex est conservé entre deux cartes de DSP.

Afin d'étudier les effets d'hystérésis, nous avons fait varier le courant continu entre 14 et 17 mA tout en gardant la fréquence externe f_{ext} constante. Les mesures alternent entre un balayage croissant ou décroissant en courant. Le courant était maintenu supérieur à 14 mA pour éviter de perdre le vortex¹¹. On ne peut d'ailleurs aller à des courants plus hauts que 17 mA sans risquer d'endommager l'échantillon. Cela limite en conséquence la plage de balayage, et donc le nombre de transitions visibles. On a

10. Il faut néanmoins noter que sur 4.12(c) on émet $f_{\text{ext}} = 2f_{\text{gir}}$ et sur 4.12(d) on émet $f_{\text{ext}} = f_{\text{gir}}$ et son harmonique $2f_{\text{ext}} = 2f_{\text{gir}}$. Il y a dans les deux cas un signal à $2f_{\text{gir}}$ émis par le synthétiseur, auquel on ajoute f_{gir} sur la figure 4.12(d).

11. Cependant, des variations entre plusieurs états métastables de l'antivortex peuvent avoir lieu, entraînant des sauts dans le signal du vortex tels que celui visible dans la figure 4.10(c), et empêchant de comparer deux mesures successives.

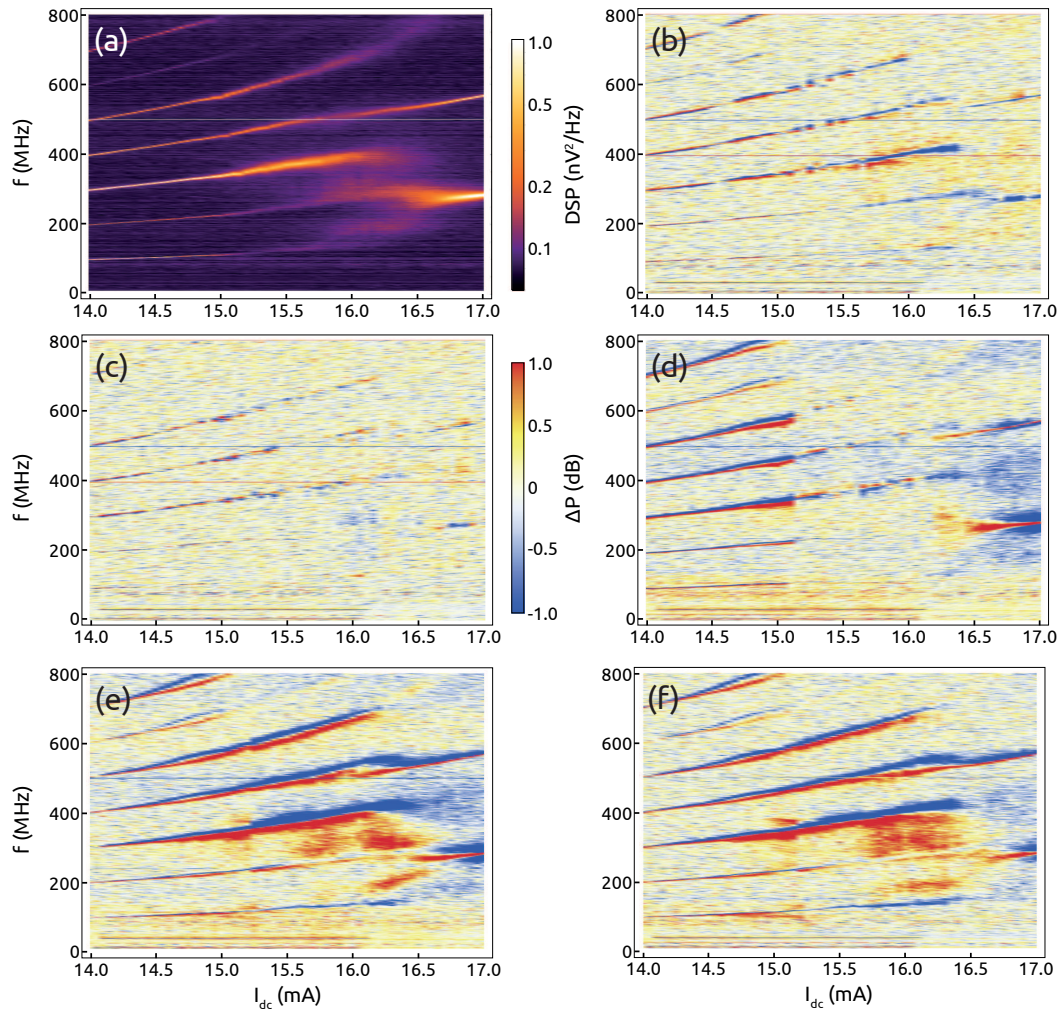


FIGURE 4.13 – Comparaison des cartes de DSP dans des conditions différentes avec (a) Référence, I_{dc} croissant, $A = -18$ dB, $f_{ext} = 500$ MHz. (b) I_{dc} décroissant, $A = -10$ dB, $f_{ext} = 400$ MHz. (c) I_{dc} décroissant, $A = -18$ dB, $f_{ext} = 400$ MHz. (d) I_{dc} décroissant, $A = -10$ dB, $f_{ext} = 1200$ MHz. (e) I_{dc} croissant, $A = -18$ dB, $f_{ext} = 1200$ MHz. (f) I_{dc} décroissant, $A = -10$ dB, $f_{ext} = 500$ MHz. (a-f) $\mu_0 H_y = 0,81$ mT.

ainsi modifié la puissance et la fréquence du signal externe pour étudier leurs effets sur le vortex et les plages de chaque régime.

On peut observer sur les figures 4.13 et 4.14 une carte de la DSP à laquelle on a comparé d'autres balayages, dans des conditions différentes [Fig. 4.13] ou identiques [Fig. 4.14]. Ainsi, ces graphes donnent la différence en dB par rapport à la référence, et permettent de voir des différences en fréquence ou en intensité du forçage. Un signal plus élevé que la référence est indiqué en rouge, en bleu s'il est moins élevé. On peut alors observer des sous-figures pour lesquelles les cartes sont plutôt similaires [Figs. 4.13(b,c), 4.14(b,d)], avec quelques différences [Fig. 4.13(d)] ou complètement différentes [Figs. 4.13(e,f) et 4.14(c)].

La figure 4.13 montre les cas pour lesquelles les conditions de forçage sont différentes : la fréquence externe, la puissance du signal d'entrée¹² et le sens de balayage du courant. Le champ magnétique a été gardé constant durant toutes ces mesures.

Sur la figure 4.13, on voit qu'on peut, en changeant la fréquence, conserver [Fig. 4.13(c)] ou changer [Fig. 4.13(e)] le motif de la carte de DSP ; il en va de même lorsque l'on change la puissance injectée [Fig. 4.13(f)] ou lorsque l'on change les deux paramètres en même temps [Figs. 4.13(b,d)]. Il n'y a alors pas de corrélation claire entre le changement de fréquence ou de puissance du signal externe et la réponse en fréquence et en amplitude de l'oscillateur. Des effets stochastiques font varier le signal, et surpassent les éventuels effets dus à une variation du signal externe.

Sur la figure 4.14, pour laquelle les conditions de forçage sont identiques entre les différentes acquisitions, si ce n'est que le sens du balayage varie entre croissant et décroissant, on peut alors observer qu'il y a une variabilité naturelle du signal entre plusieurs mesures. Il ne semble pas y avoir non plus d'hystérésis entre les courants ascendant et descendant. Des expériences supplémentaires avec une meilleure statistique permettraient peut-être de trouver des corrélations entre variation du signal externe et variation des cartes de DSP. Cependant, le synthétiseur ne permet pas de varier grandement la puissance, étant donné qu'il change de calibre tous les 10 dB environ : cela influence nécessairement la dynamique du vortex. Le niveau de bruit du synthétiseur augmente à chaque changement de calibre vers une puissance supérieure, et noie le faible signal de l'oscillateur. On ne peut alors observer l'effet d'un grand changement de la puissance injectée, étant donnée cette limite. De plus, la variabilité naturelle du signal telle que montrée sur la figure 4.14 empêche de conclure avec assurance à un quelconque résultat.

12. On a utilisé une atténuation A pour modifier cette puissance, ce qui revient à changer i_{ac} .

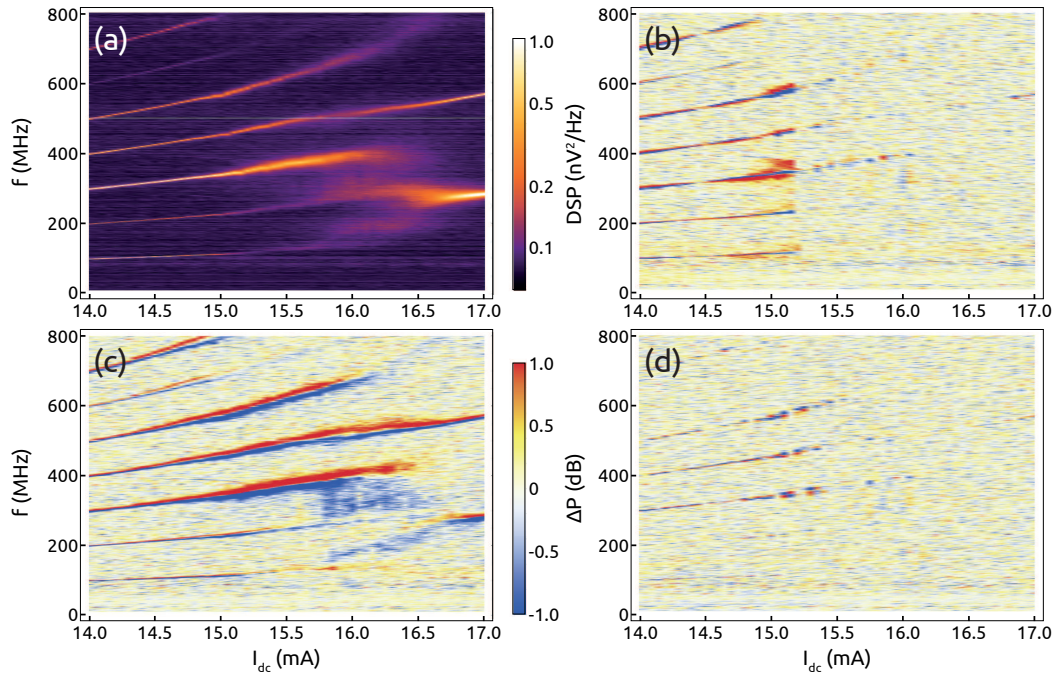


FIGURE 4.14 – Comparaison des cartes de DSP dans des conditions identiques avec (a) comme référence. $A = -10$ dB, $f_{\text{ext}} = 500$ MHz, $\mu_0 H_y = 0,81$ mT, I_{dc} croissant pour (a) et (b), décroissant pour (c) et (d). La variation du signal pour des conditions identiques est tout aussi importante à celle pour des conditions différentes [Fig. 4.13].

4.6 Boucle de rétroaction

Nous avons effectué des mesures avec une boucle de rétroaction chronologiquement en début de thèse. Ces mesures n'ont pas été concluantes, comme je vais le montrer dans cette section ; elles ont néanmoins permis de montrer les limites conceptuelles des pseudo-vannes de spin à base de permalloy et de leur conception électrique, et ont donc motivé la création d'une nouvelle conception électrique et de nouveaux échantillons. La motivation est d'étudier l'effet de la rétroaction sur le chaos, ce que l'on appelle contrôle du chaos, et qui correspond à créer ou empêcher la chaoticité du système selon les paramètres de la rétroaction [WDAR⁺19]. De manière générale, on peut utiliser les oscillateurs chaotiques dans une boucle de rétroaction pour de nombreuses applications, telles que la génération de nombres aléatoires [UAI⁺08, LRA⁺13, NKA⁺14, VMT⁺14, PLY⁺15], le chiffrement de données [PC90, ASL⁺05], la communication avec une dynamique symbolique [HGOM94, BD97, SS01b, SS01a, YRL⁺20] ou encore le calcul neuromorphique pour les états proches du chaos [ASS⁺11, LSB⁺12].

On donne sur la figure 4.15 le circuit utilisé pour la rétroaction, composé d'une partie relativement similaire aux mesures précédentes, avec un générateur de courant continu, un amplificateur à détection synchrone, un té de polarisation et un analyseur de spectre. On y ajoute ensuite un diviseur de puissance à 10 % qui permet d'en-

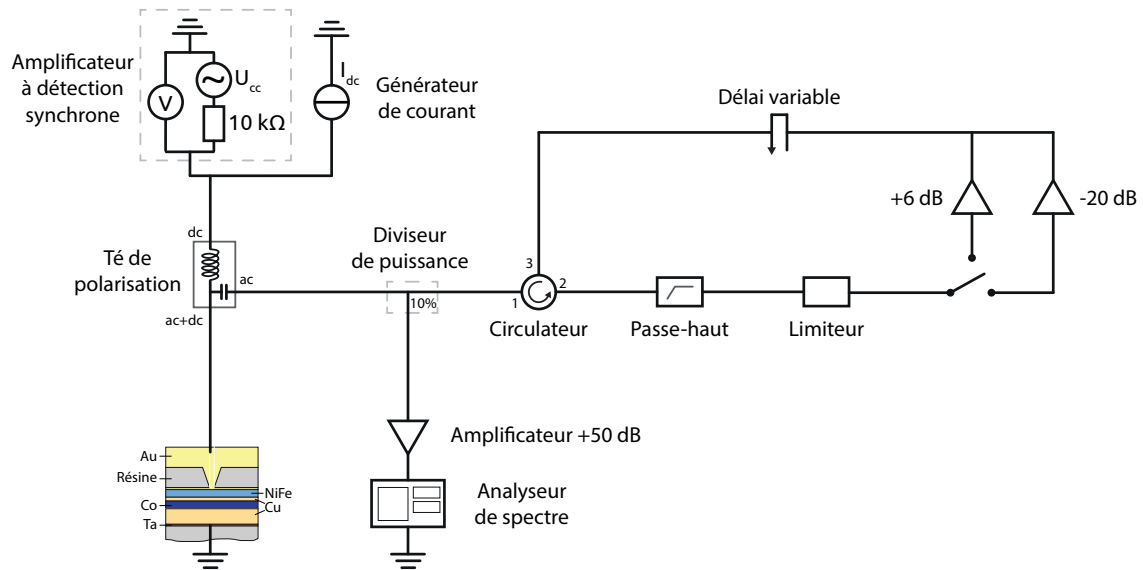


FIGURE 4.15 – Montage électrique utilisé pour les mesures en boucle de rétroaction.

voyer une partie du signal dans un circulateur. Un circulateur est un composant à trois bornes pour lequel chaque entrée envoie le signal sur une sortie différente : un signal entrant en 1 sort en 2, un signal entrant en 2 sort en 3 et entrant en 3 sort en 1. Ainsi, on peut amplifier le signal venant du reste du circuit et le réinjecter dans ce dernier, en mettant un amplificateur dans la boucle ainsi créée. Cette boucle contient un filtre passe-haut à 100 MHz, un limiteur, un délai variable et un interrupteur permettant de choisir entre une branche d'amplification à 6 dB et une branche d'atténuation à -20 dB. La valeur de 6 dB a été choisie pour l'amplification car elle est juste inférieure à l'atténuation de la boucle. À partir de 7 dB, du bruit s'auto-amplifie et risque d'endommager les composants. On peut alors, à l'aide de cet interrupteur, choisir de renvoyer le signal dans l'échantillon ou non sans changer l'environnement électronique du circuit. En effet, on a dans un premier temps mis l'interrupteur avant le circulateur, permettant de choisir entre la boucle de rétroaction et une résistance de 50 Ω. Les effets d'un tel choix sont discutés ultérieurement dans cette partie, et expliquent pourquoi nous nous sommes finalement portés sur la solution à deux branches, l'une atténuant et l'autre amplifiant.

Le diviseur de puissance permet d'extraire environ 10 % du signal, de sorte à ce que la majorité du signal passe dans la boucle de rétroaction et une petite partie seulement va dans l'analyseur de spectre. Le filtre passe-haut permet de bloquer les basses fréquences qui sont transmises par le circulateur alors que ces dernières sont indésirables. Le limiteur limite la puissance le traversant. En effet, il y a toujours un risque avec une boucle d'amplification de perdre le contrôle de l'amplification ; c'est un phénomène similaire à l'effet Larsen en acoustique [Lar11] : un émetteur amplifié envoie son signal dans le récepteur de la chaîne d'amplification, amplifiant de manière répé-

tée le signal. Le limiteur permet d'interrompre un tel phénomène, et de protéger les éléments du montage d'un signal qui deviendrait trop puissant. Le délai variable permet de changer la phase du signal passant par la boucle : cela consiste à physiquement changer la distance parcourue par le signal.

On a alors effectué diverses acquisitions de spectre avec un balayage en courant, en comparant un cas amplifié et un cas non amplifié. On a commencé comme on peut le voir sur la figure 4.16, par comparer l'effet d'une boucle à +6 dB [Figs. 4.16(a,c)] et l'absence de boucle (soit une résistance de 50 Ω) [Figs. 4.16(b,d)]. Ces figures nous montrent des résultats différents : il y a comme des traits horizontaux lorsque la boucle est présente [Figs. 4.16(a,c)], qui sont absents lorsque l'on est branché sur la résistance 50 Ω [Figs. 4.16(b,d)]. Une telle différence pourrait être liée à un effet de la boucle de rétroaction sur le signal de l'oscillateur, mais il pourrait aussi s'agir d'une différence entre le circulateur et la résistance. Néanmoins, on peut observer que les motifs restent similaires en général, à la seule différence des lignes horizontales visibles avec la boucle.

Cependant, pour vérifier qu'il s'agisse bien d'un effet de la rétroaction du signal et non pas d'un effet du circuit, on peut avoir deux branches dans la boucle, comme décrit précédemment sur la figure 4.15. Ainsi, on atténue ou non le signal dans la boucle, et on garde le même environnement électrique entre les deux conditions expérimentales. Comme on peut le voir sur les figures 4.16(e,f) correspondant respectivement à la branche à +6 dB et celle à -20 dB, il y a le même phénomène de bandes horizontales, avec ou sans amplification. On peut alors dire que ces bandes horizontales ne sont pas liées à la rétroaction du signal, mais à un effet du circuit sur le signal. En particulier, le circulateur n'a pas la même impédance que la résistance de 50 Ω . Il y a alors une désadaptation d'impédance, que ce soit avec ou sans amplification dans la boucle. En raison de cette désadaptation, une cavité se forme entre le circulateur et la masse à laquelle est reliée l'échantillon. Des ondes stationnaires apparaissent alors dans la cavité, bloquant ainsi certaines fréquences. On peut tester cette hypothèse avec une borne ouverte (pas de résistance de 50 Ω ni de boucle), ou en rajoutant de la longueur de fil entre l'échantillon et la boucle. Sur la figure 4.16(g), en boucle ouverte, la désadaptation est maintenue, donc on observe toujours ces extinctions dues aux creux des ondes stationnaires alors qu'il n'y a plus de circulateur. On peut comme cela est fait en Fig. 4.16(h), changer la longueur de câble entre l'échantillon et le circulateur, ce qui entraîne un changement de la longueur d'onde des ondes stationnaires. Les extinctions se produisent en l'occurrence à des fréquences différentes. On peut même calculer les fréquences et les longueurs d'onde de ces ondes stationnaires : les extinctions tous les 32 MHz sur les figures 4.16(e,f,i) correspondent à une longueur de circuit de 6,2 m ¹³ ;

13. On a pris pour les conversions entre les longueurs d'onde, c'est-à-dire la longueur de la cavité, et les fréquences d'extinction une vitesse des signaux de 2.10^8 m/s, typique pour les câbles coaxiaux.

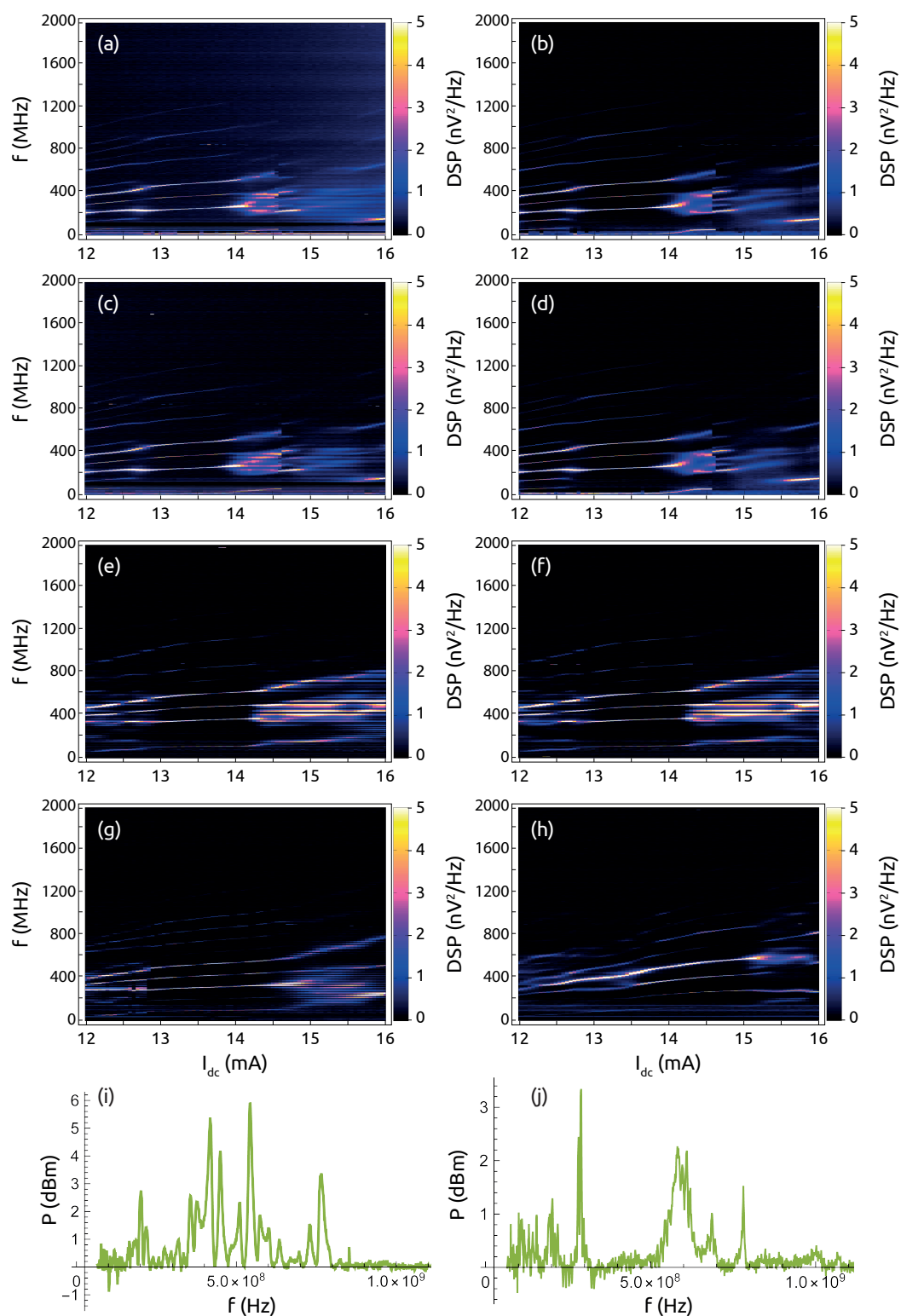


FIGURE 4.16 – Cartes de DSP en présence de boucle de rétroaction (a,b) ou non (c,d). Comparaison entre la branche +6 dB (e) et -20 dB (f) du circuit. (g) Circuit ouvert. (h) Élongation du câble pré-circulateur à 8,20 m. (i) Spectre à 15,5 mA de la carte de DSP (e). (j) Spectre à 15,5 mA de la carte de DSP (g). (a-j) $\mu_0 H_y = -2,26$ mT. Les effets présents sont indépendants de l'amplification de la boucle et proviennent du circulateur.

l'ajout de 8,2 m de fil porte cette longueur de circuit à 14,4 m, ce qui correspond bien aux extinctions tous les 14 MHz des figures 4.16(h,j). On se place à 15,5 mA, dans le régime chaotique, pour mieux voir les extinctions dans un signal large bande [Figs. 4.16(i,j)].

Ainsi, ces mesures montrent qu'il n'est pas possible d'effectuer des mesures de rétroaction avec de tels échantillons. En effet, l'aspect non coaxial des échantillons impose la présence de la masse à une borne de l'échantillon, ce qui oblige l'utilisation d'un circulateur sur lequel se trouve la boucle de rétroaction ce qui induit des extinctions dans le signal par effet de cavité. Cet effet nous a obligé à redessiner de nouveaux échantillons ayant une conception coaxiale, et dont les bornes peuvent être simultanément différentes de la masse.

4.7 Conclusion

Nous avons décrit les méthodes expérimentales utilisées, les mesures permettant d'obtenir la valeur de GMR des différents échantillons, diverses mesures mettant en exergue les signaux émis par les différents échantillons lorsqu'ils sont soumis à un courant continu, et qui permettent d'observer les différents régimes d'oscillations du vortex. On a par ailleurs étudié l'effet d'un signal externe alternatif sur ces différents régimes, avec la possibilité de verrouiller et donc de contrôler le signal du vortex lorsque ce dernier est en régime de pure giration ou commensurable, et l'impossibilité de le faire s'il est en régime incommensurable. On a montré la présence de verrouillage harmonique et de verrouillage fractionnaire dans nos échantillons. Ces deux points ont d'ailleurs fait l'objet d'une publication dans *Physical Review B* [LPWY⁺19]. On a finalement étudié les effets d'une boucle de rétroaction sur les pseudo-vannes de spin, et ainsi la nécessité de revoir la conception de nos échantillons, ce qui a déjà été explicité dans la partie fabrication du chapitre 2, et qui nous a donné des résultats présentés au chapitre 6.

5 | Simulations

Plan du chapitre :

5.1 Méthodes de simulation	110
5.1.1 Comsol	110
5.1.2 Mumax	112
5.2 Distributions en courant et en champ	116
5.3 Trajectoires des vortex	123
5.4 Influence de l'état initial	125
5.5 Simulations de verrouillage	127
5.6 Variation de la force de couplage	132
5.7 Langues d'Arnold	135
5.8 Le renversement de cœur	137
5.8.1 Fréquences de la polarité	137
5.8.2 Localisation du renversement de cœur	140
5.8.3 Temps de séjour	143
5.9 Conclusion	145

Seront présentées dans cette partie des simulations qui nous permettent d'accéder plus en profondeur à la dynamique des oscillateurs à vortex à nanocontact. On peut en effet accéder à la trajectoire du cœur de vortex, à sa polarité, aux énergies du système tout en changeant plus aisément les paramètres de contrôle de la dynamique du vortex. On peut alors confronter nos résultats expérimentaux avec ces simulations et étudier le comportement des oscillateurs dans des conditions plus difficiles à mettre en œuvre expérimentalement.

Nous allons dans un premier temps décrire et modéliser les distributions de courant et de champ magnétique parcourant les échantillons. En effet, ces derniers dépendent de nombreux paramètres, tels que les épaisseurs et les conductivités des couches traversées et ne pouvant être modélisées analytiquement et simplement [PWOM12a]. On étudiera en particulier quels paramètres ont une influence sur ces distributions. On étudiera ensuite la dynamique de l'aimantation de l'échantillon et comment cette dernière varie lorsque l'on change les conditions de simulation. On arrive ainsi à re-

produire les résultats expérimentaux obtenus au chapitre précédent, et à explorer davantage la dynamique des oscillateurs à vortex.

5.1 Méthodes de simulation

On souhaite modéliser les propriétés électriques et magnétiques des échantillons pour comprendre plus en détail les phénomènes observés. Le logiciel Comsol nous a permis de simuler les lignes de champ magnétique et de courant électrique au sein des différentes couches de l'échantillon. Le logiciel Mumax [VLD⁺14] nous a permis de simuler l'évolution de l'aimantation de la couche libre de l'échantillon. Les distributions de champ et de courant générées par Comsol 4.3 ont été utilisées dans Mumax 3.

5.1.1 Comsol

Comsol est un logiciel qui permet de calculer la distribution spatiale du courant électrique, et ainsi le champ ampérien associé à ce courant, qui circule dans un conducteur de géométrie arbitraire. Le logiciel est basé sur la méthode d'éléments finis pour résoudre les équations différentielles décrivant les propriétés électromagnétiques. On a dans ce cas modélisé un empilement dont les distributions s'approchent de celles des pseudo-vannes de spin. Par ailleurs, Comsol nous a permis d'identifier les paramètres des nanocontacts ayant la plus grande influence sur les lignes de courant, tel que cela sera décrit en partie 5.2.

Comsol permet de résoudre pour une géométrie donnée les équations de Maxwell, en particulier celles de conservation du courant électrique et le théorème d'Ampère. Pour la conservation du courant électrique, on utilise dans Comsol :

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = Q_j \quad (5.1)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} + \mathbf{J}_e \quad (5.2)$$

$$\mathbf{E} = -\nabla V \quad (5.3)$$

où \mathbf{J} est la densité de courant, \mathbf{E} le champ électrique, V le potentiel électrique, Q_j la charge en volume des porteurs de charge, σ la conductivité du matériau et \mathbf{J}_e la densité de charges libres.

Pour le théorème d'Ampère, on a :

$$\nabla \times (\mu_0^{-1} \mu_r^{-1} \mathbf{B}) - \sigma \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \mathbf{J}_e \quad (5.4)$$

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (5.5)$$

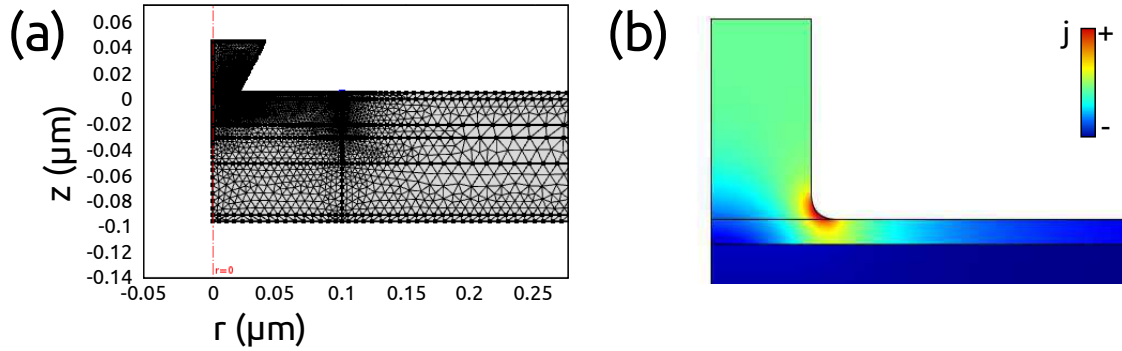


FIGURE 5.1 – (a) Maillage et régions utilisés pour la simulation COMSOL (b) Congé (ou arrondi) entre le nanocontact et la couche superficielle; la carte montre un fort courant près du congé, mais non divergent. (a,b) Les deux schémas ont un angle θ différent.

où \mathbf{B} est le champ magnétique, \mathbf{v} la vitesse du conducteur¹, \mathbf{J}_e la densité de charges libres, \mathbf{A} le potentiel vecteur, μ_0 le perméabilité du vide, μ_r la susceptibilité magnétique relative et σ la conductivité du matériau.

Pour définir la géométrie du système, on prend les paramètres usuels de r , h et θ tels que défini dans la section 5.2. On crée différentes régions avec ces paramètres, qui correspondent aux différentes couches de notre empilement et au nanocontact. Chaque couche est séparée horizontalement en deux régions : de 0 à 100 nm du centre du nanocontact, avec un maillage fin ; de 100 à 2000 nm, avec un maillage grossier, comme cela est visible sur la figure 5.1(a). Cela permet à la fois d’avoir une bonne précision en dessous du nanocontact, où la distribution de courant est plus complexe et pour laquelle un calcul plus finement résolu est nécessaire, et d’autre part de limiter le temps de calcul en n’alourdissant pas ce dernier, en grossissant le maillage loin du nanocontact, où le courant est quasiment purement planaire et radial. On voit sur la figure 5.1(a) ces différentes régions, ainsi que la densité du maillage pour ces dernières. Le maillage est aussi plus important lorsque les angles ou les bords des régions ne sont pas droits. C’est le cas à la jonction entre le nanocontact et la surface de l’échantillon. En effet, il est nécessaire d’arrondir l’angle à cet endroit pour limiter la divergence des valeurs calculées tel que le courant. On introduit un congé à cet effet, visible sur la figure 5.1(b). On définit ensuite les symétries, les frontières isolantes ou conductrices (qu’elles soient à la masse ou lieu d’injection du courant), le potentiel électrique V et potentiel vecteur \mathbf{A} initiaux ($V = 0$, $\mathbf{A} = \mathbf{0}$), etc. On utilise alors l’équation suivante pour définir une frontière isolante, c’est-à-dire que le courant normal à la frontière est nul :

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (5.6)$$

1. Cette formulation du théorème d’Ampère inclut les forces de Lorentz issue du déplacement du conducteur ; dans notre cas, $\mathbf{v} = \mathbf{0}$.

où \mathbf{n} est le vecteur normal à l'interface. On définit aussi la frontière d'injection du courant :

$$-\mathbf{n} \cdot \mathbf{J} = J_n \quad (5.7)$$

où J_n est la densité de courant normal à l'interface d'injection du courant. Les interfaces à la masse sont définies par $V = 0$. Pour l'isolation magnétique, les frontières vérifient :

$$\mathbf{n} \times \mathbf{A} = 0 \quad (5.8)$$

Les effets d'interface entre les couches sont peu ou pas pris en compte, en raison de la difficulté à les décrire. On utilise pour chaque région une épaisseur et une conductivité définie par le matériau et l'empilement que l'on souhaite modéliser. Les épaisseurs et les conductivités utilisées seront données avec les résultats obtenus avec Comsol, en partie 5.2.

5.1.2 Mumax

Mumax est un logiciel de simulation micromagnétique résolvant l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert [LL35, Gil04, Gil04] par la méthode des différences finies [VLD⁺14]. Il nous permet d'étudier la dynamique de l'aimantation dans les oscillateurs à vortex. L'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert a été réécrite de manière à ne faire apparaître qu'un seul terme de la dérivée de l'aimantation, de manière à utiliser un solveur numérique d'équation différentielle. Nous utilisons le solveur par défaut de Mumax, la méthode de Dormand-Prince, bien que d'autres solveurs puissent être choisis (Runge-Kutta classique, Bogacki-Shampine, etc). L'équation de l'aimantation \mathbf{m} est donc :

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = \boldsymbol{\tau} \quad (5.9)$$

où $\boldsymbol{\tau}$ a trois contributions : $\boldsymbol{\tau}_{LL}$ le couple de Landau-Lifshitz, $\boldsymbol{\tau}_{ZL}$ le couple de Zhang-Li, et $\boldsymbol{\tau}_{SL}$ le couple de Slonczewski. $\boldsymbol{\tau}_{LL}$ permet de réécrire l'équation classique de Landau-Lifshitz-Gilbert ; les deux autres couples permettent de prendre en compte le couple de transfert de spin dans le plan et hors du plan. On a alors :

$$\boldsymbol{\tau}_{LL} = \gamma_{LL} \frac{1}{1 + \alpha^2} (\vec{\mathbf{m}} \times \vec{\mathbf{B}}_{\text{eff}} + \alpha (\vec{\mathbf{m}} \times (\vec{\mathbf{m}} \times \vec{\mathbf{B}}_{\text{eff}}))) \quad (5.10)$$

où γ_{LL} est le rapport gyromagnétique, α l'amortissement et \mathbf{B}_{eff} le champ effectif. Ce dernier est la somme des champs auxquels est soumis le système, qui sont le champ externe \mathbf{B}_{ext} , le champ démagnétisant $\mathbf{B}_{\text{demag}}$, le champ effectif de l'interaction d'échange

\mathbf{B}_{exch} ².

Le terme de Zhang-Li [ZL04] apparait lorsque le courant est dans le plan, et son expression est :

$$\boldsymbol{\tau}_{\text{ZL}} = \frac{1}{1 + \alpha^2} ((1 + \xi\alpha) \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{m}) + (\xi - \alpha) \mathbf{m} \times (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{m}) \quad (5.11)$$

où ξ est le degré de non-adiabaticité³ et \mathbf{u} le courant de dérive de spin, dont l'expression est la suivante :

$$\mathbf{u} = \frac{\mu_B \mu_0}{2e\gamma_0 B_{\text{sat}}(1 + \xi^2)} \mathbf{j} \quad (5.12)$$

où \mathbf{j} est la densité de courant, μ_B le magnéton de Bohr, μ_0 la perméabilité du vide, e la charge d'un électron, γ_0 le rapport gyromagnétique, et B_{sat} l'aimantation à saturation exprimée en Tesla.

Le terme de Slonczewski [Slo96] apparait lorsque le courant traverse plusieurs couches, et son expression est :

$$\boldsymbol{\tau}_{\text{SL}} = \beta \frac{\varepsilon - \alpha\varepsilon'}{1 + \alpha^2} (\mathbf{m} \times (\mathbf{m}_P \times \mathbf{m})) - \beta \frac{\varepsilon' - \alpha\varepsilon}{1 + \alpha^2} \mathbf{m} \times \mathbf{m}_P \quad (5.13)$$

où \mathbf{m}_P est l'aimantation de la couche fixe, ε' le paramètre de second ordre du transfert de spin, ε le paramètre de premier ordre du transfert de spin et β un coefficient. Ils sont donnés par :

$$\beta = \frac{j_z \hbar}{M_{\text{sat}} e d} \quad (5.14)$$

$$\varepsilon = \frac{P(\vec{\mathbf{r}}, t) \Lambda^2}{(\Lambda^2 + 1) + (\Lambda^2 - 1)(\mathbf{m} \cdot \mathbf{m}_P)} \quad (5.15)$$

où j_z est la densité de courant le long de l'axe z , d est l'épaisseur de la couche libre, $P(\vec{\mathbf{r}}, t)$ la polarisation de spin selon l'axe radial $\vec{\mathbf{r}}$, et Λ le terme de Slonczewski qui paramètre le transport électronique dans la couche espaceuse (noté $\eta(\theta)$ dans l'équation 2.27).

Une fois les profils de courant générés à l'aide de Comsol, on peut transformer ces tableaux de données en un format de données vectorielles utilisé par Mumax pour générer les distributions de champ magnétique, de courant électrique, et d'aimantation initiale. Étant donné que le maillage n'est pas identique entre Comsol et Mumax, il est nécessaire d'interpoler les données générées par Comsol puis de recréer un fichier pour Mumax. Cela est principalement dû à l'utilisation d'un maillage d'éléments finis

2. On peut ajouter un terme $\mathbf{B}_{\text{therm}}$ dans le champ effectif pour inclure les effets de la température. On prend $T = 0$ K pour les simulations de cette thèse, donc $\mathbf{B}_{\text{therm}}$ sera nul pour l'ensemble des simulations de cette thèse.

3. ξ est aussi noté β dans la littérature et dans cette thèse.

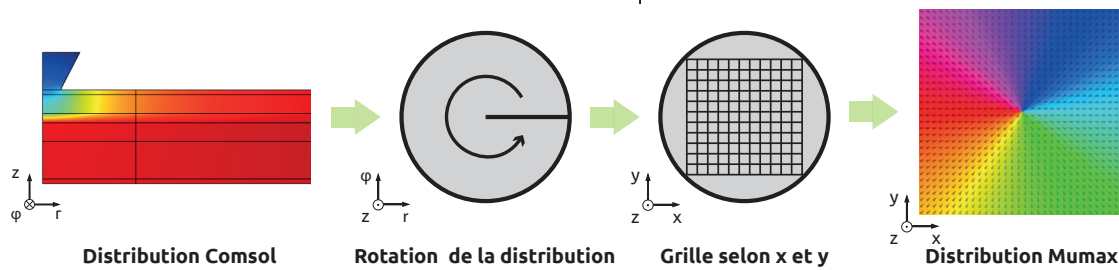


FIGURE 5.2 – Illustration de l'implémentation des données générées par Comsol dans Mumax.

et d'une géométrie radiale pour Comsol, alors qu'on utilise un maillage rectangulaire pour Mumax. On peut voir cette transition sur la figure 5.2, où on crée dans un plan radial selon $(\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_z)$ la distribution avec Comsol, puis on la transforme en distribution selon $(\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\varphi)$ en prenant la valeur à mi-épaisseur du courant dans la couche libre, puis on interpole pour créer une maille cartésienne dans le plan $(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y)$, correspondant au format nécessaire pour Mumax. On ne prend que la distribution à mi-épaisseur du courant ou du champ dans la couche libre, étant donné que c'est cette seule couche qui est modélisée par Mumax, et que l'on considère les différentes valeurs (champ, courant et aimantation) homogènes verticalement.

Pour Mumax, nous utilisons un modèle de fichier pour lequel nous ne modifions que certains paramètres pour effectuer les simulations. Les distributions initiales en courant, champ et aimantation sont généralement identiques pour toutes les simulations ; cependant, lorsque nous étudions la variation d'un paramètre (tel que le courant variant de 0 à 20 mA), nous utilisons l'aimantation finale d'une simulation comme aimantation initiale de la simulation suivante au sein de cette série de simulation. Cela permet de partir d'un état proche et d'éviter les états transitoires observés lorsqu'on part d'un état trop éloigné de l'état stationnaire, et donc les signaux qui en découlent, tels que présentés en partie 5.4.

Nous exécutons Mumax sur des cartes graphiques Nvidia GTX 1080 et RTX 2080. En effet, l'utilisation d'une carte graphique accélère fortement le processus de simulation. Mumax opère de nombreuses transformées de Fourier rapides (FFT pour Fast Fourier Transform), pour lesquelles les cartes graphiques sont optimisées. On observe alors une grande amélioration des performances par rapport à un logiciel seulement basé sur les processeurs (CPU), comme OOMME, sachant que Mumax s'améliore d'autant plus avec les performances de la carte graphique utilisée.

Pour la plupart des simulations présentées dans cette thèse, les paramètres que l'on a modifiés sont la fréquence externe f_{ext} , l'intensité du courant externe alternatif i_{ac} , et l'intensité du courant continu injecté dans l'oscillateur I_{dc} . La plupart des autres paramètres ont été gardés constant, sauf s'il y a une mention contraire. Ainsi,

nous avons utilisé une géométrie de $512 \times 512 \times 1$ cellules, correspondant à une taille de $1280 \times 1280 \times 20 \text{ nm}^3$. Une cellule de notre simulation a alors la taille suivante : $2,5 \times 2,5 \times 20 \text{ nm}^3$. On considère qu'il n'y a pas de variation de l'aimantation dans l'épaisseur de la couche libre, cette approximation permettant d'améliorer grandement le temps de calcul⁴. Horizontalement, la taille a été choisie car elle est juste en dessous de la longueur de l'échange dans les ferromagnétiques. En effet :

$$l_{\text{ex}} = \sqrt{\frac{2A_{\text{ex}}}{\mu_0 M_S^2}} = 5,7 \text{ nm} \quad (5.16)$$

Ainsi, la taille de la cellule que l'on a choisie est inférieure, de manière à ce que l'échange influence l'aimantation des autres cellules proches (notre choix de taille de cellule reste élevé, car on veut aussi diminuer le temps de calcul). Par ailleurs, il est usuel [VdWVK⁺12] de choisir pour le permalloy une aimantation à saturation $M_S = 800 \text{ kA/m}$, une constante d'échange $A_{\text{ex}} = 10 \text{ pJ/m}$, un amortissement $\alpha = 0,013$ et une polarisation $P = 0,5$. Ces valeurs correspondant à ce qui a été mesuré expérimentalement [PWKR⁺12]. Le terme non-adiabatique et le terme de Slonczewski de l'équation 5.13 valent $\xi = 0$ et $\Lambda = 0$. Le terme de Slonczewski est négligeable car le courant est principalement dans le plan au niveau du vortex. En effet, en raison de la configuration du système et de la faible dimension du nanocontact, le courant est principalement perpendiculaire au plan sous le nanocontact, mais devient très rapidement dans le plan lorsqu'on s'éloigne de celui-ci, comme le montre les distributions en courant de la figure A.4.

Le terme non-adiabatique β est négligé car on ne connaît pas exactement sa valeur. Les travaux sont même contradictoires, pour certains $\beta < \alpha$ [TBG⁺17], pour d'autre $\beta \approx \alpha$ [BMR⁺10, EWR⁺10, HTB⁺06] et d'autres $\beta > \alpha$ [HRI⁺10, PHB⁺12, RHK⁺14, THJ⁺06, TNMS05]. Il n'y a donc pas de consensus sur la valeur de β , nous nous abstiendrons donc d'en donner une.

Par ailleurs, il est montré en annexe B que ce dernier et le terme de Slonczewski du couple de transfert de spin sont négligeables, conformément aux prédictions théoriques [KD10]. Le champ ampérien est pondéré d'un coefficient Oe_{corr} empirique représente la distance à l'antivortex. En effet, on ignore la distance réelle entre le vortex et l'antivortex, et donc la distance à simuler dans Mumax. On simule le signal émis pour différentes valeurs de Oe_{corr} , et on utilise celle qui permet le meilleur accord en terme de spectres et de cartes de DSP entre les simulations et les expériences. Le temps simulé est typiquement 100 ns.

4. Cette hypothèse a précédemment été testée dans l'équipe : il semble que l'inclusion de plusieurs cellules selon z au lieu d'une engendre des différences quantitatives sur les spectres, mais que le comportement du vortex reste similaire, en particulier en terme de régimes.

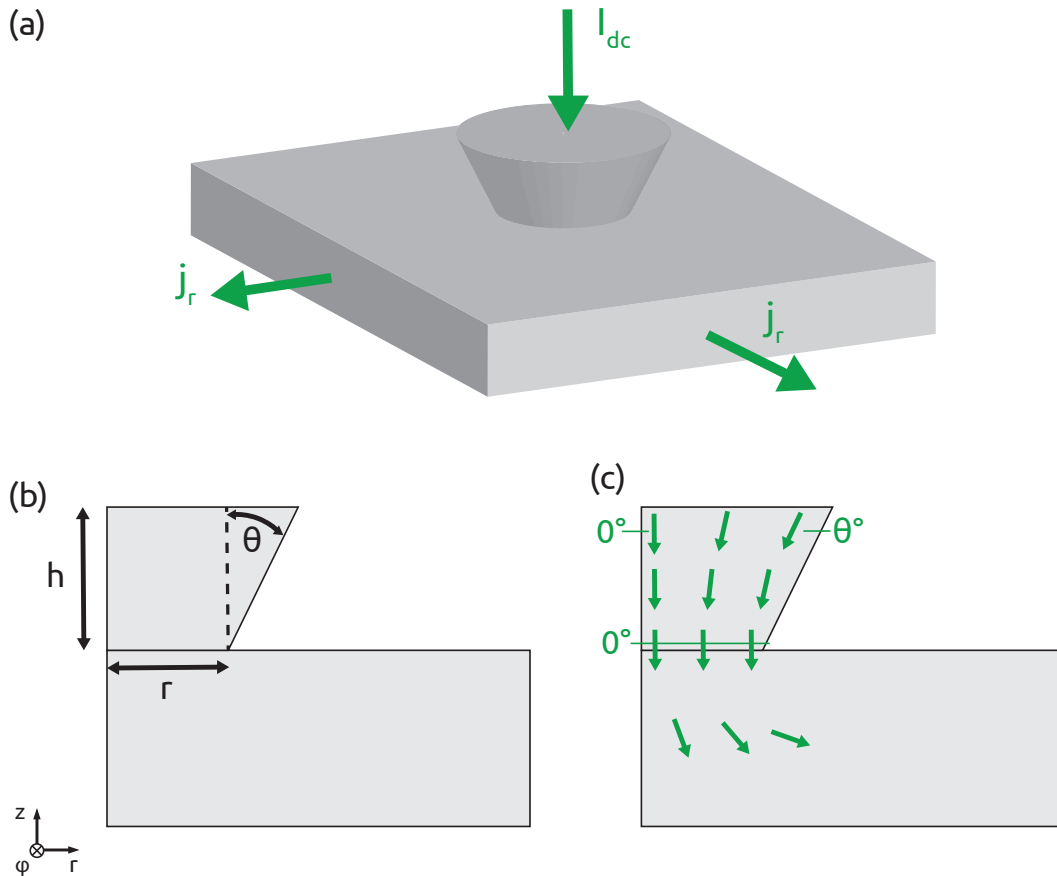


FIGURE 5.3 – (a) Vue en 3D de l'échantillon au voisinage du nanocontact. (b) Coupe de l'échantillon avec les différents paramètres r , h et θ . (c) Coupe de l'échantillon avec la densité de courant.

5.2 Distributions en courant et en champ

Nous avons utilisé Comsol pour simuler les distributions de courant et de champ magnétique dans le plan de la couche libre de la vanne de spin. Nous modélisons le nanocontact de la manière suivante, avec les paramètres θ , h et r qui définissent la géométrie de l'échantillon. La technique de l'indentation crée des nanocontacts dont les bords ne sont pas droits. Ils forment un angle θ avec la normale au plan de l'échantillon ; c'est un cône tronqué, tel que dessiné sur la figure 5.3(a). La hauteur h du nanocontact influence la distribution, car elle dépend de l'épaisseur de l'isolant, et donc de la nature et des conditions de dépôt de la résine utilisée à cet effet. Il reste finalement le rayon r du nanocontact ; on n'a que peu de contrôle expérimental sur le rayon du nanocontact par la technique de l'indentation, étant donné que le rayon dépend de la pointe, et qu'une certaine pointe ne peut faire qu'une seule taille de nanocontact. On « découvre » d'une certaine manière la taille de nanocontact que génère une pointe AFM après que le nanocontact a été réalisé.

Élément	Épaisseur (nm)	Conductivité ($\times 10^6$ S/m)	Référence
Au	5	52,63	[KCR ⁺ 03]
Py	20	3,85	[KLLK99]
Cu	10 ou 50	59,6	[CLT03]
Co	20	17,2	[CLT03]
Ta	5	7,61	[CLT03]

TABLE 5.1 – *Tableau des épaisseurs et conductivités pour les éléments formant les différentes couches de l'échantillon, avec les références correspondantes.*

Ainsi, on trace sur les figures 5.4 et 5.5 les distributions en courant et en champ pour différents angles θ , différentes hauteurs h et différents rayons r . Lorsqu'un paramètre n'est pas modifié, on lui attribue la valeur suivante : 40 nm pour la hauteur h , 20 nm pour le rayon r , 0° pour l'angle θ . L'empilement est le suivant : Ta (5 nm) / Cu (50) / Co (20) / Cu (10) / Py (20) / Au (5). Les conductivités correspondantes sont données dans le tableau 5.1 et sont tirées de [PWOM12a]. On a pris les valeurs de l'état massif pour le cuivre, le cobalt et le tantale. On a pris pour le permalloy et l'or des valeurs en couche mince [KLLK99, KCR⁺03]. En effet, une difficulté de ces simulations est le choix de la conductivité : la valeur de σ change pour les couches minces avec leur épaisseur ainsi qu'avec les autres couches avec lesquelles elles sont en contact. Ces variations de la conductivité en couche mince sont difficiles à modéliser théoriquement et à mesurer expérimentalement. La conductivité change aussi avec la température ; nos échantillons chauffant expérimentalement, on ne peut définir avec exactitude la bonne température et donc la bonne conductivité qui correspond. On fait alors certaines hypothèses dont on ne sait pas si elles correspondent à la réalité.

Les paramètres θ [Figs. 5.4(a) et 5.5(a)] et h [Figs. 5.4(b) et 5.5(b)] n'ont que peu d'influence sur les distributions. Cela peut se comprendre par le fait que la distribution en courant ne dépend que du vecteur d'injection du courant dans le plan entre le nanocontact et la couche superficielle : seules importent la direction et la norme du courant dans ce plan. Ainsi, la hauteur ne modifie en rien la norme ni la direction des vecteurs \mathbf{j} dans ce plan. On voit alors sur la figure 5.4(b) que les distributions de courant ne varient que de l'ordre de 0,01%, sauf quand h vaut 10 nm, où l'écart est de 0,1%, probablement en raison d'effets du maillage⁵.

Bien que cela puisse sembler moins intuitif, il en va de même pour les variations d'angle θ (testé pour des valeurs inférieures à 45° cependant). En effet la distribution de courant dans le nanocontact peut certes être concentrique en haut du nanocontact, d'un angle 0° avec la normale au centre et d'un angle θ avec la normale sur le bord.

5. Les distributions en champ changent peu avec h , comme les distributions en courant. En effet, le champ magnétique est généré par le courant électrique traversant le nanocontact et l'empilement. De faibles variations de la forme du nanocontact (hauteur, angle) n'ayant que peu d'effets sur les profils de courant, alors elles n'auront que peu d'effets sur les distributions de champ.

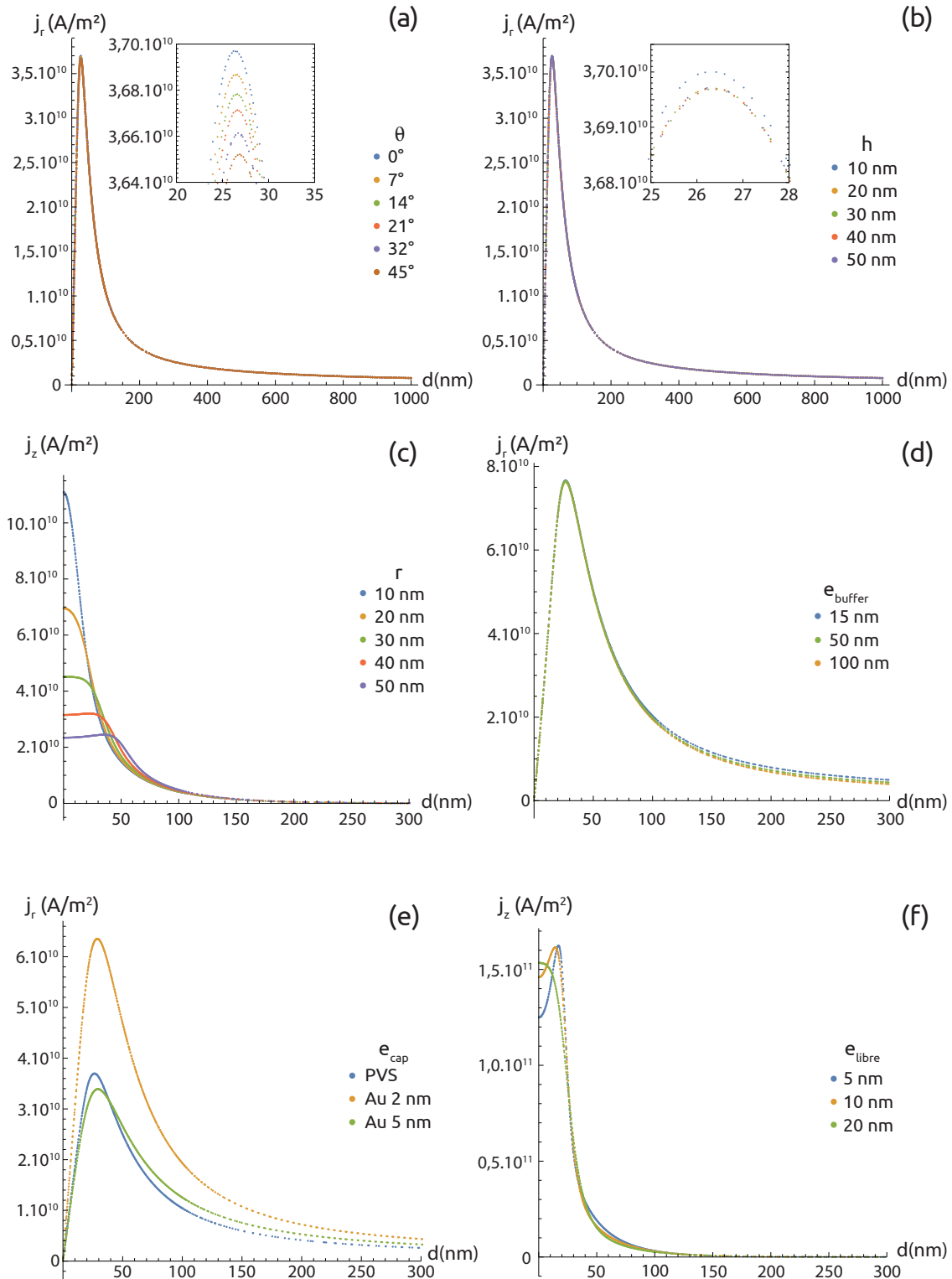


FIGURE 5.4 – Distributions du courant radial j_r (a,b,d,e) et du courant perpendiculaire j_z (c,f). (a) Variation avec l'angle θ . L'encart est un zoom autour du maximum de la courbe. (b) Variation avec la hauteur h du nanocontact. Idem. (c) Variation avec le rayon r du nanocontact. (d) Variation avec l'épaisseur e_{buffer} de la couche tampon. (e) Variation avec l'épaisseur e_{cap} de la couche superficielle. PVS correspond à la pseudo-vanne de spin, les autres étant des vanes de spin. (f) Variation avec l'épaisseur e_{libre} de la couche libre. Lorsqu'un paramètre ne varie pas, il vaut : $r = 20$ nm, $h = 40$ nm, $\theta = 0^\circ$, $e_{\text{py}} = 20$ nm, $e_{\text{buffer}} = 50$ nm.

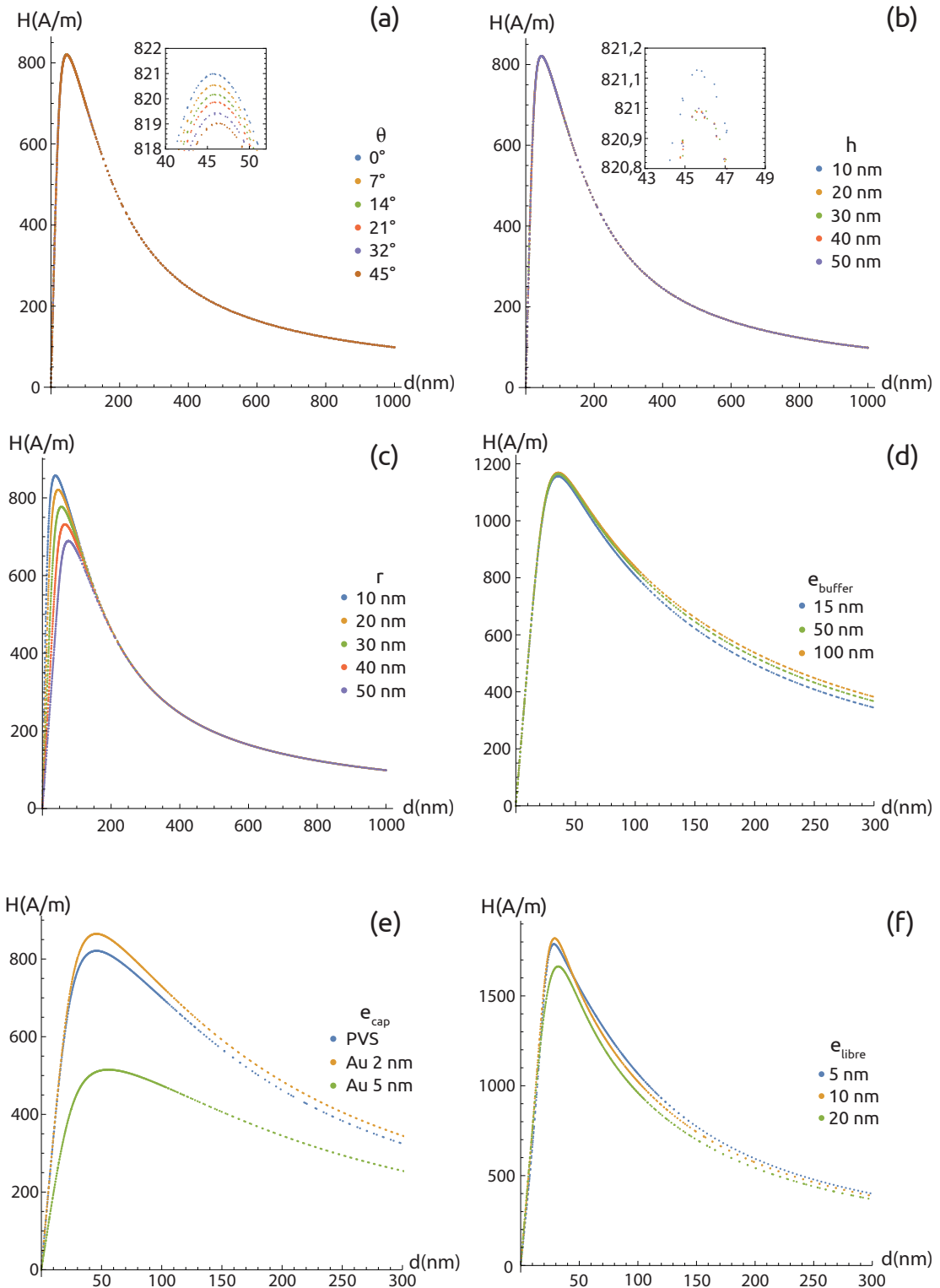


FIGURE 5.5 – Distributions du champ magnétique H selon la distance r au centre du nanocontact. (a) Variation avec l'angle θ . L'encart est un zoom autour du maximum de la courbe. (b) Variation avec la hauteur h du nanocontact. Idem. (c) Variation avec le rayon r du nanocontact. (d) Variation avec le l'épaisseur e_{buffer} de la couche tampon. (e) Variation avec l'épaisseur e_{cap} de la couche superficielle. PVS correspond à la pseudo-vanne de spin, les autres étant des vanne de spin. (f) Variation avec l'épaisseur e_{libre} de la couche libre. Lorsqu'un paramètre ne varie pas, il vaut : $r = 20 \text{ nm}$, $h = 40 \text{ nm}$, $\theta = 0^\circ$, $e_{\text{Py}} = 20 \text{ nm}$, $e_{\text{buffer}} = 50 \text{ nm}$.

Cependant, les lignes de courant vont se courber, de manière à être verticales au niveau de l'interface, puis à repartir vers l'extérieur une fois dans l'empilement comme le montre la figure 5.3(c). Il en découle alors une très faible variation dans les différentes distributions, de l'ordre de 1,6% entre elles, comme le montre la figure 5.4(a)⁶.

Il en va différemment lorsque l'on fait varier le rayon r . En effet, comme on peut le voir sur la figure 5.4(c), la distribution de courant varie en norme, mais aussi en forme⁷. En effet, on a une simple décroissance pour des faibles rayons de nanocontact, de l'ordre de 10 ou 20 nm. Pour des rayons plus grands, de l'ordre de 40 ou 50 nm, on voit l'apparition d'un plateau, voire d'un léger pic, puis finalement une décroissance lorsque l'on s'éloigne du centre du nanocontact. On observe que l'on a des densités de courant plus intenses avec un petit rayon. Nous avons appliqué le même courant I_{dc} de 1 mA pour toutes les simulations sur Comsol. Ainsi, le courant se divise sur une plus grande surface pour un rayon de 50 nm que 10 nm : la densité de courant est alors bien plus élevée pour $r = 10$ nm que pour $r = 50$ nm comme on peut le voir sur la figure 5.4(c).

Pour comprendre cela, on peut comme sur la figure 5.6 découper l'interface en petits éléments, dont chaque élément est traversé par un élément de courant qui va repartir dans l'empilement dans son ensemble. Si on somme la contribution de chaque élément de l'interface au courant au milieu de la couche libre pour un petit nanocontact, alors on observe une courbe décroissante pour le courant perpendiculaire : les contributions selon z s'ajoutent entre elles, puis diminuent progressivement. Pour un nanocontact plus grand, la contribution de chaque élément augmente dans un premier temps, car chaque élément de position r_i contribue pour j_z en dessous de lui-même et pour des valeurs de $d > r_i$, et jamais pour $d < r_i$ ⁸. Ainsi, pour chaque portion de la couche libre, on ajoute le courant j_z provenant du nanocontact juste au-dessus mais aussi de celles plus proches du centre du nanocontact. Cet effet disparaît au bord du nanocontact, car il n'y a alors plus d'injection de courant. Le courant j_z diminue alors avec d , se transformant en courant radial j_r . Ce phénomène n'apparaît pas pour de plus petits nanocontacts car le courant j_z se transforme sur une plus petite distance en courant j_r . Petit-Watelot et al. [PWOM12a] donne une comparaison des distributions obtenues avec Comsol avec les distributions issues d'un modèle de cylindre infini. On observe alors dans cet article une nette différence entre les deux courbes, en

6. Comme pour h , les variations de θ influent peu sur les distributions de champ. La partie des éléments de courant contribuant au champ magnétique qui changent avec la variation de l'angle θ est faible devant l'ensemble des éléments de courant contribuant au champ magnétique. Leur effet est donc faible et les distributions en champ varient donc peu avec θ .

7. Les distributions en champ [Fig. 5.5(c)] gardent néanmoins la même forme. Elles convergent vers une même distribution vers une distance d au centre du nanocontact de 100 nm environ, comme pour les distributions en courant perpendiculaire. À distance du nanocontact, seul le courant et non la densité du courant importe (théorème d'Ampère dans l'approximation d'un cylindre dans lequel passe le courant), et donc le rayon du nanocontact n'a plus d'effet sur la distribution de champ.

8. d représente la distance au centre du nanocontact.

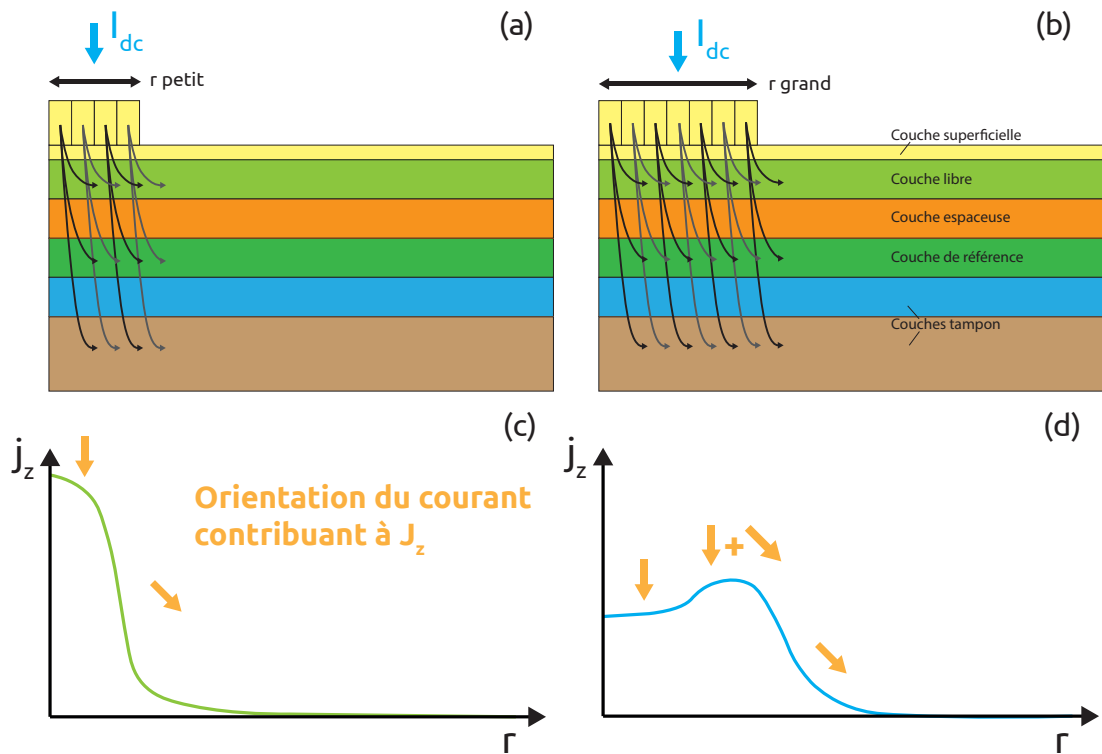


FIGURE 5.6 – (a,b) Lignes de courant provenant de petits éléments du nanocontact. (c,d) Courant perpendiculaire au plan résultant de la somme des courants provenant de chaque petit élément.

raison d'une distribution plus complexe des lignes de courant, mieux prise en compte par Comsol que par un modèle de cylindre infini.

On peut finalement dire que θ et h n'influencent que très peu la distribution du courant et du champ au centre de la couche libre, au contraire de r qui a une influence importante sur les distributions de courant et de champ et par conséquent sur le comportement du vortex.

Nous avons ensuite étudié l'effet de l'épaisseur de la couche tampon sur la distribution de courant dans la couche de permalloy. Comme on peut le voir sur les figures 5.4(d) et 5.5(d), l'épaisseur e_{buffer} n'a que peu d'effet sur les distributions en courant et en champ, bien que l'effet soit plus marqué loin du nanocontact que proche. En effet, plus la couche tampon est épaisse, plus le courant va se diviser dans une épaisseur plus grande. Ainsi, il y aura un peu moins de courant radial dans la couche libre, car la couche tampon peut en faire transiter davantage. Cet effet est plus visible loin du nanocontact sur la courbe de j_r car tout le courant est dans le plan à ce moment-là, contrairement à proximité du nanocontact où encore beaucoup de courant est perpendiculaire au plan. Cet effet reste néanmoins faible à proximité du nanocontact avec un écart de moins de 1% entre les différents cas présents ; à plus grande distance du nanocontact, cette variation peut aller jusqu'à 10 % au delà de 500 nm du centre du nano-

Élément	Épaisseur (nm)	Conductivité ($\times 10^6$ S/m)	Référence
Au	$e_{\text{cap}} = 2$ ou 5	52,63	[KCR ⁺ 03]
Py	$e_{\text{libre}} = 5, 10$ ou 20	3,85	[KLLK99]
Cu	3,5	0,2	[PAL ⁺ 04]
Cu	20	1,5	[PAL ⁺ 04]
Co	5	17,2	[CLT03]
IrMn	7	0,56	[Sei02]
Ta	5	7,61	[CLT03]

TABLE 5.2 – Tableau des épaisseurs et conductivités pour les éléments formant les différentes couches de l'échantillon, avec les références correspondantes.

contact. A contrario, le courant perpendiculaire j_z est plus élevé si la couche tampon est plus épaisse. Ces effets sont par ailleurs plus visibles dans la couche de référence en cobalt que dans la couche libre en permalloy. Banuazizi et al. [BSE⁺17] ont montré le même résultat en simulation, et sa cohérence avec des mesures expérimentales.

Nous avons également étudié une vanne de spin dans laquelle une couche supplémentaire, une couche antiferromagnétique d'IrMn est présente [voir annexe A.2]. On cherche en plus des effets des épaisseurs à modéliser une vanne de spin dont les courbes de distribution du courant et du champ sont similaires à la pseudo-vanne de spin précédemment étudiée. Cette vanne de spin a l'empilement suivant : Ta (5 nm) / Cu (20) / Ta (5) / Cu (20) / Ta (5) / Py (10) / IrMn (7) / Co (5) / Cu (3,5) / Py (e_{cap}) / Au (e_{libre}). On utilise alors les conductivités présentées dans le tableau 5.2 ; elles sont identiques à celles utilisées précédemment : nous avons utilisé cette fois-ci une étude [PAL⁺04] qui mesure les conductivités de cuivre en couche mince et qui donne σ_{Cu} en fonction de e_{Cu} .

On a pu étudier les effets de e_{cap} et de e_{libre} sur les distributions tout en cherchant à se rapprocher le plus possible des distributions en courant des deux empilements : une distribution similaire devrait en effet avoir un comportement magnétique similaire. Par ailleurs, les couches libre et superficielle sont les seules couches que l'on peut modifier dans cette conception de vanne de spin : la couche tampon, la couche fixe et la couche espaceuse sont ajustées pour maximiser la GMR dans l'empilement.

On a étudié l'influence de l'épaisseur e_{libre} de la couche libre en permalloy. Il n'y a en effet pas de fortes divergences pour le champ magnétique [Fig. 5.5(f)], et le champ radial j_r ne diffère que d'un facteur multiplicatif entre les distributions des couches de 5, 10 et 20 nm de permalloy. Sur la figure 5.4(f), j_z est donné pour des épaisseurs e_{libre} de 5, 10 et 20 nm. On observe alors que pour 20 nm, le courant perpendiculaire j_z dans la vanne de spin est similaire à la distribution dans la pseudo-vanne de spin. A contrario, les distributions pour 5 et 10 nm ressemblent aux distributions pour de larges rayons ($r = 40$ ou 50 nm) de la figure 5.4(c). Ainsi, les faibles épaisseurs de

couche libre sont similaires aux cas où le renversement de cœur de vortex n'est pas observé. En se rappelant le diagramme de phase de la figure 2.3, on voit qu'il faut que les dimensions du système soient grandes devant la longueur d'échange pour qu'un vortex existe dans un nanopilier. On peut supposer que similairement l'épaisseur de la couche libre doit être grande devant la longueur d'échange pour que le renversement de cœur puisse exister⁹.

On s'est rapproché sur les figures 5.4(e), 5.5(e) et A.4 des distributions de la pseudo-vannes de spin : on observe les distributions de j_r et de j_z pour différentes épaisseurs e_{cap} de la couche superficielle, une couche libre de permalloy de 20 nm et un nanocontact de 20 nm de rayon. On s'approche alors des courbes correspondant à la pseudo-vanne de spin : les distributions de j_r et de H sont plus ressemblantes pour la pseudo-vanne de spin et un échantillon avec 2 nm d'or ; les distributions de j_z sont plus ressemblantes pour la pseudo-vanne de spin et un échantillon avec 5 nm d'or.

5.3 Trajectoires des vortex

Des nombreux éléments que nous pouvons extraire des simulations, le plus intéressant est la trajectoire du cœur de vortex. On peut explorer alors la dynamique du vortex dans l'espace réel et non plus seulement dans l'espace des fréquences.

On montre sur la figure 5.7 différentes trajectoires de vortex obtenues par simulations. On observe des classes de trajectoires très différentes correspondant à différents régimes de la dynamique, comme cela a été introduit dans le chapitre précédent. On peut distinguer quatre types de trajectoires : les points fixes [Fig. 5.7(a)], qui correspondent à un vortex immobile à faible courant ; une trajectoire quasi elliptique ou cycle limite [Fig. 5.7(b)], correspondant à une simple giration autour du nanocontact ; et des trajectoires avec renversement de cœur, correspondant à des régimes commensurable ou incommensurable. Si le renversement de cœur a lieu toujours au même endroit, créant une trajectoire un peu plus complexe que le régime de pure giration mais néanmoins bien délimitée dans l'espace : il s'agit du régime commensurable [Figs. 5.7(c) ou 5.7(e)]. Si le renversement de cœur a lieu sur une zone plus large, avec une certaine variabilité spatiale, on observe alors que la trajectoire est bien plus complexe, et correspond alors à ce que l'on appelle un attracteur chaotique. Ainsi, la trajectoire du cœur de vortex n'est plus une zone bien délimitée de l'espace, mais un ensemble plus grand tel que l'on peut voir sur la figure 5.7(d).

Ces trajectoires correspondent à une variation de l'aimantation dans le plan moyen,

9. On peut aussi comprendre l'apparition du renversement de cœur dans ces oscillateurs à nanocontact en considérant son apparition comme similaire au dépassement d'un seuil de stabilité (comme le seuil de Walker pour les parois de domaine). Ce seuil de stabilité est lié à divers paramètres, tels que la taille du nanocontact, la présence de transfert de spin ou les profils du courant et du champ à travers la couche libre (profils qui varient avec l'épaisseur de cette couche).

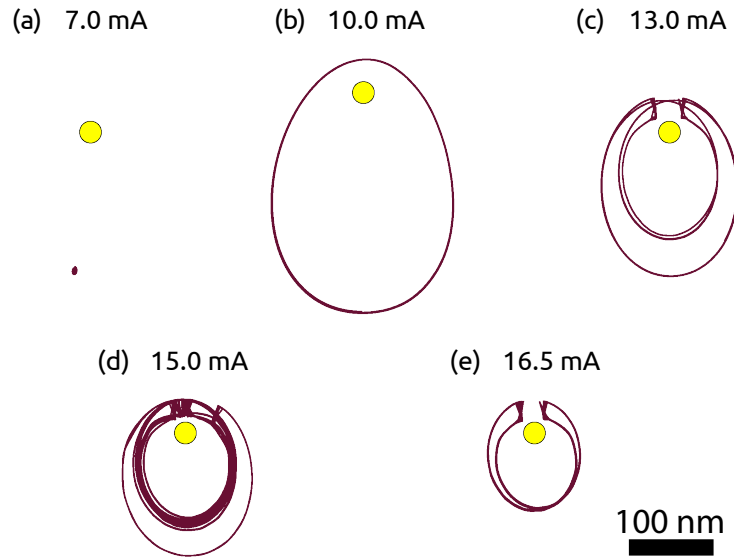


FIGURE 5.7 – Trajectoires du cœur de vortex : (a) vortex immobile, (b) pure giration, (c) régime commensurable d'ordre 1/4, (d) régime chaotique, (e) régime commensurable d'ordre 1/2.

et donc à une variation de la résistance et à l'émission d'une ou plusieurs fréquences. La variation de la tension, observable sur le signal émis par un vortex sur un oscilloscope par exemple, est liée à une variation de la résistance :

$$\Delta U = \Delta R \cdot I \quad (5.17)$$

où ΔU est la variation en tension du signal et ΔR la variation de la résistance liée à la magnétorésistance géante du système ; I est le courant injecté dans le système.

Pour le système étudié, on fait l'hypothèse que l'aimantation de la couche de référence est selon \mathbf{e}_x , c'est alors l'aimantation de la couche libre selon l'axe \mathbf{e}_x qui importe pour obtenir la valeur de la GMR en simulation. Par ailleurs, vu la géométrie CIP, c'est l'aimantation moyenne de toute la couche, notée m_x , qui contribue à la GMR. Comme représenté sur la figure 5.13(b), l'aimantation simulée consiste en un vortex, un antivortex et une paroi prolongeant l'antivortex. L'oscillation de l'un de ces trois éléments entraîne alors une variation périodique de l'aimantation dans le plan, en particulier m_x . En particulier, la giration du vortex à la fréquence f_{gir} entraîne alors une variation périodique de m_x de même fréquence. Plus généralement, l'antivortex et la paroi de l'antivortex peuvent osciller à f_{ext} , et le vortex est à l'origine de toutes les autres fréquences [voir partie 5.5]. On peut alors obtenir à partir de m_x les fréquences d'oscillations du vortex de la même manière qu'on les obtient à partir des tensions mesurées : avec le module d'une transformée de Fourier. On effectue alors une transformée de Fourier discrète dont on prend le module [une description plus physique de la TF est donnée en partie 4.1]. En effet, m_x est une liste u de valeurs u_r de l'aimantation, de

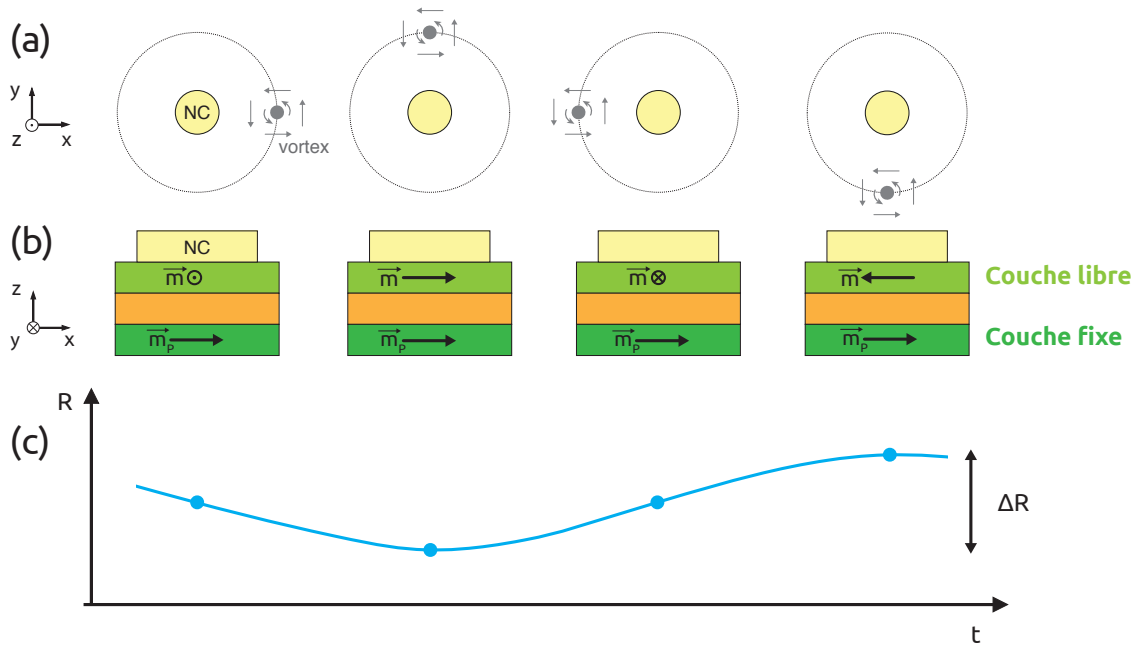


FIGURE 5.8 – (a) Évolution de la position du vortex au cours du temps, entraînant (b) une variation de l'aimantation moyenne de la couche libre et donc (c) une variation de la résistance de l'échantillon.

longueur n . La transformation de Fourier de u_r correspond aux valeurs v_s , données par la formule :

$$v_s = \frac{1}{\sqrt{n}} \sum_{r=1}^n u_r e^{2\pi i(r-1)(s-1)/n} \quad (5.18)$$

où u est alors la liste contenant les données u_r du signal en temporel, et v la liste contenant les données v_s du signal en fréquentiel. On peut alors tracer le spectre du signal tel que sur la figure 5.9(c) à partir de la trace temporelle [Fig. 5.9(a)] que l'on a multiplié par la fonction de Hann [Fig. 5.9(b)] pour éviter les fuites spectrales.

5.4 Influence de l'état initial

L'état initial d'une simulation peut avoir un effet non négligeable sur les spectres simulés, à cause de la présence d'états transitoires si on se trouve trop éloigné du cycle limite du système. Choisir l'état initial proche du cycle limite permet alors d'enlever la dynamique transitoire des analyses. En effet, lorsque l'on trace une carte de DSP en variant un paramètre, on peut choisir soit de prendre toujours le même état initial, soit de prendre l'état final pour une valeur n du paramètre balayé, et l'utiliser comme état initial pour une valeur $n + 1$ ou $n - 1$ du même paramètre, selon le sens de balayage.

Comme on peut le voir sur la figure 5.10, les cartes de DSP selon le mode de généra-

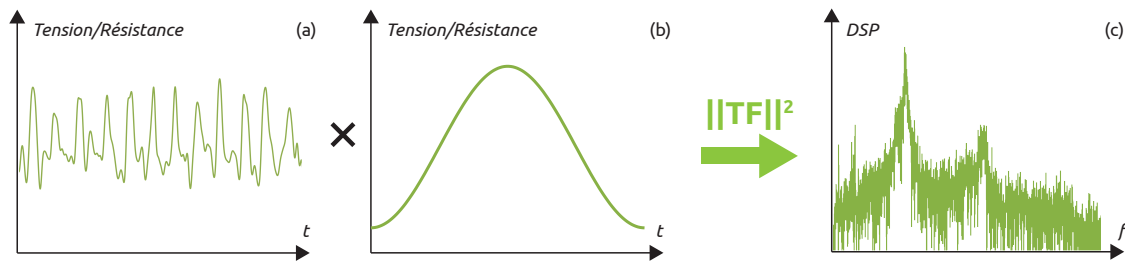


FIGURE 5.9 – Application de la transformée de Fourier à un signal temporel (a), multiplié par la fenêtre de Hann (b) pour éviter les problèmes d'échantillonnages de la transformée de Fourier (TF) et les fuites spectrales, résultant en un spectre (c).

tion de l'état initial ne sont pas les mêmes : la carte de la figure 5.10(a) utilise toujours le même état initial, et celle de la figure 5.10(b) utilise l'état final d'un pas comme état initial du pas suivant. On voit sur la figure 5.10(a) des fréquences supplémentaires à bas courant, correspondant comme on le détaillera après à des états transitoires. En effet, lorsque l'on utilise l'état final d'un pas comme état initial du pas suivant, l'état au pas n dans lequel se trouve le système est proche de l'état stationnaire du système au pas $n+1$ ou $n-1$, alors que cela n'est pas le cas si on utilise le même état initial. En effet, les états stationnaires peuvent varier grandement lorsque l'on varie un paramètre de contrôle, en particulier le courant I_{dc} .

Ainsi, comme on peut le voir sur les trajectoires présentées en figure 5.10(c), on peut avoir un état transitoire si le vortex est dans une position initiale trop éloignée de sa trajectoire stationnaire. Sont données sur la figure 5.10(c) des trajectoires pour les régimes immobile et de pure giration. On voit alors que le vortex se déplace sur les premières nanosecondes de la simulation de sa position initiale à sa position stationnaire, qu'il s'agisse d'un point fixe, ou d'une trajectoire plus complexe comme un cycle limite. Ces états transitoires sont alors à l'origine des fréquences à bas courant de la figure 5.10(a). On peut aussi faire disparaître ces états transitoires en ayant un temps simulé plus long, et en ne prenant les fréquences du signal que entre 100 et 200 ns. En effet, ces états transitoires disparaissent au bout d'un temps inférieur à 100 ns. On ne voit pas ces signaux supplémentaires sur la figure 5.10(b), lorsque l'on prend l'état final d'un pas comme état initial du pas suivant et on voit sur la figure 5.10(d), que les trajectoires du cœur du vortex ne s'éloignent pas du point fixe ou du cycle limite. Ces états transitoires étant purement artéfactuels, ils ne sont pas visibles expérimentalement.

Une autre manière d'aborder la problématique des états initiaux est le sens de balayage lorsque l'état initial est l'état final de l'étape précédente de la simulation. Pour le balayage en fréquence, les cycles limites de début et de fin de simulation sont proches donc le sens de balayage importe peu. Pour le balayage en courant, les cycles limites sont très différents pour des courants de 10, 15 ou 20 mA par exemple. On peut néanmoins vérifier que le sens de balayage importe peu tant que l'on ne change pas la struc-

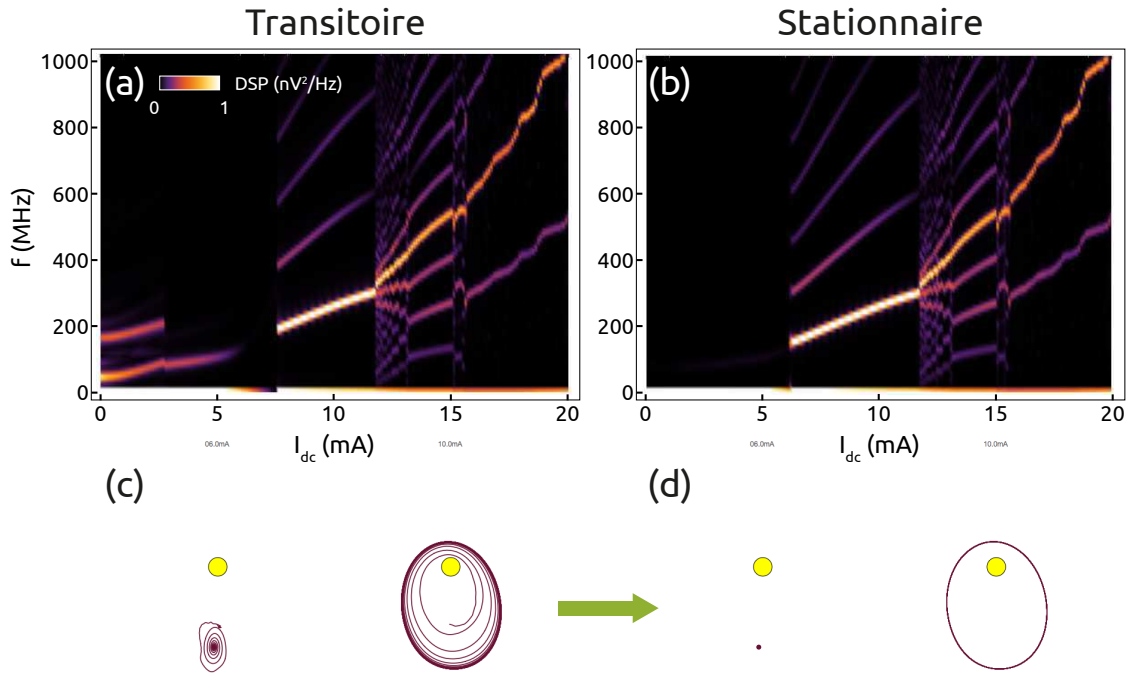


FIGURE 5.10 – (a) Carte de DSP avec le même état initial pour tous les courants : présence d'états transitoires. (b) Carte de DSP avec comme état initial l'état final du pas précédent : absence d'états transitoires. (c) Trajectoires avec les états transitoires. (d) Trajectoires en état stationnaire¹⁰. (a-d) $H_x = 0$ mT.

ture de l'aimantation. En augmentant le courant depuis 6 mA, le signal est le même sauf entre 6 et 8 mA ; le vortex se situe à un point fixe, loin de l'état limite. Il faut donc un couple de transfert de spin assez fort pour le rabattre vers le cycle limite. En augmentant le courant depuis 0 mA, l'aimantation n'étant pas stable pour des courants aussi faibles, d'autres structures magnétiques apparaissent et parasitent la dynamique du vortex par rapport au cas standard. Il en résulte alors un spectre différent.

Le sens de balayage en courant importe donc peu, tant que la structure de l'aimantation est préservée et que le vortex n'est pas dans un point fixe loin du cercle limite.

5.5 Simulations de verrouillage

En ajoutant un signal alternatif i_{ac} , on peut modéliser les expériences de verrouillage¹¹. On peut alors explorer les effets du verrouillage sur l'oscillateur autrement que seulement sur le signal qu'il émet. On étudie les conditions de verrouillage pour lesquelles l'état stationnaire du vortex se trouve dans les régimes immobile, de pure giration, commensurable et incommensurable. On peut observer dans un premier temps l'effet d'un signal externe sur différents régimes sur la figure 5.11.

10. Le point fixe du vortex immobile est grossi pour être visible.

11. Dans Mumax, i_{ac} modifie le courant total dans le nanocontact ainsi que le champ ampérien.

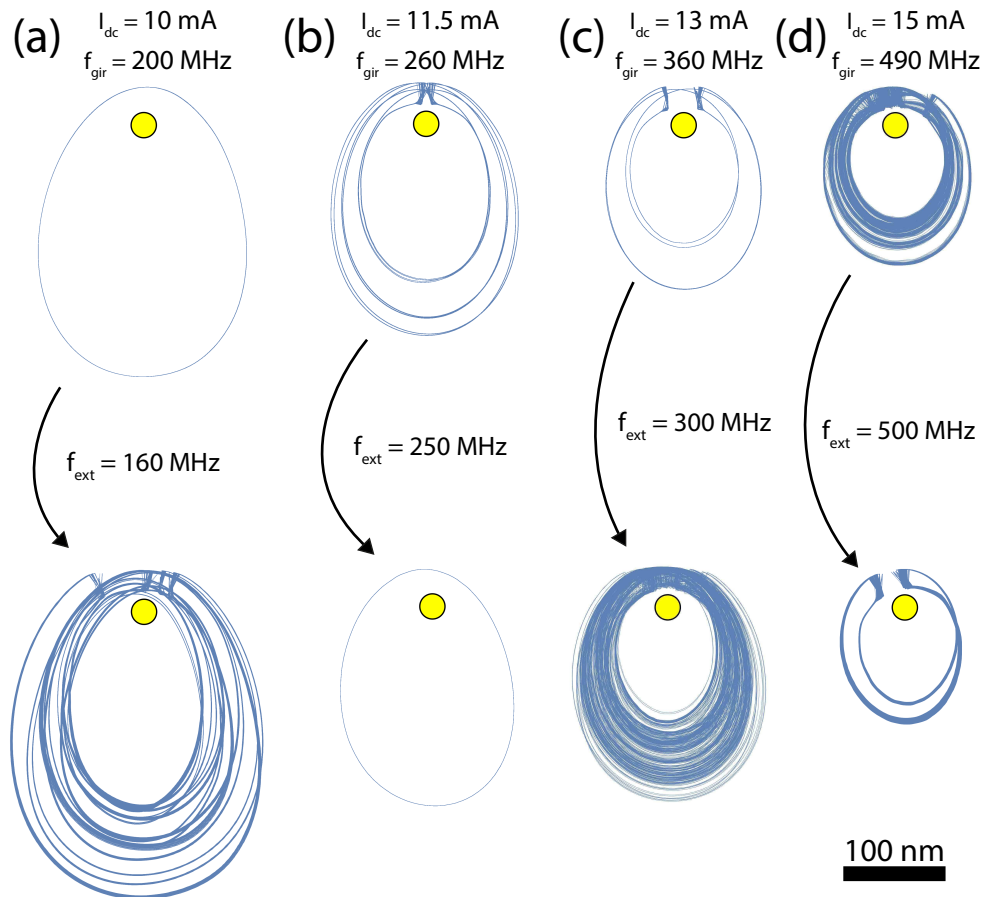


FIGURE 5.11 – Influence de la modulation sur le renversement de cœur du vortex. Il s'agit de trajectoires simulées, celles du dessus correspondant au mouvement sans signal externe, seulement sous un courant continu I_{dc} dont la valeur vaut (a) 10 mA, (b) 11,5 mA, (c) 13 mA et (d) 15 mA. Pour les trajectoires en dessous, on ajoute un signal externe alternatif i_{ac} de 1 mA dont la fréquence f_{ext} vaut (a) 160 MHz, (b) 250 MHz, (c) 300 MHz et (d) 500 MHz. Le régime d'oscillation change de pure giration à incommensurable (a), de commensurable à pure giration (b), de commensurable à incommensurable (c), et d'incommensurable à commensurable (d).

Sur la figure 5.11(a), on a représenté un exemple du régime de pure giration sous un courant continu de 10 mA. On ajoute un signal externe pour lequel $f_{ext} = 160$ MHz et $i_{ac} = 1$ mA, ce qui entraîne l'apparition du renversement de cœur, non synchronisé avec la giration : le vortex oscille alors avec un régime incommensurable.

Sur la figure 5.11(b), l'oscillateur est dans le régime commensurable sous un courant continu I_{dc} de 11,5 mA. En ajoutant un signal pour lequel $i_{ac} = 1$ mA et $f_{ext} = 250$ MHz, on supprime les conditions dans lesquelles se produit le renversement de cœur : le vortex oscille alors en un régime de pure giration.

Sur la figure 5.11(c), l'oscillateur est dans un régime commensurable sous un courant de 13 mA. Cette fois-ci, l'ajout d'un signal externe pour lequel $f_{ext} = 300$ MHz et $i_{ac} = 1$ mA, perturbe le renversement de cœur de manière à ce qu'il ne soit plus

synchronisé avec la giration. La perturbation favorise ou empêche le renversement de cœur, à une fréquence différente de la fréquence propre du renversement de cœur : la trajectoire du vortex devient chaotique. Le régime de ce dernier est donc devenu incommensurable.

Sur la figure 5.11(d), on présente cette fois-ci un régime incommensurable, l'oscillateur étant sous $I_{dc} = 15$ mA, auquel on ajoute un signal externe de fréquence $f_{ext} = 500$ MHz et de courant $i_{ac} = 1$ mA. L'ajout du signal externe transforme le régime incommensurable en régime commensurable : le signal externe impose une fréquence de renversement régulière, et ces renversements périodiques du cœur correspondent à un régime commensurable.

On peut alors voir sur la figure 5.12 des cartes de DSP du vortex dans différents régimes, soumis à une plage de fréquence externe de 100 à 850 MHz. Lorsque le vortex est immobile, aucun signal n'est émis. En effet, il n'y a aucune variation de l'aimantation, et donc aucune variation de la magnétorésistance dans le système. On peut néanmoins étudier l'influence d'un signal externe, pour essayer d'exciter des modes d'oscillations du système. Le courant I_{dc} est trop faible pour qu'il y ait des oscillations auto-entretenues. On peut néanmoins exciter par résonance le vortex en se plaçant proche du seuil en courant de la giration de 7,5 mA. On peut constater de tels résonances sur la figure 5.12(a) pour une fréquence externe f_{ext} inférieure à 300 MHz, en particulier pour $f_{ext} = f_{res}$ ou $f_{ext} = 2f_{res}$ où f_{res} est la fréquence de résonance de l'oscillateur. On utilise pour cela $I_{dc} = 6$ mA et $i_{ac} = 1$ mA. On peut voir plus en détail de telles résonances non-linéaires dans la section 5.6, en particulier sur la figure 5.15 où i_{ac} est balayé.

Le signal externe est visible pour toute fréquence externe sur la figure 5.12(a). Sur les figures 5.12(b-d), le signal externe semble plus intense au-delà de 700 MHz, et est moins visible en deçà de 700 MHz. Il faut rappeler dans la simulation quel élément de l'aimantation oscille à la fréquence externe f_{ext} . Il ne s'agit pas du vortex car lorsque l'on effectue une simulation pour laquelle l'aimantation initiale est un vortex seul, sans que celle-ci boucle sur les bords pour former à l'infini un état uniforme [Fig. 5.13(a)], alors on n'observe pas sur le spectre de fréquence correspondant à f_{ext} . Ce qui ne veut pas dire pour autant que f_{ext} n'a pas d'influence sur l'aimantation du système, elle peut modifier les fréquences de giration et de renversement de cœur du vortex mais aucun élément de l'aimantation ne va osciller à f_{ext} . C'est donc bien soit l'antivortex soit la prolongation de ce dernier [Fig. 5.13(b)] qui réagit à f_{ext} , étant donné que dans ce cas-là une fréquence correspondant à f_{ext} apparaît dans le spectre. Le forçage semble être plus efficace au delà de 700 MHz et en deçà de 300 MHz sur ces parties de l'aimantation sur les simulations représentées sur les figures 5.12(b-d). Cette différence d'efficacité n'est pas comprise à ce jour.

On considère maintenant le régime de pure giration, sous un courant continu de

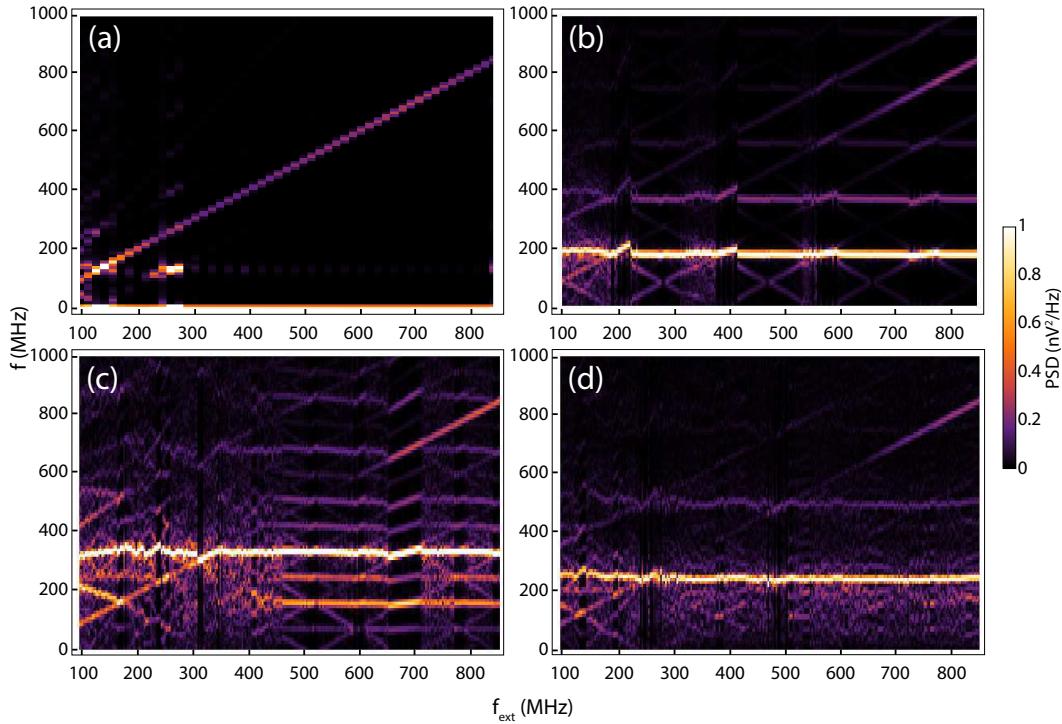


FIGURE 5.12 – Verrouillage par un signal externe de $i_{ac} = 1$ mA et de f_{ext} variant entre 100 et 850 MHz. (a) Régime immobile, $I_{dc} = 6$ mA. (b) Régime de pure giration, $I_{dc} = 10$ mA. (c) Régime commensurable, $I_{dc} = 13$ mA. (d) Régime incommensurable, $I_{dc} = 11,5$ mA. (a-d) $\mu_0 H_x = 2$ mT.

10 mA, qui entraîne une fréquence de giration f_{gir} de 200 MHz. On a utilisé un signal alternatif i_{ac} de 1 mA, légèrement plus haut que ce qui a été choisi expérimentalement pour pouvoir voir davantage les bandes latérales de la modulation. La fréquence de ce signal externe a par ailleurs été modulée de 100 à 850 MHz. Le résultat de la simulation micromagnétique avec ces paramètres est montré sur la figure 5.12(b). Lorsque f_{ext} est inférieur à f_{gir} , on peut clairement observer les effets de la modulation dans la DSP. En effet, la courbe $f = f_{ext}$ n'est pas seulement accompagnée par $f = f_{gir} + f_{ext}$ et $f = f_{gir} - f_{ext}$, mais aussi par $f = 2f_{gir} - f_{ext}$ et $f = 3f_{gir} - f_{ext}$, bien que plus faiblement. On peut aussi légèrement voir les bandes $2f_{ext} - f_{gir}$ ou $f_{gir} - 2f_{ext}$. Par ailleurs, on peut observer un verrouillage de phase sur une plage de 25 MHz lorsque $f_{ext} \approx f_{gir}$. On voit pour $f_{ext} \approx f_{gir}$ un segment de courbe d'équation $f = 2f_{ext}$ à la première harmonique. Comme pour les mesures expérimentales, on observe un verrouillage de phase à $f_{ext} = 2f_{gir}$, $f_{ext} = 3f_{gir}$ etc, où pour chaque harmonique l'entraînement de la fréquence de giration varie selon $f_{gir} = f_{ext}/(n+1)$ où n correspond à la $n^{\text{ème}}$ harmonique. Cela est accompagné par des signaux $f = (n+1)f_{gir} - f_{ext}$, et qui sont davantage visibles pour des fréquences inférieures à celle de giration, c'est-à-dire $f < f_{gir}$. Alors que la plupart de ces fréquences correspondent à celles prédites par le modèle simple décrit en partie 4.4.1, on peut voir qu'il y a d'autres fréquences supplémentaires non expliquées par le modèle. On peut alors supposer qu'il s'agit d'ordres plus élevés de modulation, qui

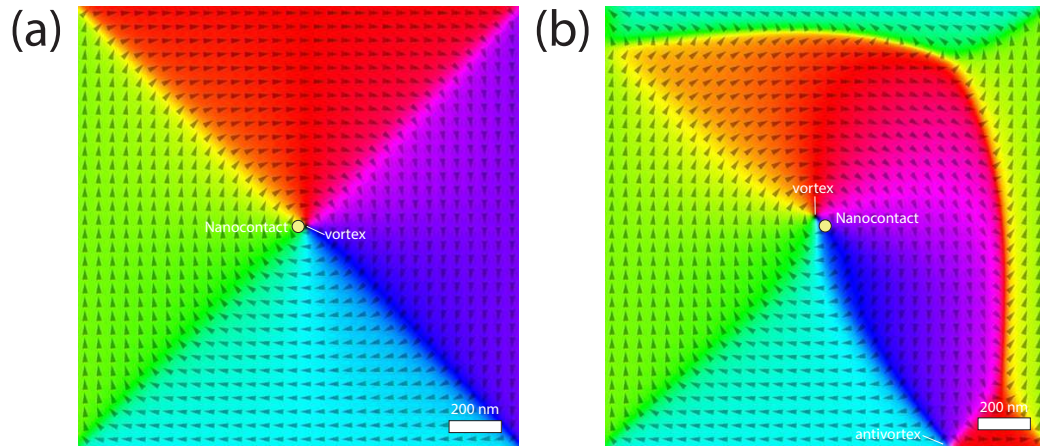


FIGURE 5.13 – Distributions de l'aimantation. (a) Vortex. (b) Vortex, antivortex et paroi.

pourraient être alors prévus par un modèle incluant ces ordres plus élevés.

La simulation représentée sur la figure 5.12(c) montre un comportement similaire aux courbes expérimentales de la partie 4.4.3, différant cependant par la présence d'un changement de régime sur une large plage que nous n'avons pas observé lors de nos mesures. En effet, le système passe d'un régime commensurable à un régime incommensurable, particulièrement autour de la plage de verrouillage de phase. Entre 260 et 310 MHz et entre 350 et 400 MHz, il n'y a ni verrouillage de phase, ni présence du régime commensurable. On observe un élargissement des raies spectrales caractéristique du régime incommensurable. Nous reviendrons plus en détail sur le verrouillage dans la partie 5.7.

Sur la figure 5.12(d) où est simulée l'injection d'un courant alternatif plus élevé dans un vortex en régime incommensurable, on peut observer une plage de verrouillage de phase de 30 MHz entre f_{ext} et f_{gir} . Des bandes latérales de modulation sont aussi visibles à basse fréquence. Les paramètres de la figure 5.12(d) sont un courant continu de 11,5 mA et un courant alternatif de 1 mA, variant de 100 à 850 MHz. On observe alors que le signal émis par l'oscillateur est plus intense à la fréquence f_{gir} et ses harmoniques, mais que des signaux sont présents à de nombreuses autres fréquences en raison du régime incommensurable. Lorsque $f_{\text{ext}} = f_{\text{gir}}$ ou $f_{\text{ext}} = 2f_{\text{gir}}$, on ne voit pas de nette variation de f_{gir} comme en régime commensurable ou de pure giration. On observe cependant une légère diminution de l'intensité des autres fréquences au voisinage de $f_{\text{ext}} = f_{\text{gir}}$. Ainsi, on observe l'absence de verrouillage clair lorsque le vortex est dans un régime chaotique. On observe quelques fréquences issues de la modulation de f_{ext} et de f_{gir} pour des fréquences inférieures à 200 MHz.

5.6 Variation de la force de couplage

Les simulations micromagnétiques nous permettent d'accéder à un paramètre sur lequel nous n'avions que peu de latitude expérimentalement, en raison de limites expérimentales sur le montage et l'échantillon¹². Ce paramètre est la force de couplage du signal externe injecté dans l'oscillateur à nanocontact. En effet, on peut varier l'amplitude du courant alternatif i_{ac} envoyé dans l'oscillateur et qui correspond à cette force de couplage. En faisant cela, que ce soit lorsque l'on balaye en courant continu I_{dc} ou en fréquence externe f_{ext} , on observe une augmentation de la plage de verrouillage. On peut observer cela sur la figure 5.14, sur laquelle sont donnés quatre jeux de paramètres précisés en légende, où i_{ac} vaut 0,5 mA pour les figures de gauche et 1,5 mA pour celles de droite. On observe alors généralement une augmentation de la plage de verrouillage avec l'amplitude du verrouillage.

Cela peut se comprendre en observant un cas proche, celui des oscillateurs à nanopiliers. Dans ces derniers, on peut relier la largeur de la plage de verrouillage Δf_{verr} par la formule suivante [Gri15] :

$$\Delta f_{verr} = \sqrt{1 + \nu^2} \frac{F_e}{2\pi\sqrt{q_0}} \quad (5.19)$$

où ν est un paramètre quantifiant la non-linéarité de l'oscillateur, F_e est la force de couplage entre le signal externe et l'oscillateur, et q_0 est la puissance des oscillations entretenues, c'est-à-dire dans le cas où l'oscillateur est seulement soumis à I_{dc} . Ainsi, en supposant qu'il existe une relation similaire pour les oscillateurs à nanocontact, on peut supposer que la plage de verrouillage augmente avec la force de couplage. C'est ici bien ce que l'on observe sur la figure 5.14 : augmenter i_{ac} augmente Δf_{verr} .

On voit par ailleurs, en particulier sur les figures 5.14(a,b,e-h), qu'il est possible d'opérer un verrouillage de phase à des fréquences multiples ou fractionnaires de la fréquence principale du signal ou fréquence de giration f_{gir} , c'est-à-dire pour $f = 2f_{ext}$ ou pour $2f = f_{ext}$, comme l'ont déjà montré dans des échantillons différents d'autres études [UTTS10, QSF⁺11, SKB⁺17a]. Cela ne fait que confirmer ce que nous avons observé expérimentalement à la section 4.4. Ces plages de verrouillage sont plus larges pour l'ordre 1:1 que pour les autres ordres, mais les plages de ces derniers augmentent aussi avec i_{ac} .

Cependant, ce que nous n'avions pas observé dans nos mesures avec autant de clarté, c'est ce que l'on peut apercevoir sur les figures 5.14(a,b). En effet, on observe que sur les fréquences inférieures à la plage de verrouillage $f_{ext} = f_{gir}$, le régime du

12. Le faible signal sur bruit de l'échantillon empêche d'augmenter trop fortement le courant alternatif : lorsque l'on veut augmenter la puissance du signal alternatif du synthétiseur, la puissance du bruit de fond aux autres fréquences augmentent aussi (par paliers) jusqu'à noyer le signal de l'échantillon.

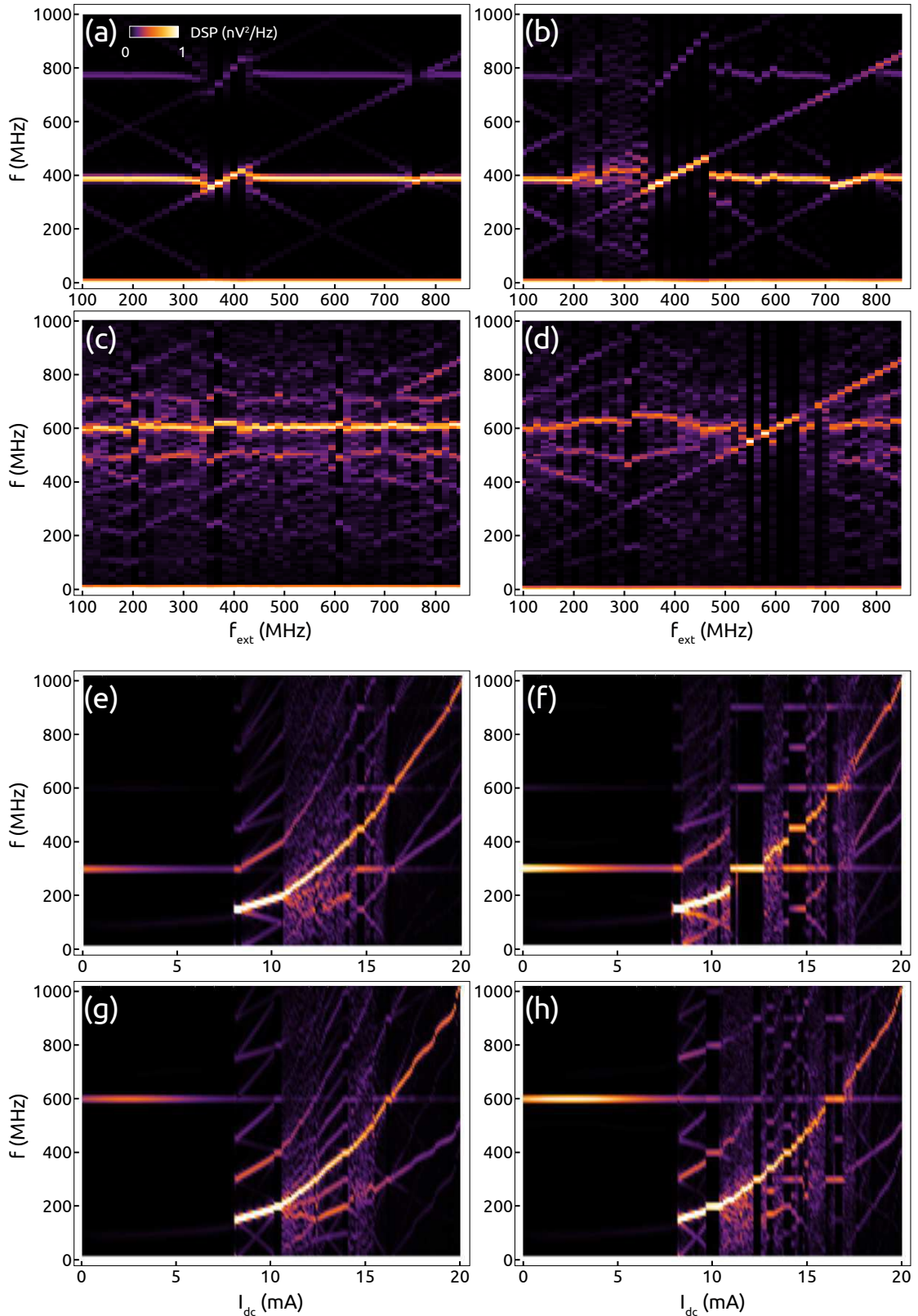


FIGURE 5.14 – Cartes de DSP dans quatre configurations avec i_{ac} faible (à gauche) ou élevé (à droite). Augmenter i_{ac} élargit les plages de verrouillage, et peut changer le régime d'oscillation du vortex. (a) $I_{\text{dc}} = 13 \text{ mA}$, $i_{\text{ac}} = 0,5 \text{ mA}$, (b) $I_{\text{dc}} = 13 \text{ mA}$, $i_{\text{ac}} = 1,5 \text{ mA}$, (c) $I_{\text{dc}} = 17 \text{ mA}$, $i_{\text{ac}} = 0,5 \text{ mA}$, (d) $I_{\text{dc}} = 17 \text{ mA}$, $i_{\text{ac}} = 1,5 \text{ mA}$, (e) $f_{\text{ext}} = 300 \text{ MHz}$, $i_{\text{ac}} = 0,5 \text{ mA}$, (f) $f_{\text{ext}} = 300 \text{ MHz}$, $i_{\text{ac}} = 1,5 \text{ mA}$, (g) $f_{\text{ext}} = 600 \text{ MHz}$, $i_{\text{ac}} = 0,5 \text{ mA}$, (h) $f_{\text{ext}} = 600 \text{ MHz}$, $i_{\text{ac}} = 1,5 \text{ mA}$. (a-h) $\mu_0 H_x = 0 \text{ mT}$.

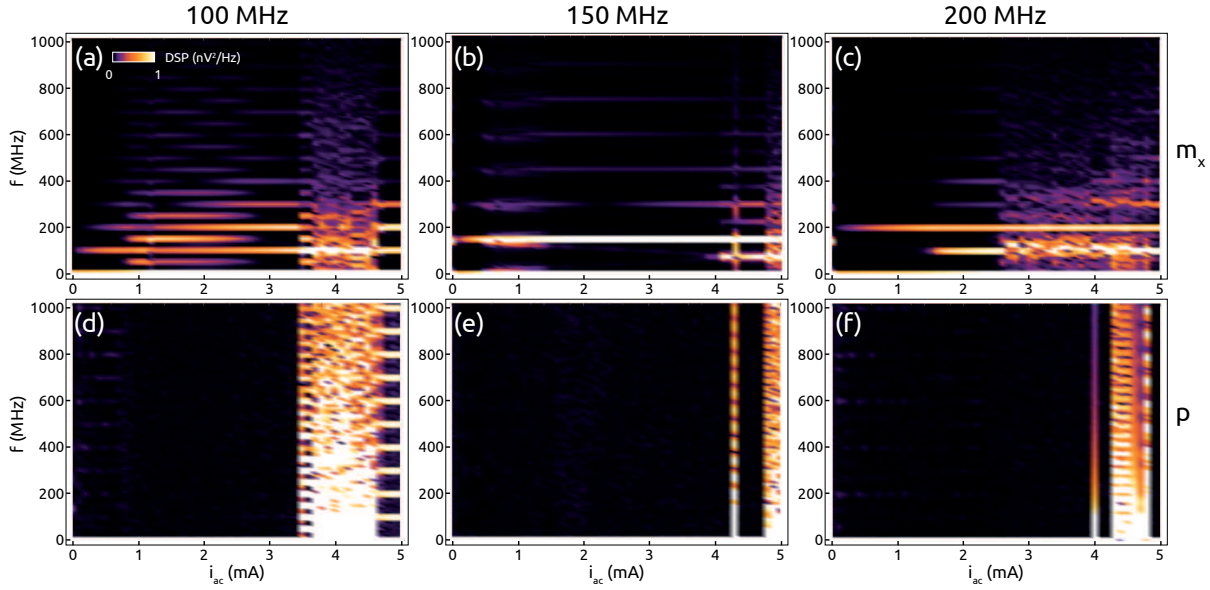


FIGURE 5.15 – Cartes de DSP de (a-c) l'aimantation dans le plan et de (d-f) la polarité du cœur de vortex pour une fréquence f_{ext} de 100 MHz (a,d), 150 MHz (b,e) et 200 MHz (c,f). Des modes de résonance ou d'excitation de la giration apparaissent lorsque i_{ac} augmente. (a-f) $I_{\text{dc}} = 6$ mA, $\mu_0 H_x = 0$ mT.

vortex change. Le vortex qui est dans un régime de pure giration voit sa dynamique être modifiée, passant d'un régime de pure giration à chaotique, comme sur la figure 5.14(b). Cette plage de régime chaotique augmente elle aussi avec i_{ac} . Elle semble bloquer l'extension de la plage de verrouillage sur les fréquences inférieures à $f_{\text{ext}} = f_{\text{gir}}$. L'apparition d'une telle plage chaotique a déjà été observé expérimentalement par du Hamel de Milly [DHdM17] dans un système différent.

On peut par ailleurs fixer I_{dc} et f_{ext} et incrémenter progressivement l'amplitude de i_{ac} . On a simulé sur la figure 5.15 un vortex immobile avec un courant continu I_{dc} de 6 mA, et un courant alternatif i_{ac} de fréquence f_{ext} valant successivement 100 MHz [Figs. 5.15(a,d)], 150 MHz [Figs. 5.15(b,e)], 200 MHz [Figs. 5.15(c,f)]. i_{ac} est progressivement augmenté pour chaque carte de DSP de 0 à 5 mA par pas de 0,1 mA. On a par ailleurs ajouté sur cette figure des cartes de DSP de la polarisation du cœur de vortex [Figs. 5.15(d-f)]. L'obtention de la polarisation du cœur de vortex et sa transcription en DSP sont plus détaillées dans la partie 5.8.1.

La DSP de la polarisation du cœur de vortex montre clairement l'apparition du renversement de cœur pour de forts courants i_{ac} . Nous nous sommes placés juste en dessous du seuil de giration, car il nous a semblé probable que l'ajout d'un faible courant externe puisse exciter le vortex plus facilement à $I_{\text{dc}} = 6$ mA que pour des courants plus faibles. Par ailleurs, il y a une moins grande probabilité que le vortex disparaissent à 6 mA qu'à des courants plus faibles.

On observe alors la présence de ce que l'on pourrait qualifier d'excitation non-

linéaire du vortex. En effet, sur la figure 5.15(a), on observe la présence d'une excitation avec des fréquences d'ordre 1:2 pour i_{ac} entre 1 et 3 mA environ alors que les fréquences de renversement de cœur ne sont pas visibles sur 5.15(d). On observe le même phénomène dans une moindre mesure entre les figures 5.15(b) et 5.15(e) et entre les figures 5.15(c) et 5.15(f). Sur la figure 5.15(c), on observe la présence de ce qui s'apparente à un signal plus chaotique entre 2,5 et 4 mA environ alors que les fréquences de renversement de cœur ne sont pas visibles sur 5.15(f). Ces nouveaux signaux sont soit des résonances ou excitations de la giration et éventuellement du renversement de cœur dues aux perturbations du signal extérieur, soit des résonances provenant des autres zones de l'aimantation tels que l'antivortex.

5.7 Langues d'Arnold

Dans la section précédente, nous avons discuté de l'influence de la force de couplage sur la dynamique du vortex, c'est-à-dire la variation de la plage de verrouillage par la valeur de i_{ac} . On peut résumer l'ensemble de ces effets par des langues d'Arnold, qui représentent des diagrammes de phase permettant de relier la largeur¹³ des plages de verrouillage à la puissance du couplage¹⁴ et à la fréquence d'un des oscillateurs en jeu, que ce soit la fréquence f_{ext} de l'oscillateur externe (le synthétiseur) ou la fréquence f_{gir} de l'oscillateur verrouillé (l'oscillateur à transfert de spin). Cela se traduit sur les figures 5.16 par un graphe avec différents niveaux de verrouillage pour le régime de l'échantillon en fonction de i_{ac} (la force de couplage) et soit de f_{ext} , soit de I_{dc} ¹⁵.

Sur la figure 5.16, on observe alors deux schémas ; la figure 5.16(a) est une langue d'Arnold en fonction de I_{dc} , avec une fréquence externe f_{ext} fixée à 600 MHz ; la figure 5.16(b) est une langue d'Arnold en fonction de f_{ext} , avec un courant continu I_{dc} fixé à 13 mA. Ce courant et cette fréquence correspondent aux langues d'Arnold les plus intéressantes sur l'ensemble des valeurs de courant et de fréquence étudiées. Ainsi, on peut faire plusieurs observations. Premièrement, il existe plusieurs ordres de verrouillage. L'ordre dont la largeur Δf_{verr} ou ΔI_{verr} est la plus grande et qui apparaît pour le plus faible couplage i_{ac} est généralement l'ordre 1:1 ($1f_{ext} = 1f_{gir}$). Ensuite, la largeur de la plage de verrouillage augmente avec la force de couplage i_{ac} . Finalement, les plages de chaque régime varient avec i_{ac} : si les plages de verrouillage augmentent avec i_{ac} , cela se fait au détriment des plages des régimes non verrouillés. De plus, un régime peut prendre le pas sur un autre et s'élargir au détriment de ce dernier. Ces

13. Δf_{verr} ou ΔI_{verr} , selon que la carte de DSP soit tracée selon f_{ext} ou I_{dc} respectivement.

14. On peut même étendre le concept de langue d'Arnold pour avoir le régime d'oscillation au lieu de Δf , en fonction de i_{ac} et de f_{ext} ou de I_{dc} .

15. On trace en fonction de I_{dc} plutôt que de f_{gir} car on peut plus facilement modifier avec Mumax le courant I_{dc} que f_{gir} (qui varie néanmoins avec I_{dc}). Par ailleurs, cela permet d'observer l'effet de l'augmentation de i_{ac} sur différents régimes d'oscillation du vortex.

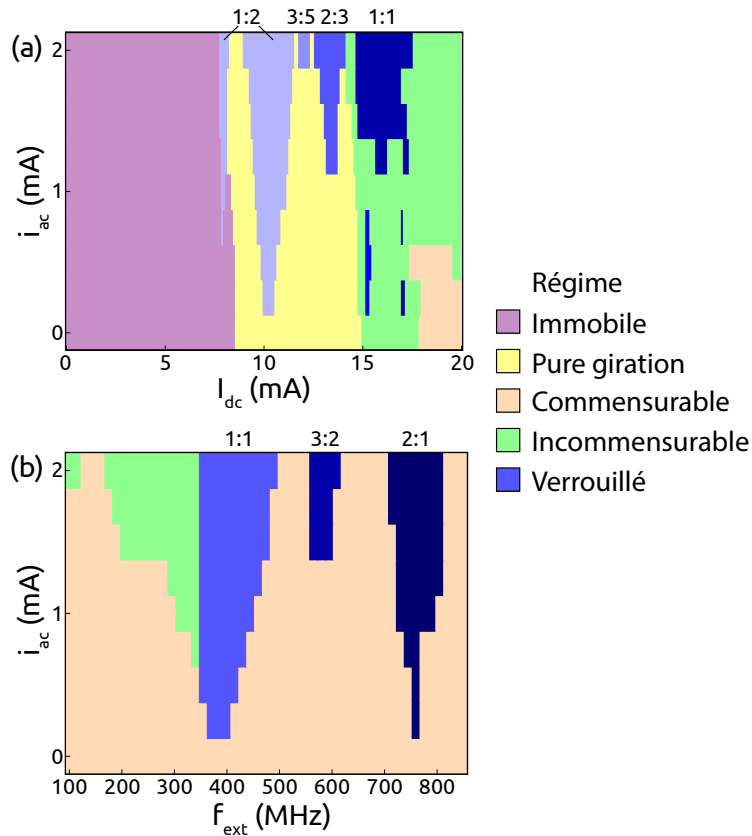


FIGURE 5.16 – (a) Langue d’Arnold pour $f_{\text{ext}} = 600$ MHz, en fonction de I_{dc} et de i_{ac} . (b) Langue d’Arnold pour $I_{\text{dc}} = 13$ mA, en fonction de f_{ext} et de i_{ac} . (a-b) Les couleurs sont associées aux régimes suivants : verrouillage d’ordres différents en nuances de bleu ; régime immobile en violet ; pure giration en jaune ; régime commensurable en orange ; régime incommensurable en vert. L’ordre $x:y$ correspond à $f_{\text{verrouillée}}/f_{\text{ext}} = x/y$. Les plages de verrouillage augmentent avec i_{ac} , ainsi que les plages de régime incommensurable qui ont tendance à prendre le pas sur le régime commensurable. $\mu_0 H_x = 0$ mT.

résultats sont classiques lorsque l’on trace des langues d’Arnold.

On peut tracer l’évolution de la taille des plages de verrouillage avec le courant alternatif i_{ac} , tel que sur la figure 5.17 et tester quantitativement l’équation 5.19. On donne la largeur de la plage de verrouillage en fréquence Δf_{verr} ou en courant ΔI_{verr} en fonction de i_{ac} pour différentes valeurs de courant continu I_{dc} [Fig. 5.17(a)] ou de fréquence externe f_{ext} [Fig. 5.17(c)] respectivement.

On observe dans tous les cas une croissance de la plage de verrouillage avec i_{ac} . Cependant, si l’on regroupe par régime les différentes simulations [Figs. 5.17(b,d)], on observe des tendances différentes. En régime de pure giration, la croissance de cette plage est rapide dans un premier temps puis augmente plus lentement dans un second temps, comme on peut le voir sur les courbes bleues des figures 5.17(b,d). En régime commensurable, la plage de verrouillage augmente plus lentement qu’en régime de pure giration, mais peut finalement atteindre la même taille à partir d’une certaine va-

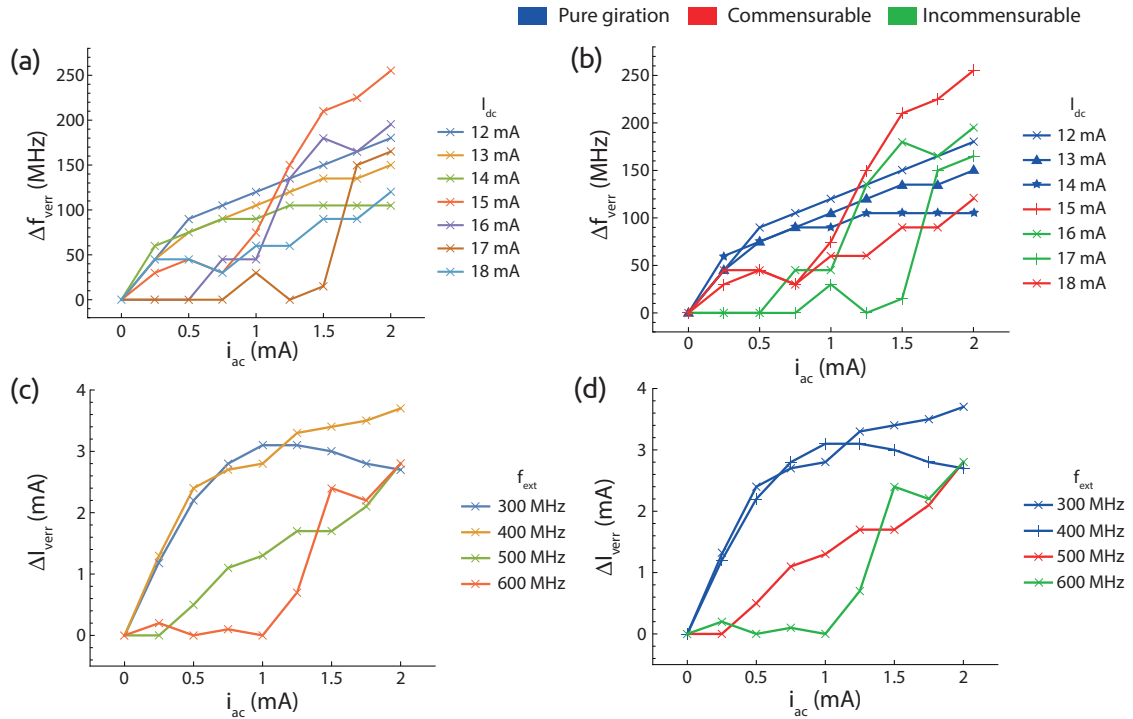


FIGURE 5.17 – Évolution des plages de verrouillage Δf_{verr} (a,b) ou ΔI_{verr} (c,d) à l'ordre 1:1 selon I_{dc} pour respectivement différentes valeurs de i_{ac} (a,b) ou de f_{ext} (c,d). (b,d) Les différentes simulations sont regroupées par régime : la croissance est rapide en régime de pure giration, modérée en régime commensurable, nulle puis rapide en régime incommensurable. (a-d) $\mu_0 H_x = 0$ mT.

leur de couplage, comme on peut le voir sur les courbes en rouge des figures 5.17(b,d). En régime incommensurable, le verrouillage n'a pas lieu pour de faibles valeurs de i_{ac} , mais à partir d'un certain seuil en i_{ac} la plage de verrouillage augmente très rapidement pour atteindre des largeurs similaires aux autres régimes, comme on peut le voir sur les courbes vertes des figures 5.17(b,d). L'équation 5.19 n'est pas vérifiée pour ces oscillateurs à nanocontact.

Le verrouillage dépend donc du régime d'oscillation du vortex : le chaos empêche le verrouillage d'avoir lieu pour un signal externe faible et la plage de verrouillage croît avec l'intensité du signal externe à des rythmes différents selon le régime.

5.8 Le renversement de cœur

5.8.1 Fréquences de la polarité

Nous avons étudié la densité spectrale associée au renversement de cœur. On peut calculer les fréquences liées à la variation de la polarisation à partir de la transformée de Fourier de la série temporelle. La figure 5.18 montre une comparaison des fré-

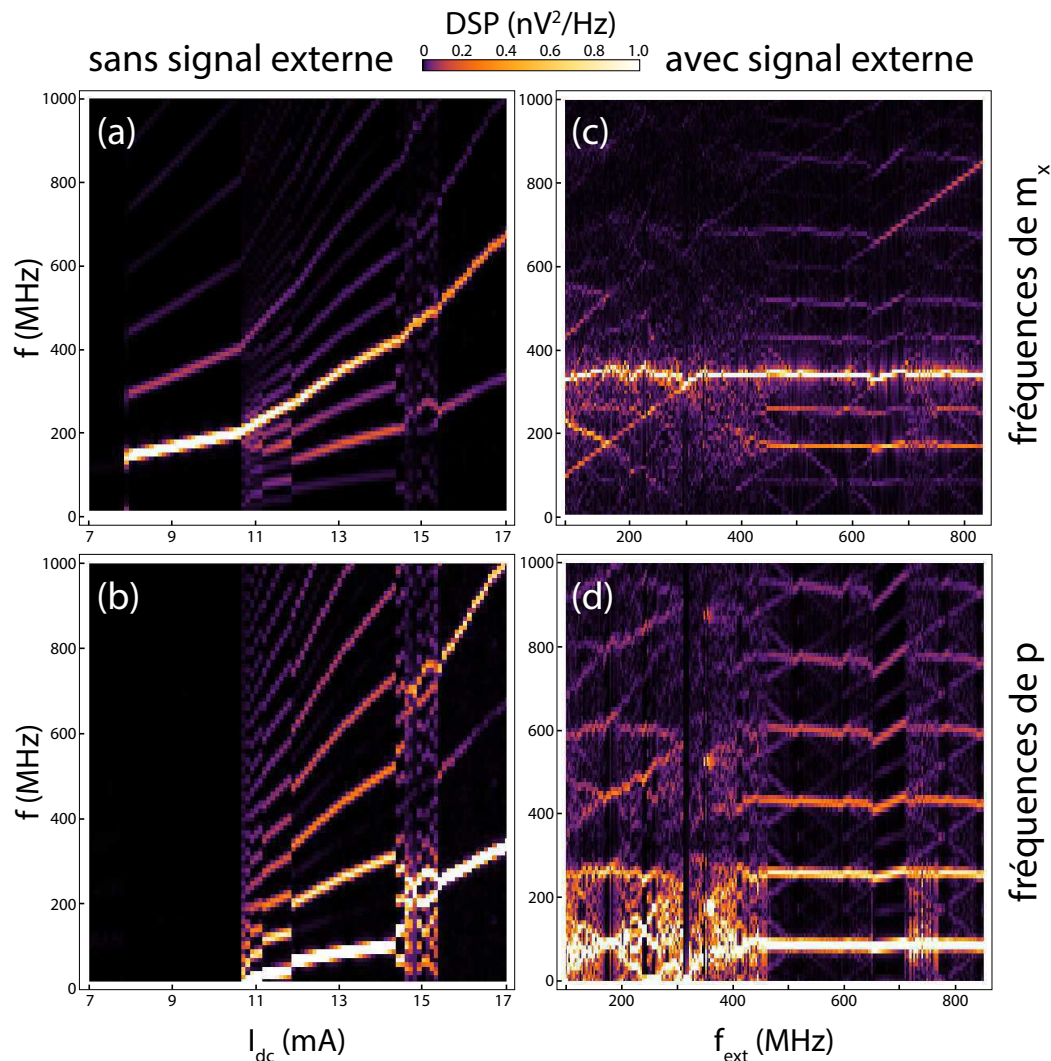


FIGURE 5.18 – Cartes de DSP de la magnétorésistance (a,c) et de la polarisation (b,d) alors que (a,b) le courant continu est balayé sans signal externe ou alors que (c,d) la fréquence externe varie avec un courant continu de 13 mA. Le signal de la polarisation du cœur ne comporte que des harmoniques impaires, ou des harmoniques paires très faibles. (a-d) $\mu_0 H_x = 2$ mT.

quences obtenues à partir de l'aimantation planaire m_x et à partir de la polarisation p , en fonction du courant continu I_{dc} [Figs. 5.18(a,b)], ou de la fréquence f_{ext} du signal externe [Figs. 5.18(c,d)]. Sans forçage, on peut observer deux seuils en courant pour les oscillations du vortex : un à 8 mA environ [Fig. 5.18(a)], alors que des fréquences apparaissent selon m_x et non pas selon la polarisation p , indiquant une giration sans renversement ; et un autre à 10,5 mA environ [Figs. 5.18(a,b)], pour lequel on constate l'apparition du renversement de cœur par les fréquences qu'il génère. Ces deux figures montrent clairement que le renversement de cœur est bien à l'origine de la modulation intrinsèque au système à partir de 10,5 mA.

Cependant, on observe une différence entre les spectres de la magnétorésistance et de la polarisation : seules les harmoniques impaires de f_{cr} sont visibles dans la DSP

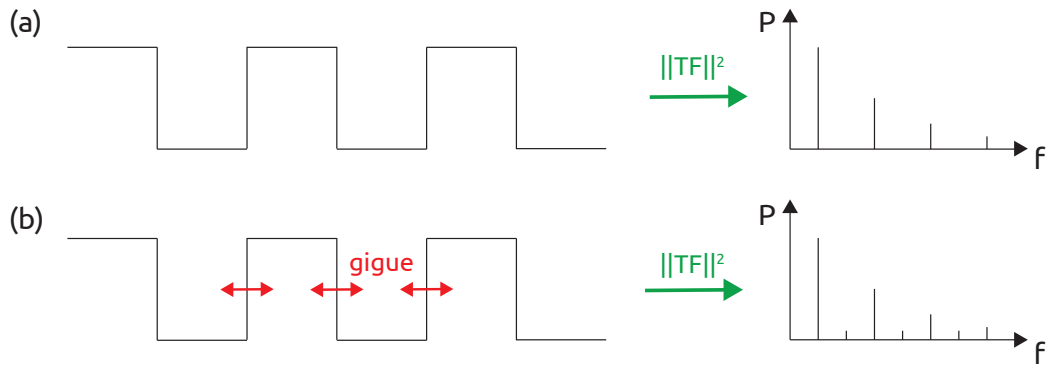


FIGURE 5.19 – (a) Représentation d’un signal carré et des fréquences correspondantes après transformation de Fourier. (b) Présence de gigue (ou jitter) sur le signal carré entraînant des harmoniques paires.

de la polarisation alors que toutes les harmoniques, paires et impaires, apparaissent sur la DSP de la magnétorésistance. Étant donné que le signal de la polarisation p du cœur est proche d’un signal carré, sa série de Fourier ne contient que des harmoniques impaires. En effet, elle vaut :

$$x_{\text{carré}}(t) = \frac{4}{\pi} \left(\sin(2\pi f t) + \frac{1}{3} \sin(2\pi 3 f t) + \frac{1}{5} \sin(2\pi 5 f t) + \dots \right) \quad (5.20)$$

Si quelques fluctuations sur le renversement de cœur apparaissent, alors des harmoniques paires peuvent apparaître comme on peut l’apercevoir sur la figure 5.18(b) au delà de 15,5 mA et sur la figure 5.19¹⁶.

D’autre part, le spectre de la magnétorésistance comprend la giration du vortex, d’où vient le terme dominant de la DSP, suivi de la fréquence de renversement de cœur et des différents ordres de modulation entre ces deux fréquences. Cela indique que les courbes d’équation telles que $f = 2f_{\text{cr}}$ sur la figure 5.18(b) à $I_{\text{dc}} = 16$ mA viennent du second ordre de modulation entre la giration et le renversement de cœur ou de gigue sur le renversement de cœur comme sur la figure 5.19(b), car le renversement de cœur ne pourrait générer par lui-même une harmonique paire s’il était un signal carré sans gigue.

Est présentée sur les figures 5.18(c) et 5.18(d) une étude similaire pour un courant continu fixe de 13 mA, où la fréquence de modulation est balayée de 100 à 850 MHz. Des effets de modulation similaires à ceux décrits précédemment sont observés, excepté autour de la plage de verrouillage de phase où d’autres fréquences de renversement de cœur apparaissent de manière à ce que le signal ne soit plus pur, et que la fréquence principale de renversement de cœur f_{cr} diminue. Ceci est la conséquence de l’entrave du renversement de cœur par le signal externe, qui prolonge en moyenne

16. En simulation ces fluctuations sont probablement liées à des artefacts numériques dus à la discrétisation. Ils ne peuvent venir de la température car on a $T = 0$ K. Expérimentalement, ces fluctuations proviennent de l’agitation thermique.

le temps entre deux évènements de renversement et rend le vortex chaotique. Ainsi, on observe que les fréquences de modulation disparaissent autour du verrouillage d'ordre 1:1 dans la DSP de la magnétorésistance.

5.8.2 Localisation du renversement de cœur

Nous analysons maintenant les coordonnées spatiales du cœur de vortex au moment où la polarité se renverse. Ainsi sont tracées sur la figure 5.20 les coordonnées de début et de fin de renversement de cœur avec la trajectoire correspondante. On définit les positions de début et de fin en regardant dans les données la position du vortex lorsque la polarisation p du cœur de vortex passe de +1 ou -1 ou inversement. x_{dep} et y_{dep} sont alors les coordonnées du cœur de vortex avant le changement de polarité. x_{arr} et y_{arr} sont les coordonnées du cœur de vortex après le changement de polarité. Les coordonnées (0,0) correspondent au centre du nanocontact.

On observe alors que la zone dans laquelle se produit le renversement de cœur est relativement limitée lorsque le régime est commensurable : les évènements de renversement sont peu dispersés. Lorsque le régime est incommensurable, on observe que les évènements de renversement sont alors bien plus dispersés, que ce soit avec ou sans signal externe.

On peut extraire la distance Δr parcourue par le cœur¹⁷ pendant le renversement de cœur, ainsi que d'éventuelles corrélations entre les positions initiales et finales du vortex. On définit Δr par :

$$\Delta r = \sqrt{(x_{\text{arr}} - x_{\text{dep}})^2 + (y_{\text{arr}} - y_{\text{dep}})^2} \quad (5.21)$$

Sur la figure 5.21(b), on observe l'évolution de la distance moyenne entre début et fin de renversement de cœur ; on voit que Δr diminue avec l'augmentation de I_{dc} , quelle que soit la fréquence de forçage utilisée. De même, la distance r_{dep} par rapport au nanocontact au début du renversement de cœur diminue de manière similaire comme on peut le voir sur la figure 5.21(a). Il en va de même pour r_{arr} la distance au nanocontact à la fin du renversement de cœur. On définit r_{dep} et r_{arr} par :

$$r_{\text{dep}} = \sqrt{x_{\text{dep}}^2 + y_{\text{dep}}^2} \quad (5.22)$$

$$r_{\text{arr}} = \sqrt{x_{\text{arr}}^2 + y_{\text{arr}}^2} \quad (5.23)$$

17. Il faut noter que ces positions et distances ne sont que des estimations : Mumax effectue des interpolations sur des cellules de $2,5 \times 2,5 \text{ nm}^2$. On peut alors estimer l'incertitude sur les positions et les distances comme étant de l'ordre de 1 nm.

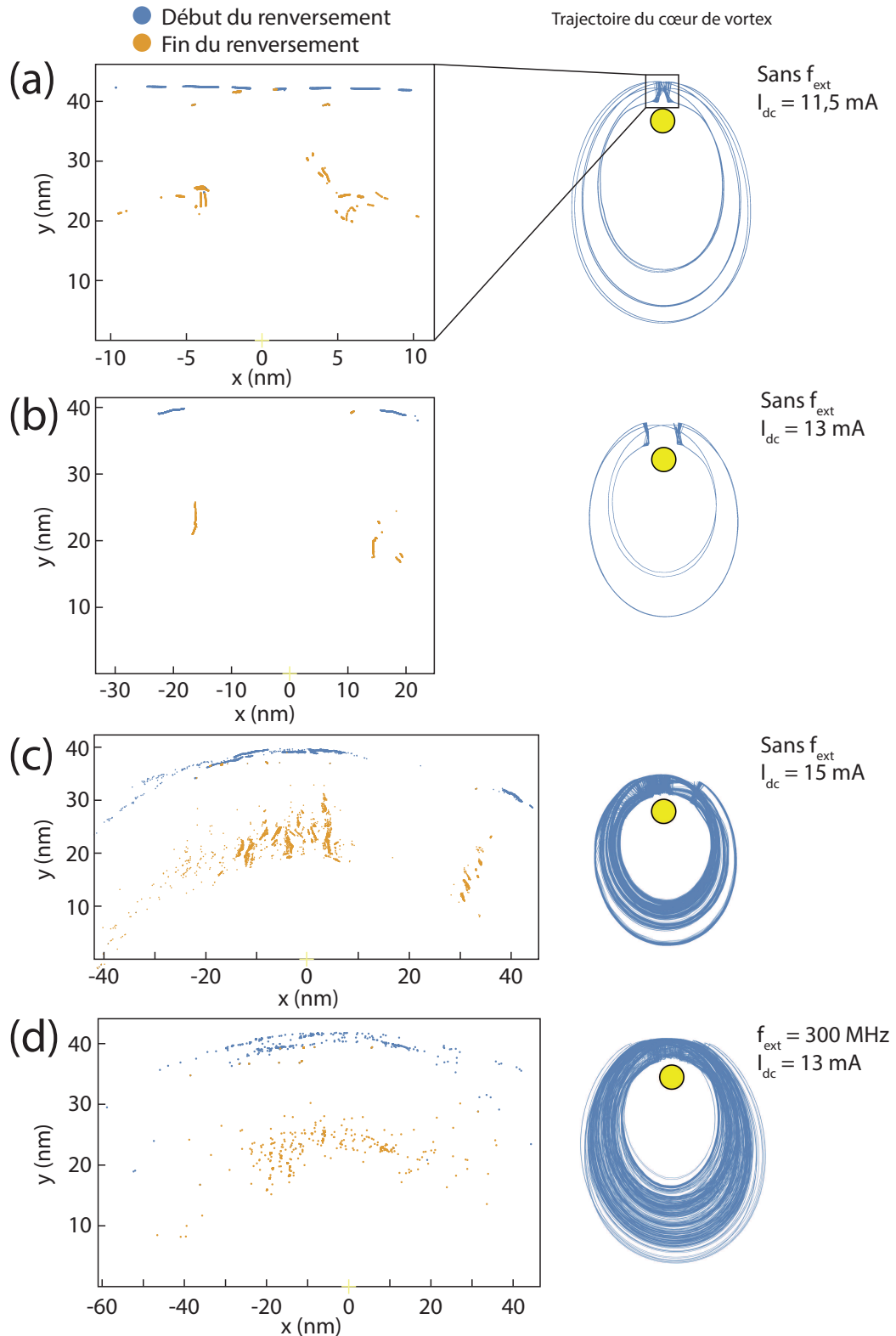


FIGURE 5.20 – Début et fin du renversement de cœur et trajectoire autour du nanocontact correspondant pour différentes conditions. Sans signal externe pour I_{dc} à 11,5 mA (a), 13 mA (b) ou 15 mA (c); avec un signal externe à $f_{\text{ext}} = 300 \text{ MHz}$ et I_{dc} à 13 mA (d). Lieux de renversement définis sur une faible région pour les régimes commensurables (a,b) et sur une plus large région pour les régimes incommensurables (c,d). Le temps simulé est de $10 \mu\text{s}$. (a-d) $\mu_0 H_x = 2 \text{ mT}$.

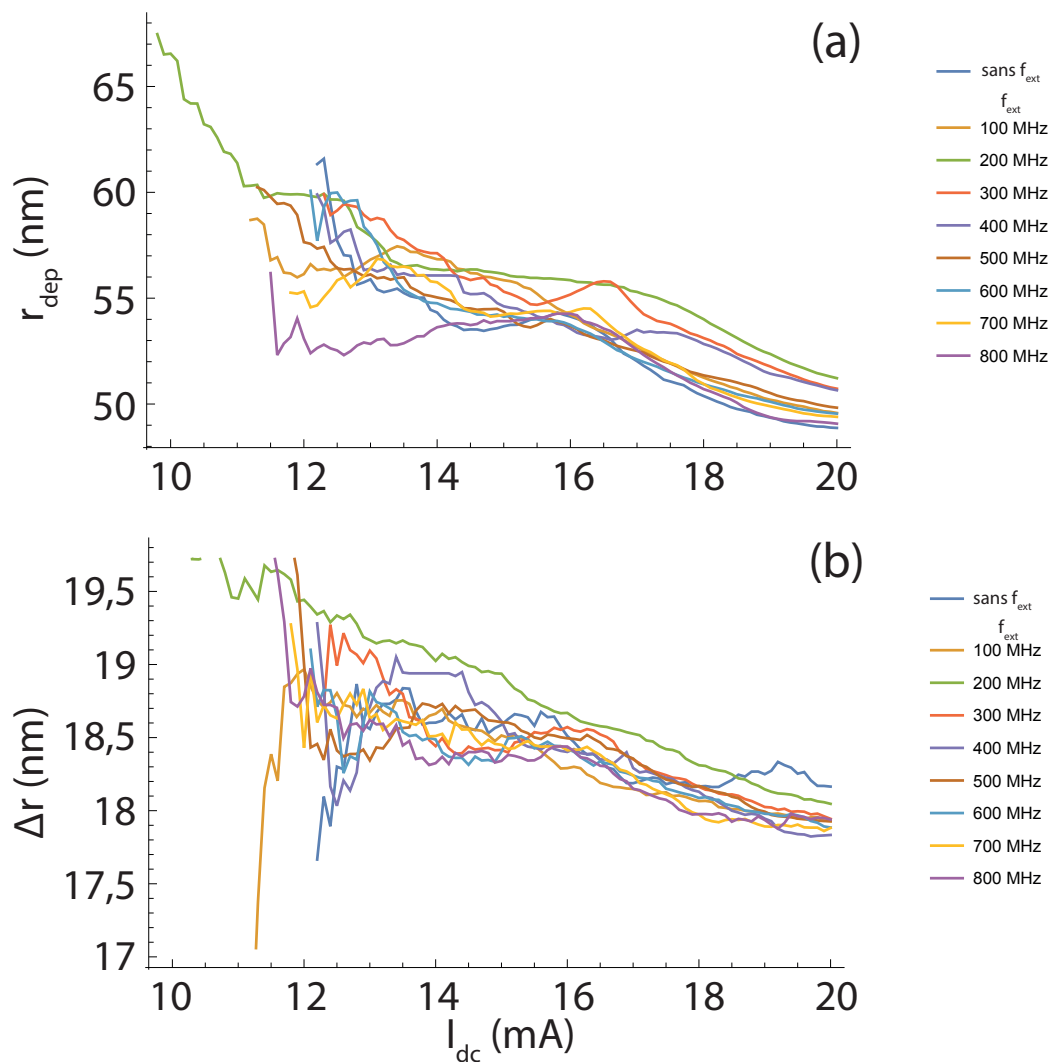


FIGURE 5.21 – Évolution de la distance r_{dep} entre le cœur de vortex et le centre du nanocontact au début du renversement (a) et de la distance Δr parcourue pendant le renversement de cœur (b) avec le courant continu I_{dc} et pour différentes fréquences f_{ext} du signal externe. Le temps simulé est de $10 \mu s$. (a-d) $\mu_0 H_x = 2 \text{ mT}$.

On peut comprendre cela à partir l'équation de Thiele :

$$\mathbf{G} \times (\dot{\mathbf{X}}_0 - \mathbf{u}(\mathbf{X}_0, I)) + \mathcal{D} \cdot \dot{\mathbf{X}}_0 = -\frac{\partial U(I)}{\partial \mathbf{X}_0} \quad (5.24)$$

En effet, comme on peut le voir sur la figure 2.5 du chapitre 2 la position radiale du vortex est donnée par l'équilibre entre les termes $-\frac{\partial U(I)}{\partial \mathbf{X}_0}$ et $\mathbf{G} \times \dot{\mathbf{X}}_0$. Le terme $U(I)$ dépend du potentiel Zeeman qui confine le vortex autour du nanocontact. Or ce dernier dépend directement du courant injecté dans le système. Plus ce courant est fort, plus cette force est élevée, et plus le vortex est attiré vers le nanocontact. Le potentiel se resserre quand I_{dc} augmente. Ainsi, toute la trajectoire du vortex est recentrée sur le nanocontact : la position radiale en début de renversement de cœur r_{dep} est alors plus faible pour un courant plus élevé. Il en va de même pour r_{arr} et pour Δr .

5.8.3 Temps de séjour

La durée entre deux renversements de cœur, que l'on appelle temps de séjour τ , représente l'intervalle pendant lequel le vortex garde une polarité donnée. Ce dernier permet alors de révéler une autre information : le nombre de motifs dans un signal. On appelle motif le signal entre deux renversements de cœur, correspondant à une trajectoire donnée et donc à un signal donné [YRL⁺20].

La figure 5.22 montre les temps de séjour en fonction du courant I_{dc} injecté. Il s'agit d'un histogramme, car une distribution de temps de séjour est observée pour un même courant I_{dc} . On observe lorsqu'il n'y a pas de signal externe, un seul temps de séjour possible en régime commensurable et deux en régime incommensurable comme on peut le voir sur les figure 5.22(a,b). On observe que le régime incommensurable est issu de la compétition entre deux types de séjour possibles, l'un correspondant au régime commensurable de courant plus faible et l'autre au régime commensurable de courant plus fort [YRL⁺20]. Par exemple, on peut observer deux régimes commensurables dont l'un vérifie $f_{cr}/f_{gir} = 1/3$ (un renversement de cœur toutes les 3 girations) et l'autre vérifie $f_{cr}/f_{gir} = 1/4$ (un renversement de cœur toutes les 4 girations). Entre ces deux régimes existe un régime incommensurable où les renversements de cœur ont lieu toutes les 3 ou 4 girations.

Sur la figure 5.22(b), on a alors un motif de durée τ_1 en dessous de 13,5 mA inclus, et un motif de durée τ_2 au dessus de 15,5 mA inclus. Entre 14 et 15 mA inclus, les deux motifs de durée τ_1 et τ_2 coexistent. Cela est en accord avec les résultats de [YRL⁺20], où une analyse plus approfondie de la dynamique entre ces deux motifs est proposé. Néanmoins, la plage de coexistence n'est pas la même pour un courant ascendant [Fig. 5.22(a)] et descendant [Fig. 5.22(b)].

L'influence d'un signal externe de 200 MHz est montrée sur les figures 5.22(c,d) ce qui correspond à une période de 5 ns, ou de 333 MHz sur les figures 5.22(e,f) ce qui

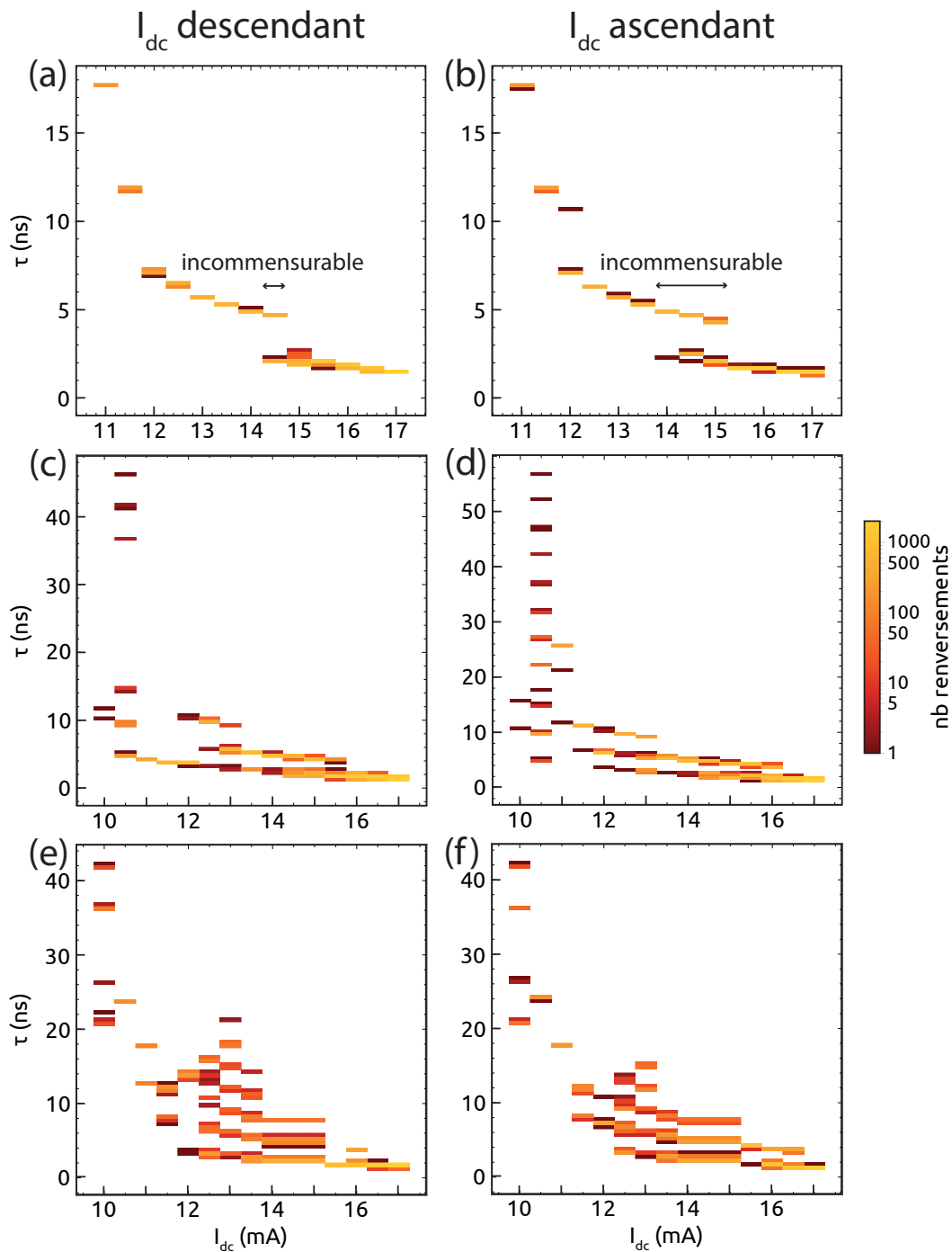


FIGURE 5.22 – Histogrammes des temps de séjour en fonction du courant I_{dc} injecté dans l'échantillon sans courant alternatif externe (a,b), avec courant alternatif dont la fréquence vaut 200 MHz (c,d) ou 333 MHz (e,f). La simulation s'est faite en courant descendant (a,c,e) et ascendant (b,d,f). Le temps simulé est de $10 \mu\text{s}$. (a-f) $\mu_0 H_x = 2 \text{ mT}$. Le régime est incommensurable s'il existe plusieurs temps de séjour pour un même courant I_{dc} , et commensurable s'il n'y en a qu'un. Les plages de régions incommensurables et commensurables ne sont pas les mêmes pour les courants ascendants et descendants.

correspond à une période de 3 ns. On observe, que ce soit avec ou sans signal externe, en moyenne une décroissance du temps de séjour avec l'augmentation de I_{dc} . Cette décroissance des temps de séjour avec I_{dc} correspond bien à une augmentation de la fréquence avec I_{dc} telle qu'observée dans les mesures et les simulations.

On observe aussi sur les figures 5.22(c-f) la présence d'au moins deux temps de séjour différents pour quasiment toutes les valeurs du courant I_{dc} . En effet, la présence de f_{ext} introduit un deuxième temps caractéristique, le signal externe imposant ou inhibant des renversements à des instants qui ne correspondent pas au rythme naturel du vortex. On observe alors que l'on peut aller jusqu'à une dizaine de temps de séjour différents pour un même signal, en particulier pour les régions correspondant à l'intersection de deux régimes commensurables lorsqu'il n'y a pas de signal externe.

5.9 Conclusion

Les simulations électromagnétiques ont permis d'étudier les distributions en courant et en champ magnétique dans les empilements étudiés expérimentalement, ce qui a permis de montrer quels paramètres influent sur ces distributions dans la couche libre : h et θ n'ont pas d'effet, e_{buffer} un faible effet et r , e_{cap} et e_{libre} ont un effet important. Les simulations micromagnétiques ont montré qu'a priori quelque soit l'état initial, le vortex atteint le même cycle limite tant qu'il n'y a pas de changement dans la structure de l'aimantation. Les simulations de verrouillage par un signal externe confirment les résultats expérimentaux, et montrent des résonances de l'oscillateur lorsque le vortex est sous le seuil de giration. Les plages de verrouillage augmentent avec l'intensité du couplage à des rythmes différents selon le régime d'oscillation. On a montré que le renversement de cœur est assimilable à un signal carré avec une éventuelle gigue, et que sa distance au nanocontact varie avec l'intensité de I_{dc} en raison du resserrage du potentiel Zeeman. Les temps de séjour montrent la superposition de motifs d'oscillation en régime incommensurable et leur démultiplication lors de l'injection d'un signal externe.

6 | Oscillateurs à base d'alliage de Heusler

Plan du chapitre :

6.1 Oscillations entretenues sous courant continu	147
6.2 Battements entre deux modes d'oscillations	151
6.3 Conclusion	155

Ce chapitre décrit les propriétés hyperfréquences des oscillateurs à nanocontact à base d'alliage de Heusler. Ces alliages disposent en effet de propriétés intéressantes pour nos systèmes, qui sont une polarisation de spin proche de 100 % [KFF07] et un très faible amortissement [ANH⁺16, GPWP⁺19]. L'alliage que nous avons étudié est le Co_2MnGe . Nous allons ainsi décrire les caractéristiques du signal émis par ces oscillateurs, et plus particulièrement les phénomènes de battements entre les modes et de coexistence de modes.

On peut noter que des vortex ont déjà été observés dans des oscillateur à nanocontact à base d'alliage de Heusler par Seki, Kubota, Yamamoto et Takanushi de l'université de Tohoku [YSKT16, YST16, SKYT18], pour des matériaux et une géométrie néanmoins différents. Ils ont en effet utilisé du $\text{Co}_2\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}\text{Si}$, et ils utilisent une couche libre gravée en pilier et une couche fixe étendue, correspondant à une géométrie hybride entre les nanopiliers et les nanocontacts [Fig. 2.6(c)]. Leur objectif est d'améliorer les propriétés des oscillateurs à transfert de spin en vue des applications dans les télécommunications.

6.1 Oscillations entretenues sous courant continu

On peut observer sur la figure 6.1 des spectres et des cartes de DSP de ces échantillons. On observe un seuil en courant en dessous duquel le système n'émet plus. Il n'y a par ailleurs pas de signal tant que l'on n'effectue pas de procédure de nucléation,

c'est-à-dire l'injection d'un fort courant continu¹ avec un balayage de champ dans le plan. Tout cela concorde avec les comportements d'un vortex et donc la présence d'un vortex dans l'échantillon.

On peut alors faire sur la figure 6.1 plusieurs observations. Premièrement, le courant maximal que l'on peut injecter est plus faible que pour les pseudo-vannes de spin ou les vanes de spin à base de permalloy, pour lesquelles on peut envoyer un courant de 18 mA, voire 20 mA sans endommager l'échantillon. Pour ces échantillons, il est possible de monter jusqu'à 10 mA, rarement au delà. De plus, on peut constater une certaine fragilité de ces échantillons, pour lesquels le courant d'endommagement diminue au cours du temps. On définit le courant d'endommagement par le plus haut courant que l'on puisse injecter dans le système sans déclencher la *compliance* du générateur de courant continu, c'est-à-dire la tension maximale du générateur qu'on lui autorise à délivrer. Atteindre la *compliance* indique que l'échantillon est en train de chauffer ou d'électromigrer, ce qui peut entraîner sa rapide destruction. La *compliance* est fixée à 0,5 V dans notre circuit. Ainsi, si pour une même valeur de *compliance*, le courant maximal diminue au cours des mesures, cela indique que l'on atteint cette tension pour une valeur de la résistance de l'échantillon plus élevée, ce qui indique donc une perte en qualité de l'échantillon.

Sur la figure 6.1(a), on observe ce qui correspondrait à un régime de pure giration dans une vanne de spin à base de permalloy : une seule raie fine est émise ainsi que ses harmoniques. La fréquence centrale de ce signal vaut 340 MHz pour $I_{dc} = 9$ mA, et la largeur de raie vaut $\Delta f = 14$ MHz. On remarque néanmoins sur la carte de DSP ce qui semble être une deuxième fréquence supplémentaire vers un courant de 10 mA.

Sur la figure 6.1(b), on observe la présence de deux fréquences proches. Les deux sont plus étroites de 9 à 8 mA, mais l'une des deux s'élargit en dessous de 8 mA ; l'oscillateur cesse finalement d'émettre à 7 mA. À 7,6 mA, la fréquence piquée vaut 307 MHz, pour une largeur de raie $\Delta f_1 = 5$ MHz. A contrario, la raie élargie possède une fréquence centrale de 294 MHz pour une largeur de raie $\Delta f_2 = 42$ MHz. Cela semble témoigner de la coexistence de deux modes d'oscillations. On peut noter que pour obtenir ces valeurs, en raison de la grande proximité de ces pics, on utilise un modèle d'ajustement à deux lorentziennes tel qu'il suit :

$$L_2(f) = \frac{h_1(\Delta f_1/2)^2}{(f - f_1)^2 + (\Delta f_1/2)^2} + \frac{h_2(\Delta f_2/2)^2}{(f - f_2)^2 + (\Delta f_2/2)^2} \quad (6.1)$$

où h_1 et h_2 sont les hauteurs des raies, f_1 et f_2 sont les fréquences centrales des signaux et Δf_1 et Δf_2 sont les largeurs à mi-hauteur. De tels spectres à deux fréquences non liées harmoniquement ont déjà été observés dans [KBG⁺07, KSP⁺10, EDU⁺11, WWQ⁺11, KSH⁺16b, KSH⁺17] pour des oscillateurs à transfert de spin à base de permalloy ou de

1. Entre 8 et 10 mA pour ces échantillons à base d'alliage de Heusler.

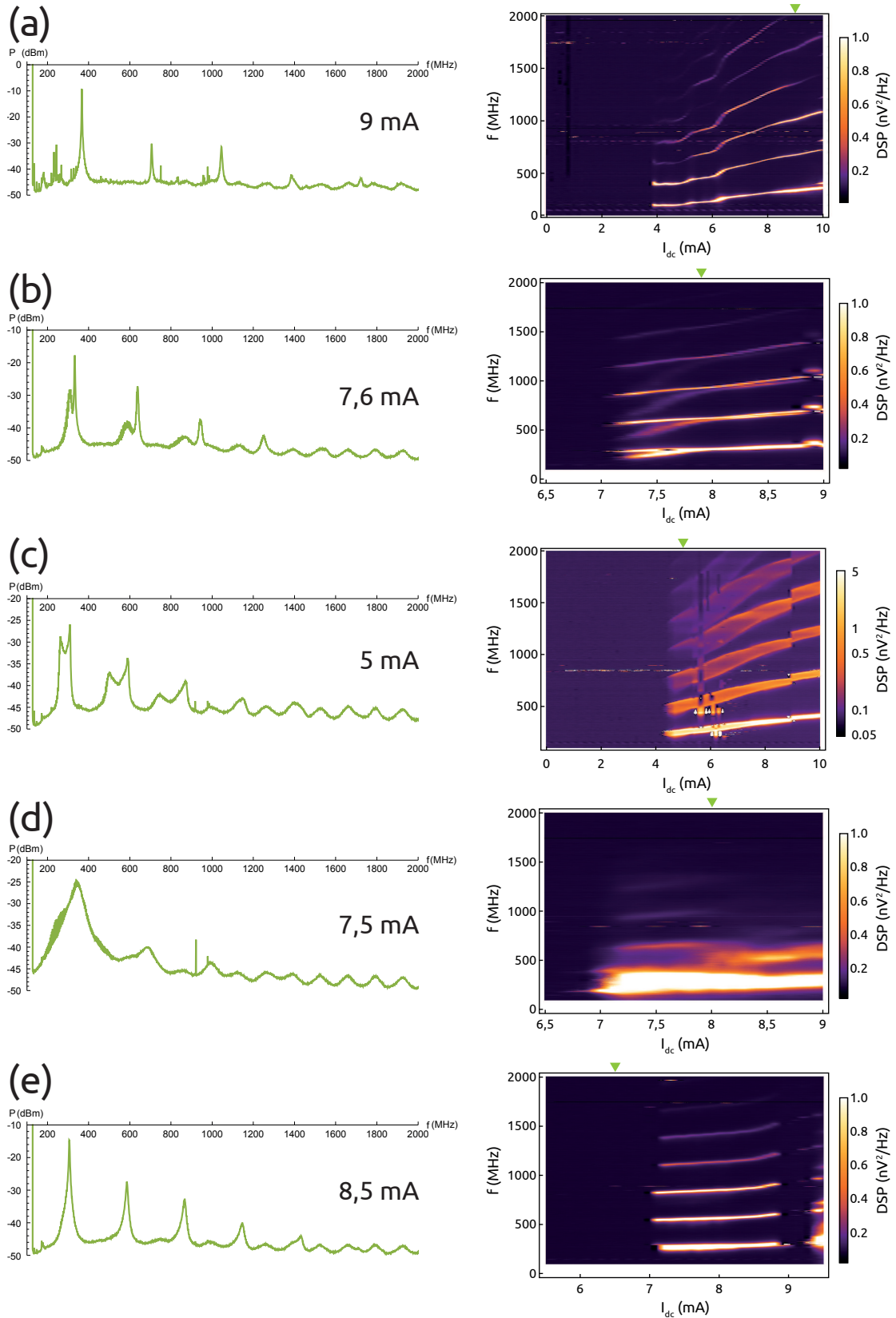


FIGURE 6.1 – Spectres pour un courant donné et cartes de DSP pour des échantillons à base d'alliage de Heusler pour différents balayages en courant I_{dc} et différents champs magnétiques : (a) signal étroit à $\mu_0 H_x = 12,2$ mT. (b) Structure à deux pics asymétrique à $\mu_0 H_y = -12,4$ mT. (c) Structure à deux pics symétrique à $\mu_0 H_y = 226$ μ T. (d) Signal élargi à $\mu_0 H_y = -2,03$ mT. (e) Extinction du signal de 8,9 à 9,3 mA pour $\mu_0 H_y = 452$ μ T.

CoFeB.

On observe sur la figure 6.1(c) un phénomène très particulier : le spectre semble être composé de deux fréquences proches f_1 et f_2 et des fréquences intermédiaires. Cela se voit d'autant plus sur les harmoniques de ce signal. Un tel spectre pourrait apparaître si le vortex oscillait entre ces deux fréquences, passant de f_1 à f_2 et de f_2 à f_1 de manière continue. On peut ajuster ce signal avec deux lorentziennes, ce qui nous donne pour $I_{dc} = 5$ mA des fréquences $f_1 = 381$ MHz et $f_2 = 402$ MHz, et $\Delta f_1 = 16$ MHz et $\Delta f_2 = 19$ MHz. Cependant, ce modèle n'est pas parfait et n'ajuste pas complètement le signal entre les deux raies.

La figure 6.1(d) exhibe un spectre avec des raies beaucoup plus larges entre 9 et 7 mA. Pour $I_{dc} = 7,5$ mA, alors on observe un large signal de fréquence centrale $f = 304$ MHz et de largeur de raie $\Delta f = 203$ MHz. Ce signal est similaire à certains signaux chaotiques issus des échantillons décrits dans les chapitres précédents.

On observe sur la figure 6.1(e) une interruption du signal de 9,3 à 8,9 mA. La mesure s'est effectuée avec un courant décroissant ; l'oscillateur n'émettant plus sur la dite plage de courant. Cela peut provenir soit de l'immobilité du vortex, soit du déplacement synchrone d'un vortex dans chaque couche fixe et libre. En effet, ce genre d'extinction peut apparaître lorsqu'il y a comme dans Soucaille et al. [SKD⁺17], deux vortex qui oscillent de manière synchrone chacun dans une couche libre. En effet, la magnétorésistance provient dans les oscillateurs à nanocontact principalement du courant CIP, qui est dans ce cas le courant radial j_r . Ce courant j_r a une symétrie radiale. Si une structure magnétique telle que deux vortex synchrones oscillent autour du nanocontact, l'aimantation ne change pas d'un point de vue radial : la magnétorésistance ne varie donc pas. Cela vaudrait donc dire que comme dans [SKD⁺17], les vortex peuvent osciller de manière synchrone ou asynchrone autour du nanocontact, créant alors une extinction dans le courant lorsque c'est le cas. La rotation synchrone des vortex semble néanmoins rare, car peu d'extinction de ce genre a été observée.

On voit clairement sur ces figures qu'il y a un seuil à partir duquel la giration entraîne l'émission de signal, et en dessous duquel aucun signal n'est visible. La valeur de ce seuil peut varier d'un ensemble de conditions expérimentales à l'autre. En l'occurrence, le seuil vaut 4 mA en valeur absolue sur les figures 6.1(a,c) et vaut 7 mA sur les figures 6.1(b,d,e).

Par ailleurs, il ne semble pas y avoir de renversement de cœur pour ces échantillons, du moins il n'y a pas de signature expérimentale du renversement de cœur tel que les régimes commensurable et incommensurable pour les pseudo-vannes de spin à base de permalloy, qui apparaissent à fort courant. L'absence d'une telle signature peut indiquer l'absence de renversement de cœur. On peut remarquer que l'on ne va pas à des courants aussi élevés avec les échantillons à base d'alliage de Heusler qu'avec ceux à base de Permalloy ; en effet, les échantillons à base d'alliage de Heusler

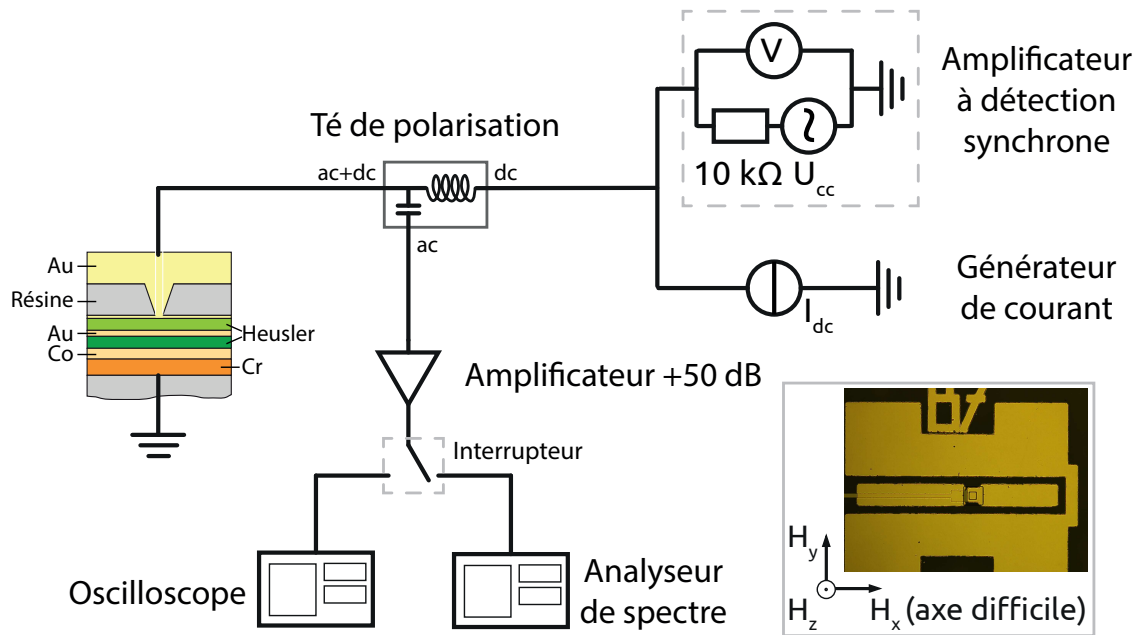


FIGURE 6.2 – Montage électrique avec un oscilloscope et un analyseur de spectre.

chauffent à partir de 10 mA, ce qui risque de les détruire. On ne peut alors vérifier si le renversement de cœur peut apparaître pour des courants plus élevés dans les échantillons à base d'alliage de Heusler.

6.2 Battements entre deux modes d'oscillations

En étudiant plus en détail les signaux tels que ceux des figures 6.1(b,c), on peut se demander quelle est l'origine de ces deux fréquences. Des études en domaine temporel permettent alors de distinguer si ces deux fréquences correspondent à des modes qui coexistent ou à des sauts entre modes.

On utilise alors un circuit légèrement différent, représenté sur la figure 6.2, incluant un analyseur de spectre et un oscilloscope. On utilise un interrupteur pour passer de l'un à l'autre. Le reste du circuit est similaire à ce que l'on a déjà utilisé.

Pour obtenir une configuration dont le signal contient deux fréquences, au lieu de générer à chaque fois un nouveau vortex, nous avons balayé l'échantillon en champ magnétique dans le plan pour pouvoir changer son état progressivement, et trouver plus facilement un état dans lequel le dispositif a deux fréquences d'oscillation proches comme sur les figures 6.1(b,c). Sur la figure 6.3(a) est ainsi présenté la carte de DSP avec un champ dans le plan passant de -6 à 20 mT. On observe alors que la densité spectrale évolue fortement avec le champ, passant d'une raie étroite entre -6 à 0 mT à une raie évasée entre 0 à 7 mT, puis à plusieurs fréquences évasées au delà de 7 mT. Les harmoniques de ces fréquences sont à chaque fois présentes.

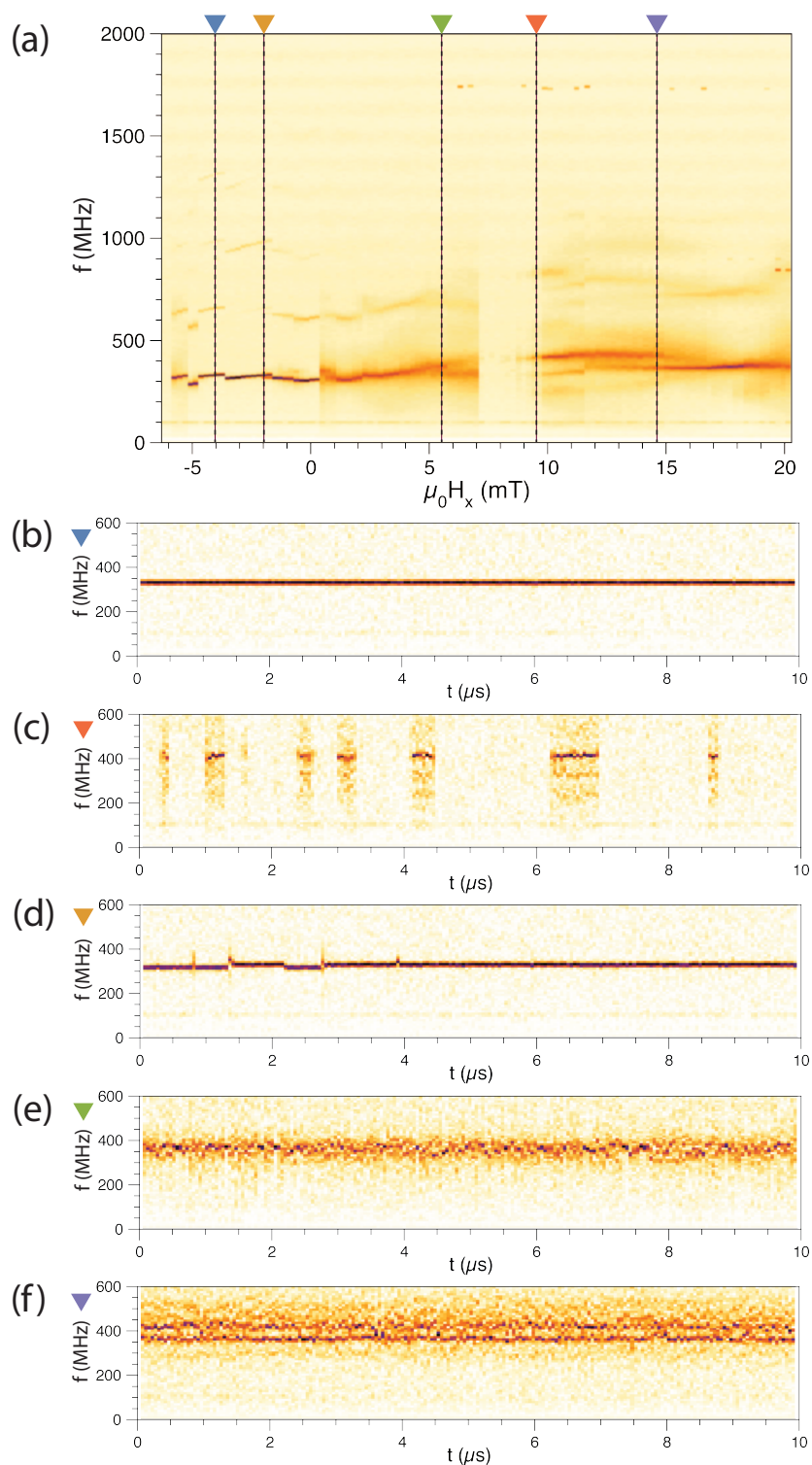


FIGURE 6.3 – (a) Carte de DSP de -6 à 20 mT pour $I_{dc} = 7,5$ mA avec les marques indiquant les champs pour lesquelles a été faite une TF glissante. (b-f) Spectrogrammes à partir d'une TF glissante : (b) signal monofréquence à -4,5 mT, (c) intermittence du signal à 9,5 mT, (d) sauts entre modes à -2,5 mT, (e) fluctuations du signal à 5,4 mT et (f) coexistence de deux modes à 14,7 mT.

On a tracé sur les figures 6.3(b-f) les modules de transformées de Fourier (TF) glissantes. Au lieu d'effectuer la TF sur l'ensemble du signal temporel ce qui serait équivalent à une mesure par analyseur de spectre, on coupe en segments la trace temporelle sur lesquelles on applique une TF. Cela nous permet alors de voir l'évolution des fréquences dans le temps, et d'observer différents modes d'oscillations s'ils existent.

On applique la méthode de Welch [Wel67]. On découpe dans un premier temps la trace temporelle en plages de durée t_1 . On a pris pour $t_1 = 50$ ns. Diminuer t_1 permet d'améliorer la résolution temporelle mais diminue la résolution fréquentielle, on a donc choisit des valeurs qui permettent de faire un compromis entre ces valeurs. On prend ensuite des segments se chevauchant de durée t_1 toutes les $t_1/2$ ns. On applique la fonction de Hann sur chaque fenêtre pour éviter les effets de fuite spectrale. On applique la transformée de Fourier sur chaque fenêtre. On agglomère alors les spectres obtenues pour obtenir une carte de DSP en fonction du temps comme sur les figures 6.3(b-f) et 6.4(b-d), ou on moyenne les spectres sur l'ensemble de la trace temporelle pour obtenir un spectre moyenné pour un certain paramètre donné, qui aggloméré avec d'autres permet d'obtenir une carte de DSP en fonction de la variation d'un paramètre comme le champ magnétique [Fig. 6.3(a)] ou le courant [Fig. 6.4(a)]. On appelle la carte de DSP en fonction du temps un spectrogramme [Fig. 6.3(b-f) et 6.4(b-d)].

On observe alors sur les TF glissantes des figures 6.3(b-f) différents comportements. Sur la figure 6.3(b), on observe un signal stable. Ce signal est similaire aux signaux observés lors du régime de pure giration des pseudo-vannes de spin à base de permalloy [YRL⁺20]. Les signaux suivants ne correspondent pas à ce qui a pu être observé dans les échantillons à base de permalloy présentés dans cette thèse.

L'échantillon émet du signal par intermittence sur la figure 6.3(c). On peut comprendre ce signal de deux manières : soit un vortex² émet un signal lorsqu'il oscille autour du nanocontact, laquelle giration ne se produit que de manière intermittente en raison d'un éventuel piégeage du vortex, soit deux vortex sont présents chacun dans une couche magnétique, et ils émettent du signal lorsqu'ils sont hors phase et n'en émettent plus lorsqu'ils oscillent en phase. Des simulations ont été effectuées dans l'équipe pour vérifier l'hypothèse de deux vortex. Ces simulations préliminaires à une étude plus poussée ont été effectuées avec les paramètres matériaux des alliages de Heusler³ et des courbes de distributions en courant et en champ générées pour les

2. On suppose que la structure présente dans l'échantillon est un ou plusieurs vortex, en raison de la procédure de nucléation de vortex similaire pour ces échantillons à base d'alliage de Heusler et les précédents à base de permalloy, de la ressemblance des échantillons (vannes de spin à nanocontact) et de leur comportement généralement similaires, ainsi que de simulations préliminaires montrant l'existence de vortex dans les échantillons à base d'alliage de Heusler ; il n'est néanmoins pas exclus que des structures magnétiques plus complexes soient à l'origine de ces signaux.

3. C'est-à-dire $A_{\text{ex}} = 15$ pJ/m, $\alpha = 0,0005$ et $P = 1$. Il y a verticalement deux cellules de 15 nm, une pour Co_2MnGe avec $M_{\text{sat}} = 900$ kA/m et $K_{\text{c1}} = 1800$ J/m³ et l'autre pour $\text{Co}_2\text{MnGe}/\text{Co}$ avec $M_{\text{sat}} = 670$ kA/m et $K_{\text{c1}} = 5360$ J/m³.

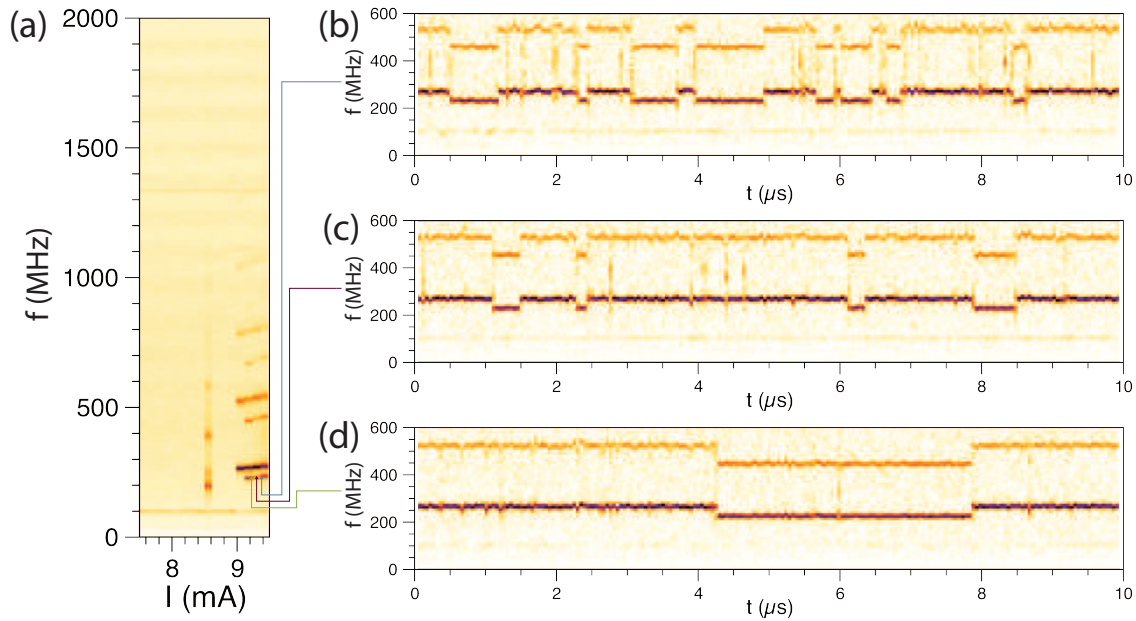


FIGURE 6.4 – (a) Carte de DSP de 9,5 à 7,5 mA pour $\mu_0 H_y = -0,68$ mT. (b-d) Spectrogrammes à partir d'une TF glissante montrant des sauts entre deux modes à (b) 9,4 mA, (c) 9,3 mA et (d) 9,2 mA.

échantillons à base de permalloy⁴. Les deux couches libre et de référence ont été simulées simultanément, et ont montré la nucléation et la giration de vortex dans chacune des couches. Bien que l'on ne puisse conclure définitivement en raison des approximations effectuées, le modèle à deux vortex est plausible pour expliquer les signaux issus des échantillons à base d'alliage de Heusler.

On observe sur la figure 6.3(d) la présence de deux signaux, comme ce que l'on pouvait voir sur les figures 6.1(b,c). Le spectrogramme nous permet alors d'observer un phénomène de saut entre deux fréquences très proches. On peut observer sur la figure 6.4 le même phénomène de manière plus marquée. Les différents courants utilisés montrent une variation des temps de séjour, bien que nous ne disposons pas de la statistique suffisante pour faire une quelconque conclusion. On peut alors supposer que ce phénomène est lié à deux orbites métastables pour le vortex, lequel bascule de l'une à l'autre par activation thermique. Une autre possibilité, dans un modèle à deux vortex, est un système « maître-esclave », où un vortex impose sa fréquence à l'autre et inversement, le sens de l'asservissement changeant régulièrement de sens. De tels sauts entre modes ont déjà été observés dans d'autres systèmes [KEBR08, MHÅ12a, MHÅ12b, IHMÅ14, ZIH17].

La fréquence fluctue fortement sur la figure 6.3(e). Il n'est pas clair d'où peut provenir une telle fluctuation : il paraît peu probable qu'il y ait des dizaines d'états mé-

4. Par manque de temps avant la fin de cette thèse, et devant la nécessité d'avoir un modèle explicatif, il a été choisi de ne pas régénérer avec Comsol les distributions en champ et en courant. Par ailleurs, il nous manque certains paramètres matériaux pour effectuer correctement un tel calcul.

tastables entre lesquels bascule le vortex, et il n'y a pas de renversement de cœur qui pourrait se produire à différents endroits et de manière irrégulière, ce qui entraînerait une variation dans la fréquence. On peut alors supposer l'existence d'une autre structure magnétique, éventuellement sensible à l'agitation thermique, et qui serait alors à l'origine de ces fluctuations de fréquences. Par exemple, l'antivortex pourrait être faiblement piégé.

La figure 6.3(f) nous montre un signal qui peut être interprété comme une fluctuation très rapide entre deux fréquences⁵ ou comme la superposition de deux fréquences. Dans le cadre de la seconde hypothèse, un tel signal pourrait provenir de l'oscillation de deux structures magnétiques, telles que deux vortex. Des systèmes dans lesquels est observée une coexistence de deux modes d'oscillations ont déjà été étudiés par Kuepferling et al. [KSP⁺10] par exemple ; leur oscillateur est une vanne de spin à nanocontact dont les deux modes d'oscillation sont un vortex dans la couche de CoFe et la précession de l'aimantation dans la couche de NiFe. Lorsqu'ils ont deux vortex, un dans chaque couche, ces derniers sont couplés et oscillent à la même fréquence. D'autres études [WWQ⁺11, KSH⁺17] observent aussi l'émission simultanée de fréquences non-harmoniques.

Ainsi, on a observé sur les figures 6.3 et 6.4 la possibilité de battements entre deux modes d'oscillation voire de coexistence entre ces modes d'oscillation.

6.3 Conclusion

On a ainsi étudié des pseudo-vannes de spin à nanocontact à base d'alliage de Heusler pour lesquelles on a montré qu'il est possible d'émettre un signal dont la dynamique est plus complexe que nos échantillons à base de permalloy et que les oscillateurs à vortex dans les alliages de Heusler de Takanushi et al. [YSKT16, YST16, SKYT18] qui recherchent au contraire un signal stable. On a aussi montré la présence de battement entre deux modes d'oscillations ainsi qu'une probable coexistence de modes, que l'on peut expliquer à l'aide d'un modèle à deux vortex.

5. Avec un temps de séjour inférieur à 50 ns, de manière à ce que les deux états ne soient pas distinguables sur la figure 6.3(f).

7 | Conclusions et perspectives

Plan du chapitre :

7.1 Conclusion	157
7.2 Perspectives	158

7.1 Conclusion

En résumé, ces travaux de thèse ont permis d'explorer la dynamique des oscillateurs à vortex à la fois expérimentalement et par des simulations. Des mesures de verrouillage de phase et de modulation de pseudo-vannes de spin à base de permalloy ont montré que ces phénomènes dépendent du régime de l'oscillateur : le chaos les empêche alors que les régimes de pure giration et commensurable les autorisent [LPWY⁺19]. On peut alors considérer qu'il y a un interrupteur à verrouillage sur ces oscillateurs : en changeant le régime du vortex avec le courant continu, on modifie sa capacité à se verrouiller à un signal hyperfréquence. On a par ailleurs montré la présence de verrouillages fractionnaire et harmonique au sein de ces oscillateurs.

Placer ces échantillons dans une boucle de rétroaction pour étudier l'auto-verrouillage et d'autres effets de la rétroaction a montré les limites de ces derniers et ne nous a pas permis d'étudier leur applicabilité pour le contrôle du chaos ou le calcul à réservoir. Des échantillons avec une nouvelle conception électrique pour pallier ces écueils et de nouveaux empilements ont été fabriqués : des vannes de spin à base de permalloy ou d'alliage de Heusler. On a alors mis en exergue en les mesurant l'existence de battements entre deux modes d'oscillation et éventuellement de coexistence de deux modes.

Par ailleurs, des simulations micromagnétiques ont été effectuées, permettant de confirmer les effets du verrouillage et de la modulation. En modifiant l'intensité du couplage entre le signal externe et les oscillateurs, on a montré un agrandissement des plages de verrouillage, ce qui donne un degré de contrôle du verrouillage supplémentaire. On a changé en simulation la dynamique du vortex de pure giration à chaotique à l'aide d'un signal hyperfréquence, ce qui rend possible le contrôle du verrouillage

par d'autres paramètres que I_{dc} . On a extrait la localisation du renversement de cœur, ainsi que le temps entre deux renversements apportant de nouvelles informations auxquelles nous n'avions pas accès expérimentalement. On peut alors pour des temps simulés plus longs analyser avec le prisme de la dynamique symbolique les séries de motifs issues de la polarité en régime chaotique.

Des simulations électromagnétiques ont permis d'obtenir les distributions en courant et en champ magnétique au sein des échantillons, et de déterminer quels paramètres sont pertinents lors de la modélisation des échantillons. En l'occurrence, la hauteur du nanocontact et l'angle du bord du nanocontact avec la normale aux couches n'ont pas d'effet. L'épaisseur de la couche tampon n'a qu'un faible effet. Le rayon du nanocontact et les épaisseurs des couches superficielle et libre ont un fort effet sur les distributions de courant et de champ.

7.2 Perspectives

Pour explorer davantage les résultats de cette thèse, on peut dans un premier temps comparer les signaux des échantillons à base de Heusler entre des mesures à basse température et à température ambiante. Cela permet d'étudier la part stochastique liée à l'activation thermique dans les battements entre modes. On peut aussi étudier d'autres alliages de Heusler que le Co_2MnGe ou varier certains paramètres de l'empilement, tels que les épaisseurs des couches. Par ailleurs, les vannes de spin à base de permalloy ou d'alliage de Heusler peuvent être intégrées dans une boucle de rétroaction, comme cela a été tenté infructueusement avec les pseudo-vannes de spin. La conception électrique des vannes de spin devrait en effet permettre d'éviter les écueils rencontrés avec les pseudo-vannes de spin.

À plus longue échéance, nous aimerions élaborer de nouvelles géométries d'échantillons. En premier lieu, comme représenté en figure 7.1(a), nous aimerions remplacer l'empilement par une couche fixe à aimantation perpendiculaire, tout en gardant une couche libre en permalloy et une couche espaceuse en métal non magnétique. Cela permettrait de ne plus être sensible à une variation de l'aimantation dans le plan mais à une variation de l'aimantation hors du plan notée m_z , et donc de pouvoir lire la polarisation du vortex et d'étudier sa dynamique sous différentes conditions expérimentales.

Nous souhaiterions élaborer aussi une géométrie à trois terminaux comme on peut le voir sur les figures 7.1(b) et 7.1(d), pour pouvoir séparer l'injection du courant de la lecture de la magnétorésistance. L'idée est d'avoir un fort courant dans la couche libre pour entraîner la dynamique de l'aimantation, et d'avoir un faible courant pour la lecture de la TMR, pour ne pas endommager la couche isolante qui est fragile sous de forts courants. On utilise pour cela une couche isolante de MgO : le courant injecté passe

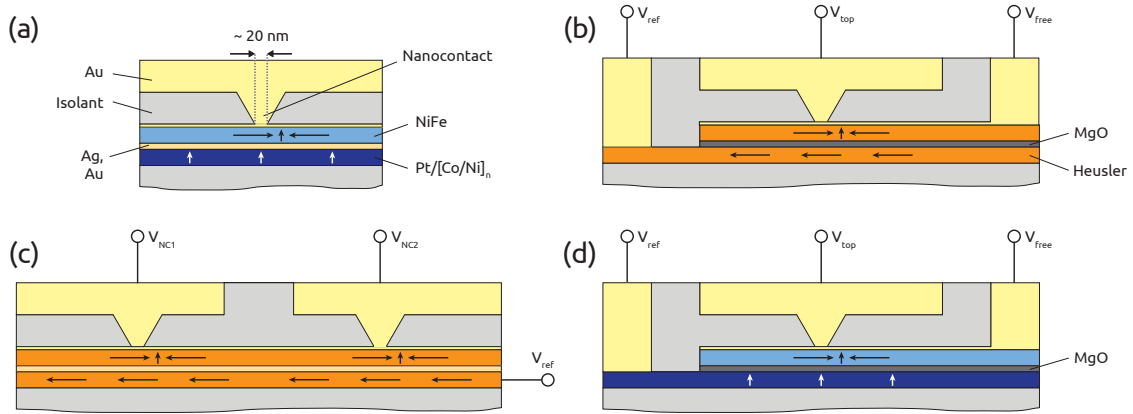


FIGURE 7.1 – (a) Échantillon à un nanocontact dont la couche fixe est à aimantation perpendiculaire. (b) Échantillon à 3 terminaux avec alliage de Heusler. (c) Échantillon à 2 nanocontacts proches avec alliage de Heusler. (d) Échantillon à 3 terminaux dont la couche fixe est à aimantation perpendiculaire.

alors entre V_{top} et V_{free} , et du courant tunnel passe entre V_{top} et V_{ref} . Ce dernier varie lors de variations de la TMR, permettant alors d'explorer la dynamique de l'aimantation de ce système. Deux empilements ont été considérés : l'un avec deux couches à base d'alliage de Heusler de part et d'autre d'une couche de MgO [Fig. 7.1(b)] ; et l'autre avec une couche libre de permalloy et une couche fixe à aimantation perpendiculaire au plan, de part et d'autre d'une couche de MgO [Fig. 7.1(d)]. L'utilisation d'une couche fixe à aimantation perpendiculaire permet d'accéder à la composante m_z de l'aimantation dans le plan du vortex, tout en séparant la lecture de la GMR de l'injection de courant. En ayant accès à la polarisation du cœur de vortex, on pourrait faciliter certaines applications, que ce soit la génération de nombres aléatoires ou les applications en communication (chiffage ou dynamique symbolique). En effet, un signal analogique doit être traité pour devenir un signal binaire, alors que la polarité du vortex est directement un signal binaire.

Certains groupes ont contacté la couche de référence ou la couche tampon à deux autres terminaux pour faire un système à trois terminaux [KNK⁺08]. Une autre géométrie à trois terminaux consiste à créer deux nanocontacts proches [KPR⁺05, MRET05, PRR⁺06, MPMA11, PCLDA14, LHA⁺15] l'un de l'autre (une centaine de nanomètres d'écart), visible sur la figure 7.1(d). Ces deux nanocontacts sont reliés à deux électrodes différentes, V_{NC1} et V_{NC2} , et l'empilement est relié à une électrode commune V_{ref} . L'idée est d'étudier dans un cas la synchronisation de deux vortex indépendants, couplés par l'intermédiaire d'un antivortex [MKPW⁺13], et dans un autre cas l'effet du courant injecté dans un nanocontact sur un vortex situé sur l'autre nanocontact, en utilisant une méthode de détection dite de triangulation de phase [RCG⁺09]. On peut alors imaginer la fabrication d'échantillons avec plus de deux nanocontacts proches, permettant alors d'étudier une dynamique plus complexe avec trois nanocontacts [SPM⁺11, HNYMA15,

LLJD15] ou quatre [RCG⁺09].

On peut plus généralement poursuivre l'étude avec d'autres dispositifs spintro-
niques chaotiques que les oscillateurs à transfert de spin (oscillateurs à paroi de do-
maine, gaz de skyrmions ...), et étudier la dynamique non-linéaire de tels systèmes
chaotiques.

A | Autres vanes de spin

A.1 Vanne de spin CoFe / Py

Cette série d'échantillons est issue des travaux de thèse de Mauricio Manfrini [Man11]. Ils ont servi principalement à tester certains montages expérimentaux. Ces échantillons correspondent aux échantillons avec la composition n°5 de la thèse de Mauricio Manfrini [Man11], où est détaillée la fabrication de ces derniers. Ainsi, il s'agit d'une vanne de spin avec l'empilement suivant : Si (300) // Ta (3,5 nm) / Cu (40) / Ta (3,5) / Py (3) / Ir₂₂Mn₇₈ (8) / Co₉₀Fe₁₀ (3) / Cu (2,3) / Co₉₀Fe₁₀ (1,5) / Py (2) / Ta (1,5) / Pt (3,5) où Py = Ni₈₀Fe₂₀. Cet empilement a été déposé par pulvérisation cathodique; les mesas sur lesquelles sont fabriqués les nanocontacts sont définies par lithographie optique puis par gravure ionique. Une couche de dioxyde de silicium déposée par pulvérisation cathodique, forme la couche isolante dans laquelle se trouvera le nanocontact. Ensuite on utilise la lithographie électronique pour former dans une résine des nanocontacts dont le diamètre varie de 60 à 300 nm, qui sont créés en gravant cette couche de SiO₂ par gravure ionique réactive, créant alors les nanocontacts dans le SiO₂, puis en déposant 10 nm de titane et 200 nm d'or par pulvérisation cathodique. Le titane sert de couche d'accroche pour l'or des électrodes superficielles.

On a mesuré le signal extrait des vanes de spin CoFe/Py lorsque l'on fait passer un courant de 70 mA à 0 mA. Le sens du courant importe peu car il passe par deux nanocontacts, donc le vortex nucléé soit dans un nanocontact, soit dans l'autre.

Les vanes de spin CoFe/Py ne présentent pas de renversement de cœur, et ont une fréquence d'émission qui varie relativement linéairement avec le courant [OMD⁺11, Man11], comme on peut le voir sur les figures A.1(a-c).

Il n'est pas certain que le vortex soit naturellement présent dans les échantillons. L'état fondamental peut être un état uniforme ou une structure magnétique plus complexe. Pour faire apparaître le vortex et être sûr de sa présence, il faut opérer une nucléation [VWPS⁺06, DKM⁺10, DKPW⁺11, PWKR⁺12], qui consiste à injecter un courant continu fort dans l'échantillon, puis à balayer doucement le champ dans le plan pour avoir une paroi de domaine traversant l'échantillon, la couche libre passant d'un état uniforme à l'état uniforme opposé. Le courant continu injecté crée un champ ampé-

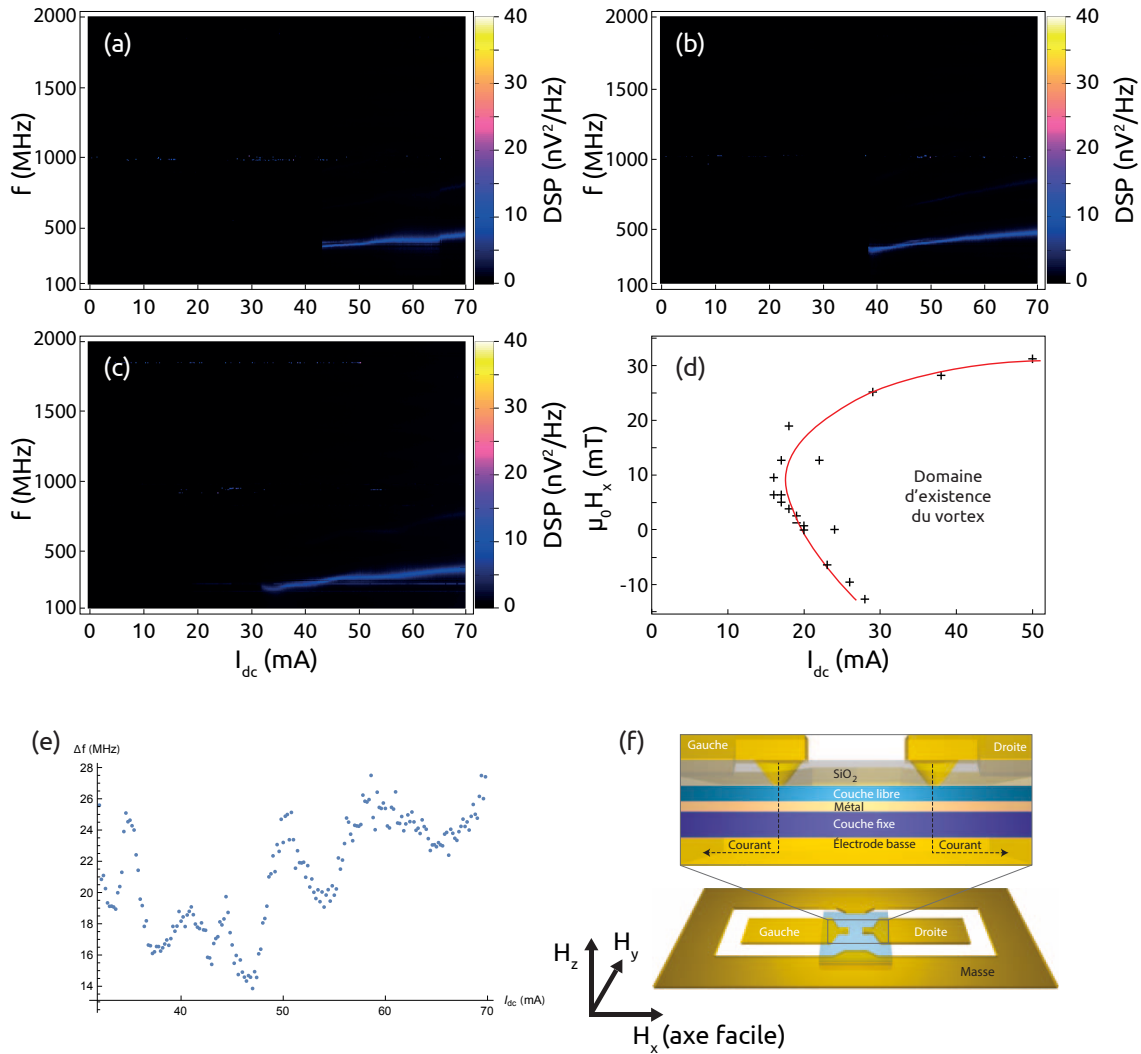


FIGURE A.1 – Cartes de la DSP de 0 à 70 mA pour un champ dans le plan $\mu_0 H_x$ de -22,6 mT (a), 0 mT (b) et 45,2 mT(c). La fréquence augmente quasi-linéairement avec le courant. (d) Diagramme de survivance du vortex : le vortex disparaît à faible champ. (e) Largeur de raie Δf pour $\mu_0 H_x = 45,2$ mT. (f) Schéma de l'échantillon issu de l'article de Manfrini *et al.* [MKPW⁺ 13] et orientation du champ magnétique.

rien, circulaire autour du nanocontact. Lorsque la paroi croise ce champ ampérien, il y a une certaine probabilité¹ pour qu'un vortex apparaisse [DKM⁺ 10, DKPW⁺ 11].

La nucléation a lieu généralement à des courants élevés, un courant plus élevé permettant plus facilement de briser la barrière topologique entre l'état uniforme et l'état < vortex + antivortex >. On part alors de ce courant élevé, puis on diminue le courant injecté. Pour chaque valeur du courant, on effectue une acquisition de spectre à l'aide de l'analyseur de spectre. Ainsi, lorsque l'on a balayé l'intégralité des valeurs en courant que l'on souhaite, on peut agréger ces différents spectres en un unique graphique : une carte de DSP, telle que visible sur les figures A.1(a-c).

On peut alors, sur chacune des courbes, repérer les courants pour lesquels le vor-

1. On peut décrire cette probabilité avec une loi d'Arrhenius [Arr89a, Arr89b].

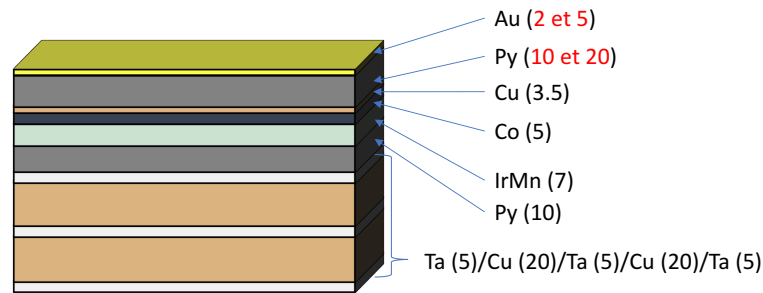


FIGURE A.2 – Empilement des échantillons déposés par l’Institut Jean Lamour, avec l’épaisseur des couches en nm.

Nom des échantillons	e_{Py}	e_{Au}
43, 43b, 52.4a	10	2
51.4a	10	5
47, 50.2a	20	2
49.2a	20	5

TABLE A.1 – Épaisseur des couches libre (permalloy) et superficielle (or) pour les différents échantillons utilisés.

tex cesse d’exister, et ainsi tracer le domaine de survivance du vortex. Il s’agit de la région d’existence du vortex après qu’il ait été nucléé. Un tel diagramme apparaît en figure A.1(d) pour les vanes de spin CoFe/Py. Cette figure nous montre la sensibilité du vortex, qui ne peut exister en deçà de certaines valeurs de champ et de courant. Ainsi, une variation brusque en champ ou en courant au delà de ces valeurs peut faire disparaître le vortex.

On peut observer par ailleurs une certaine variabilité de la largeur de raie Δf lorsque l’on balaye en courant. Sur la figure A.1(e), on voit que Δf varie entre 14 et 28 MHz : la largeur de raie n’est pas constante avec le courant.

A.2 Vanne de spin à base de permalloy

Ces empilements ont été élaborés pour avoir une meilleure GMR, et donc un meilleur rapport signal sur bruit ainsi qu’une meilleure conception radiofréquence de l’échantillon. L’empilement est le suivant depuis le substrat, représenté à la figure A.2 : $Si^2 // Ta (5 \text{ nm}) / Cu (20) / Ta (5) / Cu (20) / Ta (5) / Py (10) / IrMn (7) / Co (5) / Cu (3,5) / Py (10-20) / Au (2-5)$. Pour renforcer le piégeage de l’aimantation de la couche de

2. Il existe deux séries d’échantillons : une sur un substrat de silicium résistif, avec une résistivité de 20 k Ω .cm, et une autre sur un substrat comprenant du silicium de résistivité de 10 Ω .cm et 100 nm de SiO.

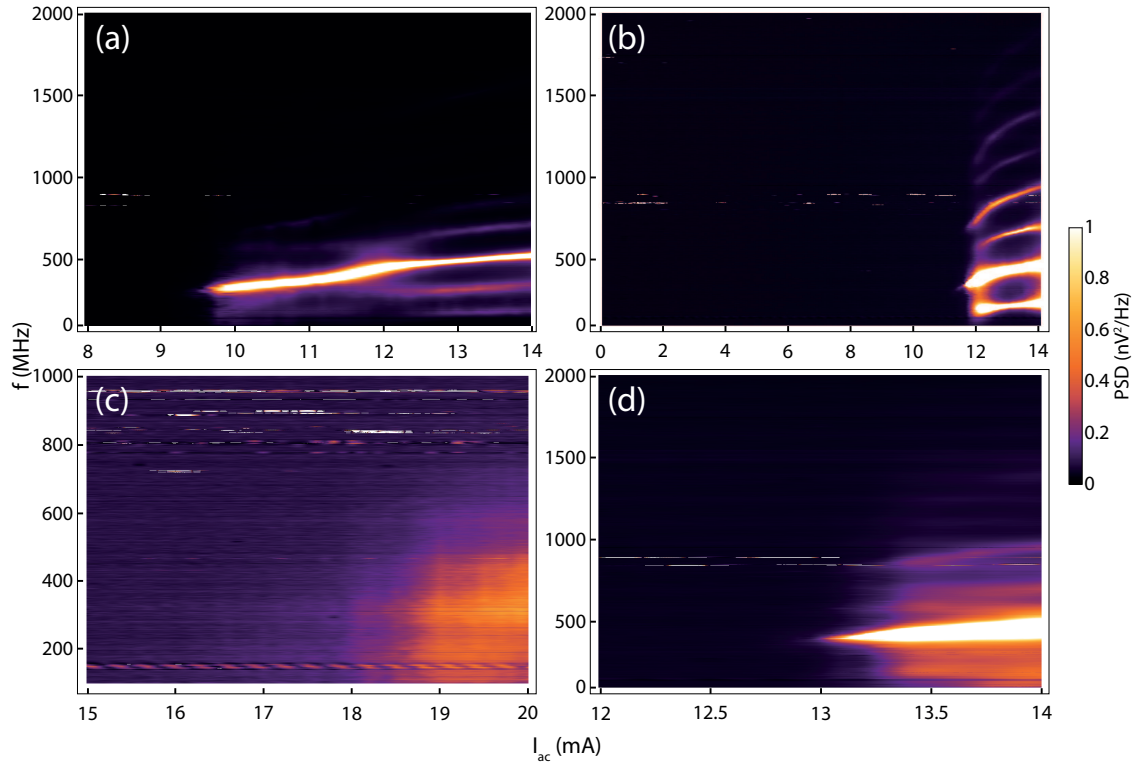


FIGURE A.3 – Cartes de DSP des vannes de spin déposées à l’Institut Jean Lamour avec $e_{\text{py}} = 10 \text{ nm}$ et $e_{\text{Au}} = 2 \text{ nm}$ (a,b,d) ou $e_{\text{Au}} = 5 \text{ nm}$ (c). (a) $\mu_0 H_x = -12,7 \text{ mT}$, (b) $\mu_0 H_x = -11,1 \text{ mT}$, (c) $\mu_0 H_y = 2,5 \text{ mT}$ et (d) $\mu_0 H_x = -5,0 \text{ mT}$.

cobalt, une couche antiferromagnétique d’alliage iridium-manganèse et une couche de permalloy la jouxtent. Cela permet de ne pas avoir de dynamique de l’aimantation dans la couche de référence, et donc seulement un signal issu seulement de la couche libre. L’ensemble repose sur une alternance de couches de tantale et de cuivre, servant de couches tampon. L’alternance permet d’avoir une résistivité proche de l’empilement des pseudo-vannes de spin. Les épaisseurs d’or et de permalloy pour la couche libre ont été déterminées par des simulations Comsol, pour que les distributions de courant et de champ magnétique ressemblent le plus possible aux pseudo-vannes de spin, comme cela est montré pour différentes épaisseurs de couche superficielle sur la figure A.4 et au chapitre 5. L’idée étant que des distributions de courant similaires entraînent des comportements similaires au niveau de l’oscillation, surtout au niveau de l’existence du chaos dans la dynamique et donc au niveau du spectre d’émission de l’échantillon. Les simulations sur la figure A.4 donnent les profils de la norme du champ magnétique ainsi que des courants radial et perpendiculaire au milieu de la couche libre pour différentes épaisseurs d’or pour la couche superficielle et de permalloy pour la couche libre. Quatre types d’échantillons ont été créés avec ces différentes épaisseurs comme indiqué dans le tableau A.1.

On peut alors mesurer ces échantillons et observer leurs signaux sur la figure A.3.

Les cartes de DSP montrent différents comportements pour ces oscillateurs. La figure A.3(a) exhibe un signal similaire à ceux des pseudo-vannes de spin à base de permalloy de la figure 3.1. La plage d'émission va de 9,6 à 14 mA. On observe par ailleurs différents régimes : une pure giration de 9,6 à 12,5 mA ; une transition incommensurable de 11,5 à 12,5 mA ; et un régime commensurable avec renversement de cœur de 12,5 à 14 mA. Cependant, pour les mesures effectuées durant cette thèse, il était plus probable d'avoir un signal comme sur les figures A.3(b-d).

La figure A.3(b) montre un régime de pure giration (ou éventuellement un régime commensurable seul), et l'absence de signal en dessous de 12 mA. Les figures A.3(c) et A.3(d) correspondent à la majorité des mesures opérées sur cette génération d'échantillon. Il s'agit d'un signal très large bande, peu puissant, avec parfois une raie plus intense [Fig. A.3(d)]. L'origine d'un tel signal n'est pas connue.

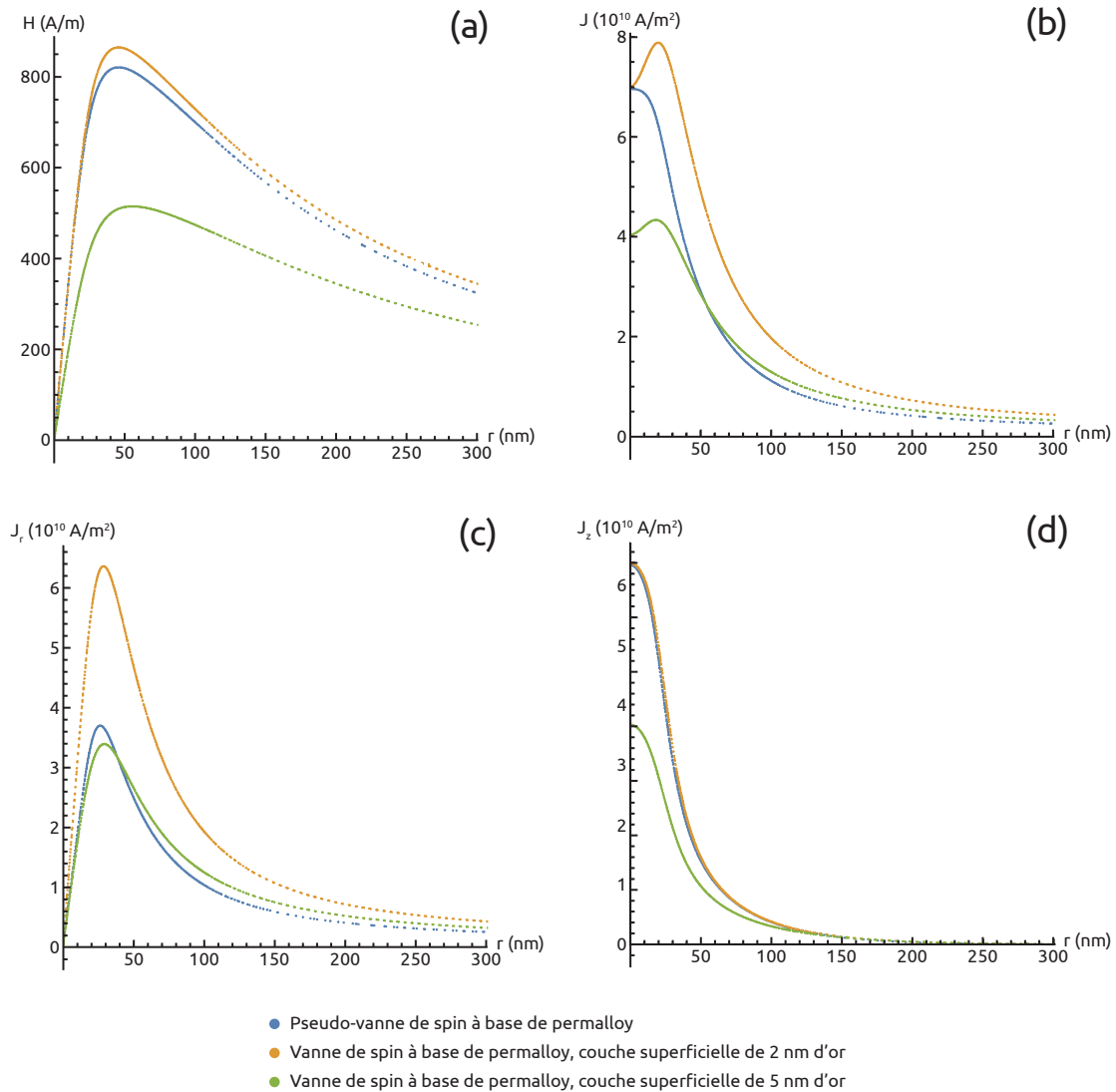


FIGURE A.4 – Comparaison du champ magnétique (a), du courant total (b), et des courants radial (c) et perpendiculaire (d) dans la couche libre entre la pseudo-vanne de spin (bleu) et les vannes de spin pour une couche superficielle de 2 nm (jaune) ou 5 nm (vert). Pour les vannes de spin, $e_{py} = 20$ nm, $r = 20$ nm.

B | Termes non-adiabatique et de Slonczewski dans LLG

Dans cette annexe, nous démontrons qu'il est justifié de négliger les couples non-adiabatiques et de Slonczewski dans les simulations micromagnétiques présentées dans le chapitre 5. L'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert est rappelée ainsi que l'implémentation du terme non-adiabatique ξ ¹ et du couple de Slonczewski $\boldsymbol{\tau}_{\text{SL}}$:

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = \gamma_{\text{LL}} \frac{1}{1 + \alpha^2} (\dot{\mathbf{m}} \times \mathbf{B}_{\text{eff}} + \alpha (\dot{\mathbf{m}} \times (\dot{\mathbf{m}} \times \mathbf{B}_{\text{eff}}))) + \boldsymbol{\tau}_{\text{SL}} + \boldsymbol{\tau}_{\text{ZL}} \quad (\text{B.1})$$

où α est l'amortissement, \mathbf{m} est l'aimantation normalisée, \mathbf{B}_{eff} est le champ effectif, $\boldsymbol{\tau}_{\text{ZL}}$ le couple de Zhang-Li [TNMS05, ZL04] et $\boldsymbol{\tau}_{\text{SL}}$ le couple de Slonczewski [Slo96]. La physique correspondant à ce couple est décrite à la section 2.4.2. Ces derniers valent :

$$\boldsymbol{\tau}_{\text{ZL}} = \frac{1}{1 + \alpha^2} ((1 + \xi\alpha) \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{m}) + (\xi - \alpha) \mathbf{m} \times (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{m}) \quad (\text{B.2})$$

$$\boldsymbol{\tau}_{\text{SL}} = \beta \frac{\varepsilon - \alpha\varepsilon'}{1 + \alpha^2} (\mathbf{m} \times (\mathbf{m}_P \times \mathbf{m})) - \beta \frac{\varepsilon' - \alpha\varepsilon}{1 + \alpha^2} \mathbf{m} \times \mathbf{m}_P \quad (\text{B.3})$$

où ξ est le degré de non-adiabaticité, \mathbf{u} la vitesse de dérive de spin, \mathbf{m}_P l'aimantation de la couche fixe, α est l'amortissement. $\beta = \frac{j_z \hbar}{M_{\text{sat}} e d}$ où j_z est le courant perpendiculaire, e la charge de l'électron et d l'épaisseur de la couche. $\mathbf{u} = \frac{\mu_B \mu_0}{2e\gamma_0 B_{\text{sat}} (1 + \xi^2)} \mathbf{j}$ où μ_B est le magnéton de Bohr, μ_0 la constante magnétique, γ_0 le facteur gyromagnétique, B_{sat} l'aimantation à saturation en Tesla, et \mathbf{j} la densité de courant. $\varepsilon = \frac{P\Lambda^2}{(\Lambda^2 + 1)(\Lambda^2 - 1)(\mathbf{m} \cdot \dot{\mathbf{m}})}$ où P est la polarisation en spin du courant, Λ le paramètre de Slonczewski. ε' le paramètre de deuxième ordre du couple de Slonczewski.

Nous avons négligé dans les simulations du reste de la thèse la non-adiabaticité du transfert de spin ainsi que sa composante perpendiculaire, dite de Slonczewski. On peut néanmoins vérifier cela en simulation, avec différentes valeurs de ξ le degré de non-adiabaticité et de Λ le paramètre de Slonczewski. Ainsi, sur la figure B.1 sont données quatre cartes de DSP, avec en (a) le cas standard pour nos simulations, c'est-à-dire en négligeant la non-adiabaticité et le terme de Slonczewski, en (b) le cas avec

1. On rappelle que $\beta^{\text{Thiaville}} = \xi^{\text{Zhang-Li}}$, β étant plus utilisé dans la littérature. ξ est utilisé par Mumax.

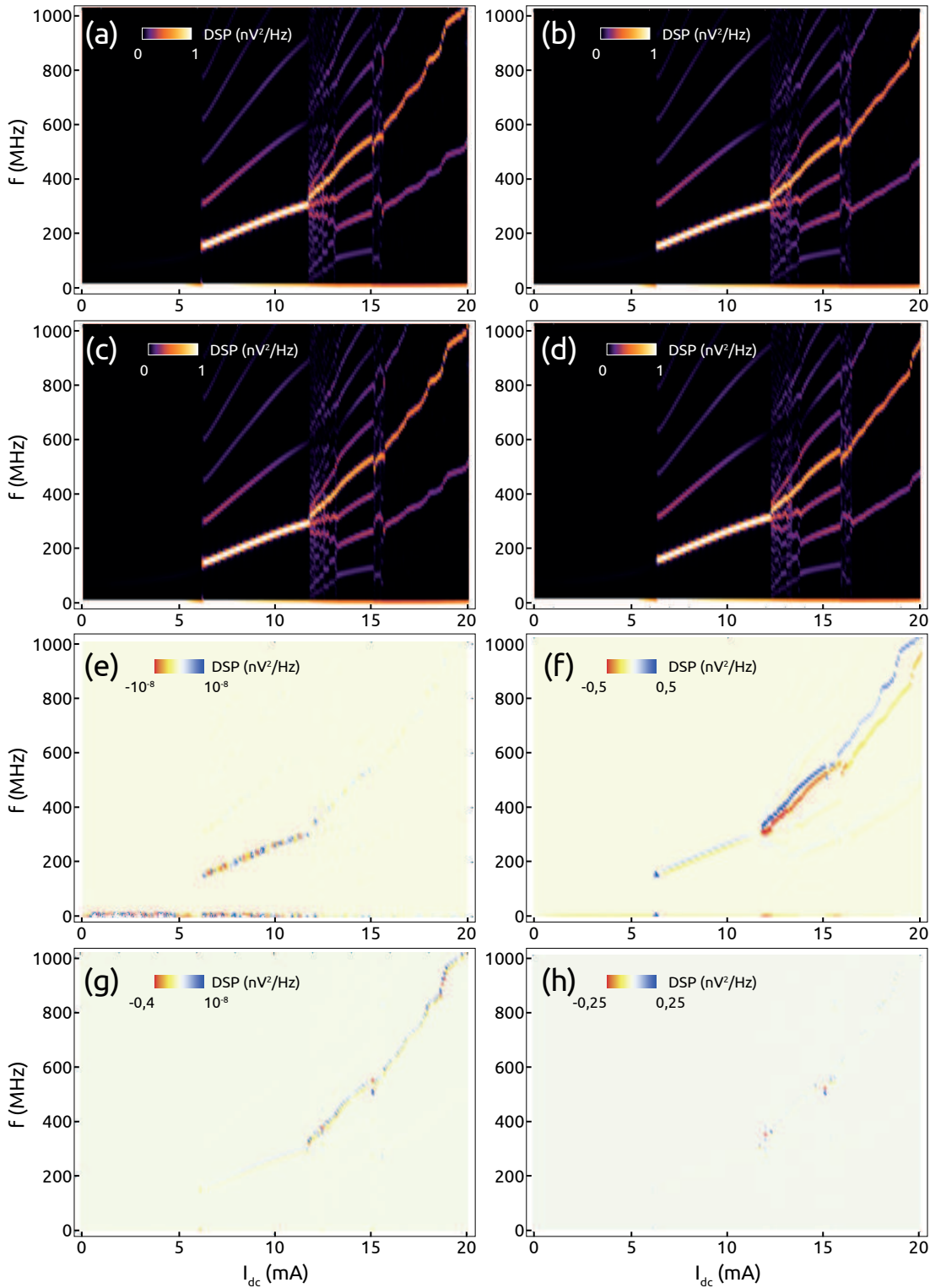


FIGURE B.1 – Cartes de DSP avec différentes valeurs de Λ et de ξ . (a) $\Lambda = \xi = 0$ (b) $\Lambda = 0$, $\xi = 0,2$ (c) $\Lambda = 1$, $\xi = 0$ (d) $\Lambda = 1$, $\xi = 0,2$. Les quatre cartes suivantes sont des différentiels de densité spectrale de puissance entre le cas où $\Lambda = \xi = 0$ et (e) $\Lambda = 1$, $\xi = 0$, (f) $\Lambda = 0$, $\xi = 0,2$, (g) $\Lambda = 0$, $\xi = 0,013$, (h) $\Lambda = 0$, $\xi = 0,001$. (a-h) $\mu_0 H_x = 0$ mT. Λ et ξ n'ont que peu d'effets sur les spectres, si ce n'est pour des valeurs élevées et peu réalistes de ξ .

le terme non-adiabatique $\xi = 0,2$ sans le terme de Slonczewski, en (c) le cas avec le terme de Slonczewski $\Lambda = 1$ sans le terme non-adiabatique, et en (d) avec les termes non-adiabatique $\xi = 0,2$ et de Slonczewski $\Lambda = 1$. Ces simulations ont été faites pour un courant variant de 20 à 0 mA, sans signal externe, sans champ externe et avec un coefficient de champ ampérien de 0,85. Le pas est de 0,1 mA entre les simulations. Le terme de Slonczewski τ_{SL} est représenté par Λ dans Mumax ainsi que ε' le paramètre de second ordre. Le terme de non-adiabaticité est représenté par ξ dans Mumax, que l'on a fait varier entre 0,2 [Figs. B.1(b,d,f)], 0,013 [Fig. B.1(g)], 0,001 [Fig. B.1(h)] et 0 [Figs. B.1(a,c,e)]. Des graphes différentiels entre deux conditions expérimentales sont donnés sur la figure B.1(e-h), et permettent de plus facilement voir les différences entre deux conditions.

Ainsi, on peut observer qu'il n'y a pas de différence notable entre les différentes cartes de DSP lorsque le torque de Slonczewski τ_{SL} est non nul. Cependant, lorsque l'on ajoute un terme non-adiabatique, ce dernier peut modifier légèrement les fréquences du système s'il est supérieur à α , mais ne semble pas modifier fortement les régimes : ces derniers semblent se produire pour les mêmes plages de fréquence. Si $\xi \leq \alpha$, alors ξ n'a que peu d'effets sur le signal du système. Ainsi, vu que l'on ne connaît pas exactement la valeur de ξ pour notre système, on fait l'hypothèse que celui-ci est faible devant α , et qu'ainsi on peut le négliger dans nos simulations.

On a par ailleurs testé l'effet de ε' en utilisant les paramètres pour un empilement du type MRAM, soit $\Lambda = 2$ et $\varepsilon' = 1$ (des paramètres non-réalistes pour notre empilement). Similairement, il n'y a pas de différence lorsque l'on ajoute ε' dans le terme de Slonczewski par rapport au cas sans ce terme.

Bibliographie

- [AABS⁺15] F. ABREU ARAUJO, A. D. BELANOVSKY, P. N. SKIRDKOV, K. A. ZVEZDIN, A. K. ZVEZDIN, N. LOCATELLI, R. LEBRUN, J. GROLLIER, V. CROS, G. de LOUBENS et O. KLEIN : Optimizing magnetodipolar interactions for synchronizing vortex based spin-torque nano-oscillators. *Physical Review B*, 92(4):045419, juillet 2015.
- [Abe19] Claas ABERT : Spintronics in Micromagnetics. In Wanda ANDREONI et Sidney YIP, éditeurs : *Handbook of Materials Modeling*, pages 1–24. Springer International Publishing, 2019.
- [ACH⁺14] S. ANDRIEU, L. CALMELS, T. HAUET, F. BONELL, P. LE FÈVRE et F. BERTRAN : Spectroscopic and transport studies of $\text{Co}_x\text{Fe}_{1-x}/\text{MgO}(001)$ -based magnetic tunnel junctions. *Physical Review B*, 90(21):214406, décembre 2014.
- [ANH⁺16] Stéphane ANDRIEU, Amina NEGGACHE, Thomas HAUET, Thibaut DEVOLDER, Ali HALLAL, Mairbek CHSHIEV, Alexandre M. BATAILLE, Patrick LE FÈVRE et François BERTRAN : Direct evidence for minority spin gap in the Co_2MnSi Heusler compound. *Physical Review B*, 93(9):094417, mars 2016.
- [Arn63] Vladimir Igorevich ARNOLD : Proof of a theorem of A. N. Kolmogorov on the preservation of conditionally periodic motions under a small perturbation of the Hamiltonian. *Uspekhi Mat. Nauk*, 18, 1963.
- [Arr89a] Svante ARRHENIUS : Über die Dissociationswärme und den Einfluss der Temperatur auf den Dissociationsgrad der Elektrolyte. *Zeitschrift für Physikalische Chemie*, 4U(1):96–116, 1889.
- [Arr89b] Svante ARRHENIUS : Über die Reaktionsgeschwindigkeit bei der Inversion von Rohrzucker durch Säuren. *Zeitschrift für Physikalische Chemie*, 4(1):226–248, 1889.
- [ASL⁺05] Apostolos ARGYRIS, Dimitris SYVRIDIS, Laurent LARGER, Valerio ANNOVAZZI-LODI, Pere COLET, Ingo FISCHER, Jordi GARCÍA-OJALVO, Claudio R. MIRASSO, Luis PESQUERA et K. Alan SHORE : Chaos-based

- communications at high bit rates using commercial fibre-optic links. *Nature*, 438(7066):343–346, novembre 2005.
- [ASS⁺11] L. APPELTANT, M. C. SORIANO, G. Van der SANDE, J. DANCKAERT, S. MASSAR, J. DAMBRE, B. SCHRAUWEN, C. R. MIRASSO et I. FISCHER : Information processing using a single dynamical node as complex system. *Nature Communications*, 2(1):1–6, septembre 2011.
- [BBF⁺88] M. N. BAIBICH, J. M. BROTO, A. FERT, F. Nguyen VAN DAU, F. PETROFF, P. ETIENNE, G. CREUZET, A. FRIEDERICH et J. CHAZELAS : Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices. *Physical Review Letters*, 61(21):2472–2475, novembre 1988.
- [BD97] Erik M. BOLLT et Milos DOLNIK : Encoding information in chemical chaos by controlling symbolic dynamics. *Physical Review E*, 55(6):6404–6413, juin 1997.
- [Ber96] L. BERGER : Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current. *Physical Review B*, 54(13):9353–9358, octobre 1996.
- [BFB⁺03] K. BOUZEHOUANE, S. FUSIL, M. BIBES, J. CARREY, T. BLON, M. LE DÛ, P. SENEOR, V. CROS et L. VILA : Nanolithography Based on Real-Time Electrically Controlled Indentation with an Atomic Force Microscope for Nanocontact Elaboration. *Nano Letters*, 3(11):1599–1602, novembre 2003.
- [BGD⁺13] P. BORTOLOTTI, E. GRIMALDI, A. DUSSAUX, J. GROLLIER, V. CROS, C. SERPICO, K. YAKUSHIJI, A. FUKUSHIMA, H. KUBOTA, R. MATSUMOTO et S. YUASA : Parametric excitation of magnetic vortex gyration in spin-torque nano-oscillators. *Physical Review B*, 88(17):174417, novembre 2013.
- [BGM18] Matthew J. S. BEACH, Anna GOLUBEVA et Roger G. MELKO : Machine learning vortices at the Kosterlitz-Thouless transition. *Physical Review B*, 97(4):045207, janvier 2018.
- [BGSZ89] G. BINASCH, P. GRÜNBERG, F. SAURENBACH et W. ZINN : Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Physical Review B*, 39(7):4828–4830, mars 1989.
- [BGW⁺10] P. M. BRAGANCA, B. A. GURNEY, B. A. WILSON, J. A. KATINE, S. MAAT et J. R. CHILDRESS : Nanoscale magnetic field detection using a spin torque oscillator. *Nanotechnology*, 21(23):235202, mai 2010.
- [BHL⁺19] A. V. BONDARENKO, E. HOLMGREN, Z. W. LI, B. A. IVANOV et V. KORENIVSKI : Chaotic dynamics in spin-vortex pairs. *Physical Review B*, 99(5):054402, février 2019.

- [BKC⁺15] S. BONETTI, R. KUKREJA, Z. CHEN, F. MACIÀ, J. M. HERNÁNDEZ, A. EKLUND, D. BACKES, J. FRISCH, J. KATINE, G. MALM, S. URAZH DIN, A. D. KENT, J. STÖHR, H. OHLDAG et H. A. DÜRR : Direct observation and imaging of a spin-wave soliton with p -like symmetry. *Nature Communications*, 6:8889, novembre 2015.
- [BLS⁺12] A. D. BELANOVSKY, N. LOCATELLI, P. N. SKIRDKOV, F. ABREU ARAUJO, J. GROLLIER, K. A. ZVEZDIN, V. CROS et A. K. ZVEZDIN : Phase locking dynamics of dipolarly coupled vortex-based spin transfer oscillators. *Physical Review B*, 85(10):100409, mars 2012.
- [BLS⁺13] A. D. BELANOVSKY, N. LOCATELLI, P. N. SKIRDKOV, F. ABREU ARAUJO, K. A. ZVEZDIN, J. GROLLIER, V. CROS et A. K. ZVEZDIN : Numerical and analytical investigation of the synchronization of dipolarly coupled vortex spin-torque nano-oscillators. *Applied Physics Letters*, 103(12):122405, septembre 2013.
- [BMK⁺08] 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 et Hermann STOLL : Time-Resolved X-Ray Microscopy of Spin-Torque-Induced Magnetic Vortex Gyration. *Physical Review Letters*, 100(17):176601, avril 2008.
- [BMR⁺10] C. BURROWES, A. P. MIHAI, D. RAVELOSONA, J.-V. KIM, C. CHAPPERT, L. VILA, A. MARTY, Y. SAMSON, F. GARCIA-SANCHEZ, L. D. BUDA-PREJBEANU, I. TUDOSA, E. E. FULLERTON et J.-P. ATTANÉ : Non-adiabatic spin-torques in narrow magnetic domain walls. *Nature Physics*, 6(1):17–21, janvier 2010.
- [Bol03] Erik M. BOLLT : Review of chaos communication by feedback control of symbolic dynamics. *International Journal of Bifurcation and Chaos*, 13(02):269–285, février 2003.
- [BPKS⁺19] Erick BURGOS-PARRA, Paul S. KEATLEY, Sohrab SANI, Phillip DURRENFELD, Johan ÅKERMAN et Robert J. HICKEN : Time-resolved imaging of magnetization dynamics in double nanocontact spin torque vortex oscillator devices. *Physical Review B*, 100(13):134439, octobre 2019.
- [Bro63] William Fuller BROWN : *Micromagnetics*. J. Wiley, New York ; London, 1963.
- [BSE⁺17] Seyed Amir Hossein BANUAZIZI, Sohrab R. SANI, Anders EKLUND, Maziar M. NAIINI, Seyed Majid MOHSENI, Sunjae CHUNG, Philipp DURRENFELD, B. Gunnar MALM et Johan ÅKERMAN : Order of magnitude im-

- provement of nano-contact spin torque nano-oscillator performance. *Nanoscale*, 9(5):1896–1900, février 2017.
- [CAS⁺04] S.-B. CHOE, Y. ACREMANN, A. SCHOLL, A. BAUER, A. DORAN, J. STÖHR et H. A. PADMORE : Vortex Core-Driven Magnetization Dynamics. *Science*, 304(5669):420–422, avril 2004.
- [CB89] R. E. CAMLEY et J. BARNAŚ : Theory of giant magnetoresistance effects in magnetic layered structures with antiferromagnetic coupling. *Physical Review Letters*, 63(6):664–667, août 1989.
- [CGMS07] Jean-Guy CAPUTO, Yuri GAIDIDEI, Franz G. MERTENS et Denis D. SHEKA : Vortex Polarity Switching by a Spin-Polarized Current. *Physical Review Letters*, 98(5):056604, février 2007.
- [Cha03a] Heng-Chia CHANG : Phase noise in self-injection-locked oscillators - theory and experiment. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 51(9):1994–1999, septembre 2003.
- [Cha03b] Heng-Chia CHANG : Stability analysis of self-injection-locked oscillators. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 51(9):1989–1993, septembre 2003.
- [CKA⁺99] R. P. COWBURN, D. K. KOLTSOV, A. O. ADEYEYE, M. E. WELLAND et D. M. TRICKER : Single-Domain Circular Nanomagnets. *Physical Review Letters*, 83(5):1042–1045, août 1999.
- [CKC⁺14] Hyun Seok CHOI, Sun Yool KANG, Seong Jun CHO, Inn-Yeal OH, Mincheol SHIN, Hyuncheol PARK, Chaun JANG, Byoung-Chul MIN, Sang-Il KIM, Seung-Young PARK et Chul Soon PARK : Spin nano-oscillator-based wireless communication. *Scientific Reports*, 4:5486, juin 2014.
- [CLT03] Richard E. COHEN, David LIDE et George TRIGG, éditeurs. *AIP Physics Desk Reference*. Springer-Verlag, New York, 3 édition, 2003.
- [CO93] Kevin M. CUOMO et Alan V. OPPENHEIM : Circuit implementation of synchronized chaos with applications to communications. *Physical Review Letters*, 71(1):65–68, juillet 1993.
- [CP07] Alessandra CELLETTI et Ettore PEROZZI : *Celestial Mechanics : The Waltz of the Planets*. Popular Astronomy. Springer-Verlag, New York, 2007.
- [CP20] Gyorgy CSABA et Wolfgang POROD : Coupled oscillators for computing : A review and perspective. *Applied Physics Reviews*, 7(1):011302, janvier 2020.
- [CPF⁺10] G. CONSOLO, V. PULIAFITO, G. FINOCCHIO, L. LOPEZ-DIAZ, R. ZIVIERI, L. GIOVANNINI, F. NIZZOLI, G. VALENTI et B. AZZERBONI : Combi-

- ned Frequency-Amplitude Nonlinear Modulation : Theory and Applications. *IEEE Transactions on Magnetism*, 46(9):3629–3634, septembre 2010.
- [Cro12] M. C. CROSS : Improving the frequency precision of oscillators by synchronization. *Physical Review E*, 85(4):046214, avril 2012.
- [CSW⁺11] Michael CURCIC, Hermann STOLL, Markus WEIGAND, Vitalij SACKMANN, Patrick JUELLIG, Matthias KAMMERER, Matthias NOSKE, Markus SPROLL, Bartel Van WAHEYENBERGE, Arne VANSTEENKISTE, Georg WOLTERS DORF, Tolek TYLISZCZAK et Gisela SCHÜTZ : Magnetic vortex core reversal by rotating magnetic fields generated on micrometer length scales. *Physica Status Solidi (b)*, 248(10):2317–2322, 2011.
- [CVWV⁺08] Michael CURCIC, Bartel VAN WAHEYENBERGE, Arne VANSTEENKISTE, Markus WEIGAND, Vitalij SACKMANN, Hermann STOLL, Manfred FÄHNLE, Tolek TYLISZCZAK, Georg WOLTERS DORF, Christian H. BACK et Gisela SCHÜTZ : Polarization Selective Magnetic Vortex Dynamics and Core Reversal in Rotating Magnetic Fields. *Physical Review Letters*, 101(19):197204, novembre 2008.
- [CYL⁺10] Youn-Seok CHOI, Myoung-Woo YOO, Ki-Suk LEE, Young-Sang YU, Hyunsung JUNG et 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, février 2010.
- [DGG⁺10] 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 et A. FERT : Large microwave generation from current-driven magnetic vortex oscillators in magnetic tunnel junctions. *Nature Communications*, 1:8, avril 2010.
- [DHdM17] Xavier Du Hamel de MILLY : *Manipulation of the mutual synchronisation in a pair of spin torque nano oscillators*. PhD thesis, Paris Saclay, novembre 2017.
- [DKG⁺11] A. DUSSAUX, A. V. KHVALKOVSKIY, J. GROLLIER, V. CROS, A. FUKUSHIMA, M. KONOTO, H. KUBOTA, K. YAKUSHIJI, S. YUASA, K. ANDO et A. FERT : Phase locking of vortex based spin transfer oscillators to a microwave current. *Applied Physics Letters*, 98(13):132506, mars 2011.
- [DKM⁺10] T. DEVOLDER, Joo-Von KIM, M. MANFRINI, W. van ROY, L. LAGAE et C. CHAPPERT : Vortex nucleation in spin-torque nanocontact oscillators. *Applied Physics Letters*, 97(7):072512, août 2010.
- [DKPW⁺11] T. DEVOLDER, Joo-Von KIM, S. PETIT-WATELOT, R. OTXOA, C. CHAPPERT, M. MANFRINI, W. VAN ROY et L. LAGAE : Vortex Nucleation Phase in

- Spin Torque Oscillators Based on Nanocontacts. *IEEE Transactions on Magnetics*, 47(6):1595–1598, juin 2011.
- [DKT⁺12] D. DIXIT, K. KONISHI, C. V. TOMY, Y. SUZUKI et A. A. TULAPURKAR : Spintronic oscillator based on magnetic field feedback. *Applied Physics Letters*, 101(12):122410, septembre 2012.
- [DMM⁺10] William L. DITTO, A. MILIOTIS, K. MURALI, Sudeshna SINHA et Mark L. SPANO : Chaogates : Morphing logic gates that exploit dynamical patterns. *Chaos : An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science*, 20(3):037107, 2010.
- [DRPW⁺19] Thibaut DEVOLDER, Damien RONTANI, Sébastien PETIT-WATELOT, Karim BOUZEHOUE, Stéphane ANDRIEU, Jérémy LÉTANG, Myoung-Woo YOO, Jean-Paul ADAM, Claude CHAPPERT, Stéphanie GIROD, Vincent CROS, Marc SCIAMANNA et Joo-Von KIM : Chaos in Magnetic Nanocontact Vortex Oscillators. *Physical Review Letters*, 123(14):147701, octobre 2019.
- [EDHB12] M. EGGELING, T. DIMOPOULOS, R. HEER et H. BRÜCKL : The Dependence of Vortex Oscillation Frequency on Small In-Plane Magnetic Fields in Spin-Valve Nanocontacts. *IEEE Transactions on Magnetics*, 48(11):3814–3817, novembre 2012.
- [EDU⁺11] M. EGGELING, T. DIMOPOULOS, T. UHRMANN, O. BETHGE, R. HEER, V. HÖINK et H. BRÜCKL : Low spin current-driven dynamic excitations and metastability in spin-valve nanocontacts with unpinned artificial antiferromagnet. *Applied Physics Letters*, 98(4):042504, janvier 2011.
- [EL16] Virginia ESTÉVEZ et Lasse LAURSON : Magnetic domain-wall dynamics in wide permalloy strips. *Physical Review B*, 93(6):064403, février 2016.
- [EL17] Virginia ESTÉVEZ et Lasse LAURSON : Fast vortex wall motion in wide permalloy strips from double switching of the vortex core. *Physical Review B*, 96(6):064420, août 2017.
- [EWR⁺10] M. ELTSCHKA, M. WÖTZEL, J. RHENSIUS, S. KRZYK, U. NOWAK, M. KLÄUI, T. KASAMA, R. E. DUNIN-BORKOWSKI, L. J. HEYDERMAN, H. J. van DRIEL et R. A. DUINE : Nonadiabatic Spin Torque Investigated Using Thermally Activated Magnetic Domain Wall Dynamics. *Physical Review Letters*, 105(5):056601, juillet 2010.
- [FBS⁺12] J. FLIPSE, F. L. BAKKER, A. SLACHTER, F. K. DEJENE et B. J. van WEES : Direct observation of the spin-dependent Peltier effect. *Nature Nanotechnology*, 7(3):166–168, mars 2012.

- [Féj16] Jacques FÉJOZ : 13. Introduction to KAM theory with a view to celestial mechanics. *In Variational Methods In Imaging and Geometric Control*, volume 18. De Gruyter, 2016.
- [Fli14] Joost FLIPSE : *Spin caloritronics in magnetic metals and insulators*. Thèse de doctorat, Rijksuniversiteit Groningen, 2014.
- [GBBN05] K. Yu. GUSLIENKO, K. S. BUCHANAN, S. D. BADER et V. NOVOSAD : Dynamics of coupled vortices in layered magnetic nanodots. *Applied Physics Letters*, 86(22):223112, mai 2005.
- [GCF06] J. GROLLIER, V. CROS et A. FERT : Synchronization of spin-transfer oscillators driven by stimulated microwave currents. *Physical Review B*, 73(6):060409, février 2006.
- [GFP11] Tanja GRAF, Claudia FELSER et Stuart S. P. PARKIN : Simple rules for the understanding of Heusler compounds. *Progress in Solid State Chemistry*, 39(1):1–50, mai 2011.
- [GGCF08] B. GEORGES, J. GROLLIER, V. CROS et A. FERT : Impact of the electrical connection of spin transfer nano-oscillators on their synchronization : an analytical study. *Applied Physics Letters*, 92(23):232504, juin 2008.
- [GGD⁺08] B. GEORGES, J. GROLLIER, M. DARQUES, V. CROS, C. DERANLOT, B. MARCILHAC, G. FAINI et A. FERT : Coupling Efficiency for Phase Locking of a Spin Transfer Nano-Oscillator to a Microwave Current. *Physical Review Letters*, 101(1):017201, juillet 2008.
- [GHS08] S. GLIGA, R. HERTEL et C. M. SCHNEIDER : Flipping magnetic vortex cores on the picosecond time scale. *Physica B : Condensed Matter*, 403(2):334–337, février 2008.
- [Gil55] T. L. GILBERT : A Lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetic field. *Physical Review*, 100(1243), 1955.
- [Gil04] T. L. GILBERT : A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials. *IEEE Transactions on Magnetics*, 40(6):3443–3449, novembre 2004.
- [GKS10] Yuri GAIDIDEI, Volodymyr P. KRAVCHUK et Denis D. SHEKA : Magnetic vortex dynamics induced by an electrical current. *International Journal of Quantum Chemistry*, 110(1):83–97, janvier 2010.
- [GKSM08] Y. B. GAIDIDEI, V. P. KRAVCHUK, D. D. SHEKA et F. G. MERTENS : Switching phenomena in magnetic vortex dynamics. *Low Temperature Physics*, 34(7):528–534, juillet 2008.

- [GLH11] Sebastian GLIGA, Yaowen LIU et Riccardo HERTEL : Energy thresholds in the magnetic vortex core reversal. *Journal of Physics : Conference Series*, 303:012005, juillet 2011.
- [GLK08] Konstantin Yu. GUSLIENKO, Ki-Suk LEE et Sang-Koog KIM : Dynamic Origin of Vortex Core Switching in Soft Magnetic Nanodots. *Physical Review Letters*, 100(2):027203, janvier 2008.
- [GMUW11] Marian GIDEA, James D. MEISS, Ilie UGARCOVICI et Howard WEISS : Applications of KAM theory to population dynamics. *Journal of Biological Dynamics*, 5(1):44–63, janvier 2011.
- [GPF11] Tanja GRAF, Stuart S. P. PARKIN et Claudia FELSER : Heusler Compounds—A Material Class With Exceptional Properties. *IEEE Transactions on Magnetics*, 47(2):367–373, février 2011.
- [GPWP⁺19] C. GUILLEMARD, S. PETIT-WATELOT, L. PASQUIER, D. PIERRE, J. GHANBAJA, J.-C. ROJAS-SÁNCHEZ, A. BATAILLE, J. RAULT, P. LE FÈVRE, F. BERTRAN et S. ANDRIEU : Ultralow Magnetic Damping in Co₂Mn-Based Heusler Compounds : Promising Materials for Spintronics. *Physical Review Applied*, 11(6):064009, juin 2019.
- [GPWRS⁺19] C. GUILLEMARD, S. PETIT-WATELOT, J.-C. ROJAS-SÁNCHEZ, J. HOHLFELD, J. GHANBAJA, A. BATAILLE, P. LE FÈVRE, F. BERTRAN et S. ANDRIEU : Polycrystalline Co₂Mn-based Heusler thin films with high spin polarization and low magnetic damping. *Applied Physics Letters*, 115(17):172401, octobre 2019.
- [GQS⁺11] D. GUSAKOVA, M. QUINSAT, J. F. SIERRA, U. EBELS, B. DIENY, L. D. BUDA-PREJBEANU, M.-C. CYRILLE, V. TIBERKEVICH et 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, août 2011.
- [Gri15] Eva GRIMALDI : *Étude des propriétés non-linéaires et de l'origine du bruit d'oscillateurs à transfert de spin à base de vortex : vers le développement de nano-dispositifs radiofréquences spintroniques*. Thèse de doctorat, Paris 11, juin 2015.
- [GSCL19] R. GOPAL, B. SUBASH, V. K. CHANDRASEKAR et M. LAKSHMANAN : Phase Locking of Spin Transfer Nano-Oscillators Using Common Microwave Sources. *IEEE Transactions on Magnetics*, 55(8), 2019.
- [Gus08] K. Yu. GUSLIENKO : Magnetic Vortex State Stability, Reversal and Dynamics in Restricted Geometries. *Journal of Nanoscience and Nanotechnology*, 8(6):2745–2760, juin 2008.

- [Hal79] Edwin HALL : On a New Action of the Magnet on Electric Currents. *American Journal of Mathematics*, 2(3):287–292, 1879.
- [HDLK⁺14] A. HAMADEH, Grégoire DE LOUBENS, Olivier KLEIN, V. V. NALETOV, Romain LEBRUN, Nicolas LOCATELLI, Julie GROLLIER et Vincent CROS : Origin of spectral purity and tuning sensitivity in a vortex-based spin transfer nano-oscillator. *Physical Review Letters*, 112(25):257201, juin 2014.
- [HdLN⁺12] A. HAMADEH, G. de LOUBENS, V. V. NALETOV, J. GROLLIER, C. ULYSSE, V. CROS et O. KLEIN : Autonomous and forced dynamics in a spin-transfer nano-oscillator : Quantitative magnetic-resonance force microscopy. *Physical Review B*, 85(14):140408, avril 2012.
- [Hei27] W. HEISENBERG : Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik. *Zeitschrift für Physik*, 43(3-4):172–198, mars 1927.
- [Heu03] HEUSLER, FRIEDRICH : Über magnetische Manganlegierungen. *Verhandlungen der Deutschen physikalischen Gesellschaft*, 12:219, 1903.
- [HG11] Rupert HUBER et Dirk GRUNDLER : Ferromagnetic nanodisks for magnonic crystals and waveguides. In *Spintronics IV*, volume 8100, page 81000D. International Society for Optics and Photonics, septembre 2011.
- [HGFS07] R. HERTEL, S. GLIGA, M. FÄHNLE et C. M. SCHNEIDER : Ultrafast Nanomagnetic Toggle Switching of Vortex Cores. *Physical Review Letters*, 98(11):117201, mars 2007.
- [HGO93] Scott HAYES, Celso GREBOGI et Edward OTT : Communicating with chaos. *Physical Review Letters*, 70(20):3031–3034, mai 1993.
- [HGOM94] Scott HAYES, Celso GREBOGI, Edward OTT et Andrea MARK : Experimental Control of Chaos for Communication. *Physical Review Letters*, 73(13):1781–1784, septembre 1994.
- [HLN⁺14] A. HAMADEH, N. LOCATELLI, V. V. NALETOV, R. LEBRUN, G. de LOUBENS, J. GROLLIER, O. KLEIN et V. CROS : Perfect and robust phase-locking of a spin transfer vortex nano-oscillator to an external microwave source. *Applied Physics Letters*, 104(2):022408, janvier 2014.
- [HNYMA15] Li HUA-NAN, Liu YAN, Jia MIN et Du AN : Trajectory and frequency of vortex gyration in a multi-nanocontact geometry. *Chinese Physics B*, 24(4):047501, 2015.
- [HRI⁺10] L. HEYNE, J. RHENSIUS, D. ILGAZ, A. BISIG, U. RÜDIGER, M. KLÄUI, L. JOLY, F. NOLTING, L. J. HEYDERMAN, J. U. THIELE et F. KRONAST : Direct

- Determination of Large Spin-Torque Nonadiabaticity in Vortex Core Dynamics. *Physical Review Letters*, 105(18):187203, octobre 2010.
- [HTB⁺06] M. HAYASHI, L. THOMAS, Ya. B. BAZALIY, C. RETTNER, R. MORIYA, X. JIANG et S. S. P. PARKIN : Influence of Current on Field-Driven Domain Wall Motion in Permalloy Nanowires from Time Resolved Measurements of Anisotropic Magnetoresistance. *Physical Review Letters*, 96(19):197207, mai 2006.
- [Hub82] D. L. HUBER : Dynamics of spin vortices in two-dimensional planar magnets. *Physical Review B*, 26(7):3758–3765, octobre 1982.
- [Huy93] Christiaan HUYGENS : *Œuvres complètes, Tomes V : Correspondance 1664-1665*. Société hollandaise des sciences, 1893.
- [IHMÅ14] Ezio IACocca, Olle HEINONEN, P. K. MUDULI et Johan ÅKERMAN : Generation linewidth of mode-hopping spin torque oscillators. *Physical Review B*, 89(5):054402, février 2014.
- [Jac99] J. D. JACKSON : *Classical Electrodynamics, 3rd ed.* John Wiley & Sons, 1999.
- [JCL⁺12] Hyunsung JUNG, Youn-Seok CHOI, Ki-Suk LEE, Dong-Soo HAN, Young-Sang YU, Mi-Young IM, Peter FISCHER et Sang-Koog KIM : Logic Operations Based on Magnetic-Vortex-State Networks. *ACS Nano*, 6(5):3712–3717, mai 2012.
- [JCZ⁺19] Wencong JIANG, Lina CHEN, Kaiyuan ZHOU, Liyuan LI, Qingwei FU, Youwei DU et R. H. LIU : Physical reservoir computing using magnetic skyrmion memristor and spin torque nano-oscillator. *Applied Physics Letters*, 115(19):192403, novembre 2019.
- [JH04] Herbert JAEGER et Harald HAAS : Harnessing Nonlinearity : Predicting Chaotic Systems and Saving Energy in Wireless Communication. *Science*, 304(5667):78–80, avril 2004.
- [JHCL09] Wei JIN, Huan HE, Yuguang CHEN et Yaowen LIU : Controllable vortex polarity switching by spin polarized current. *Journal of Applied Physics*, 105(1):013906, janvier 2009.
- [JNF⁺12] S. JAIN, V. NOVOSAD, F. Y. FRADIN, J. E. PEARSON, V. TIBERKEVICH, A. N. SLAVIN et S. D. BADER : From chaos to selective ordering of vortex cores in interacting mesomagnets. *Nature Communications*, 3:1330, décembre 2012.
- [JNF⁺14] Shikha JAIN, Valentyn NOVOSAD, Frank Y. FRADIN, John E. PEARSON et Samuel D. BADER : Dynamics of coupled vortices in perpendicular field. *Applied Physics Letters*, 104(8):082409, février 2014.

- [Joh27] J. B. JOHNSON : Minutes of the Philadelphia Meeting December 28, 29, 30, 1926. *Physical Review*, 29(2):350–373, février 1927.
- [Joh28] J. B. JOHNSON : Thermal Agitation of Electricity in Conductors. *Physical Review*, 32(1):97–109, juillet 1928.
- [Jul75] M. JULLIERE : Tunneling between ferromagnetic films. *Physics Letters A*, 54(3):225–226, septembre 1975.
- [JYPdL⁺10] M. JAAFAR, R. YANES, D. Perez de LARA, O. CHUBYKALO-FESENKO, A. ASENJO, E. M. GONZALEZ, J. V. ANGUITA, M. VAZQUEZ et J. L. VICENT : Control of the chirality and polarity of magnetic vortices in triangular nanodots. *Physical Review B*, 81(5):054439, février 2010.
- [KBB14] D. KUMAR, S. BARMAN et A. BARMAN : Magnetic Vortex Based Transistor Operations. *Scientific Reports*, 4:4108, février 2014.
- [KBG⁺07] I. N. KRIVOROTOV, D. V. BERKOV, N. L. GORN, N. C. EMLEY, J. C. SANKEY, D. C. RALPH et R. A. BUHRMAN : Large-amplitude coherent spin waves excited by spin-polarized current in nanoscale spin valves. *Physical Review B*, 76(2):024418, juillet 2007.
- [KCB09] D. J. KEAVNEY, X. M. CHENG et 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, avril 2009.
- [KCL⁺07] Sang-Koog KIM, Youn-Seok CHOI, Ki-Suk LEE, Konstantin Y. GUSLIENKO et Dae-Eun JEONG : Electric-current-driven vortex-core reversal in soft magnetic nanodots. *Applied Physics Letters*, 91(8):082506, août 2007.
- [KCR⁺03] H. KURT, Wen-C. CHIANG, C. RITZ, K. EID, W. P. PRATT et J. BASS : Spin-memory loss and current-perpendicular-to-plane-magnetoresistance in sputtered multilayers with Au. *Journal of Applied Physics*, 93(10):7918–7920, mai 2003.
- [KD10] Joo-Von KIM et Thibaut DEVOLDER : Theory of the power spectrum of spin-torque nanocontact vortex oscillators. *arXiv :1007.3859 [cond-mat]*, juillet 2010.
- [KEBR08] I. N. KRIVOROTOV, N. C. EMLEY, R. A. BUHRMAN et D. C. RALPH : Time-domain studies of very-large-angle magnetization dynamics excited by spin transfer torques. *Physical Review B*, 77(5):054440, février 2008.
- [KFF07] J. KÜBLER, G. H. FECHER et C. FELSER : Understanding the trend in the Curie temperatures of Co₂-based Heusler compounds : Ab initio calculations. *Physical Review B*, 76(2):024414, juillet 2007.
- [KGD⁺09] A. V. KHVALKOVSKIY, J. GROLLIER, A. DUSSAUX, Konstantin A. ZVEZDIN et V. CROS : Vortex oscillations induced by spin-polarized current in

- a magnetic nanopillar : Analytical versus micromagnetic calculations. *Physical Review B*, 80(14):140401, octobre 2009.
- [KGL⁺10] A. V. KHVALKOVSKIY, J. GROLLIER, N. LOCATELLI, Ya. V. GORBUNOV, K. A. ZVEZDIN et V. CROS : Nonuniformity of a planar polarizer for spin-transfer-induced vortex oscillations at zero field. *Applied Physics Letters*, 96(21):212507, mai 2010.
- [KGS09] Volodymyr P. KRAVCHUK, Yuri GAIDIDEI et Denis D. SHEKA : Nucleation of a vortex-antivortex pair in the presence of an immobile magnetic vortex. *Physical Review B*, 80(10):100405, septembre 2009.
- [Kim12] Joo-Von KIM : Spin-Torque Oscillators. *In Solid State Physics*, volume 63, pages 217–294. Elsevier, 2012.
- [KKK⁺16] Dinesh KUMAR, K. KONISHI, Nikhil KUMAR, S. MIWA, A. FUKUSHIMA, K. YAKUSHIJI, S. YUASA, H. KUBOTA, C. V. TOMY, A. PRABHAKAR, Y. SUZUKI et A. TULAPURKAR : Coherent microwave generation by spintronic feedback oscillator. *Scientific Reports*, 6:30747, août 2016.
- [KLLK99] S. D. KIM, J. J. LEE, S. H. LIM et H. J. KIM : Assessment of dry etching damage in permalloy thin films. *Journal of Applied Physics*, 85(8):5992–5994, avril 1999.
- [KLP⁺17] Martin KREISSIG, R. LEBRUN, F. PROTZE, K. J. MERAZZO, J. HEM, L. VILA, R. FERREIRA, M. C. CYRILLE, F. ELLINGER, V. CROS, U. EBELS et P. BORTOLOTTI : Vortex spin-torque oscillator stabilized by phase locked loop using integrated circuits. *AIP Advances*, 7(5):056653, février 2017.
- [KLYC08] Sang-Koog KIM, Ki-Suk LEE, Young-Sang YU et 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, janvier 2008.
- [KMC⁺10] Thomas KAMIONKA, Michael MARTENS, Kang Wei CHOU, Michael CURCIC, André DREWS, Gisela SCHÜTZ, Tolek TYLISZCZAK, Hermann STOLL, Bartel VAN WAHEYENBERGE et Guido MEIER : Magnetic Antivortex-Core Reversal by Circular-Rotational Spin Currents. *Physical Review Letters*, 105(13):137204, septembre 2010.
- [KNK⁺06] Shinya KASAI, Yoshinobu NAKATANI, Kensuke KOBAYASHI, Hiroshi KOHNO et Teruo ONO : Current-Driven Resonant Excitation of Magnetic Vortices. *Physical Review Letters*, 97(10):107204, septembre 2006.
- [KNK⁺08] Shinya KASAI, Kunihiro NAKANO, Kouta KONDOU, Norikazu OHSHIMA, Kensuke KOBAYASHI et Teruo ONO : Three-Terminal Device Based

- on the Current-Induced Magnetic Vortex Dynamics with the Magnetic Tunnel Junction. *Applied Physics Express*, 1(9):091302, août 2008.
- [Kol54] Andrey Nikolaevich KOLMOGOROV : On the Conservation of Conditionally Periodic Motions under Small Perturbation of the Hamiltonian. *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, 98, 1954.
- [Kom07] S. KOMINEAS : Rotating Vortex Dipoles in Ferromagnets. *Physical Review Letters*, 99(11):117202, septembre 2007.
- [KP07] Stavros KOMINEAS et Nikos PAPANICOLAOU : Dynamics of vortex-antivortex pairs in ferromagnets. *arXiv :0712.3684 [cond-mat]*, décembre 2007.
- [KPR⁺05] Shehzaad KAKA, Matthew R. PUFALL, William H. RIPPARD, Thomas J. SILVA, Stephen E. RUSSEK et Jordan A. KATINE : Mutual phase-locking of microwave spin torque nano-oscillators. *Nature*, 437(7057):389–392, septembre 2005.
- [KPS⁺20] Minsuk KOO, M.R. PUFALL, Yong SHIM, A.B. KOS, Gyorgy CSABA, Wolfgang POROD, W.H. RIPPARD et Kaushik ROY : Distance Computation Based on Coupled Spin-Torque Oscillators : Application to Image Processing. *Physical Review Applied*, 14(3):034001, septembre 2020.
- [KRU⁺10] Dong-Hyun KIM, Elena A. ROZHKOVA, Ilya V. ULASOV, Samuel D. BADER, Tijana RAJH, Maciej S. LESNIAK et Valentyn NOVOSAD : Biofunctionalized magnetic-vortex microdiscs for targeted cancer-cell destruction. *Nature Materials*, 9(2):165–171, février 2010.
- [KSGM07] Volodymyr P. KRAVCHUK, Denis D. SHEKA, Yuri GAIDIDEI et Franz G. MERTENS : Controlled vortex core switching in a magnetic nanodisk by a rotating field. *Journal of Applied Physics*, 102(4):043908, août 2007.
- [KSH⁺16a] P. S. KEATLEY, S. R. SANI, G. HRKAC, S. M. MOHSENI, P. DÜRRENFELD, J. ÅKERMAN et R. J. HICKEN : Superharmonic injection locking of nano-contact spin-torque vortex oscillators. *Physical Review B*, 94(9):094404, septembre 2016.
- [KSH⁺16b] P. S. KEATLEY, S. R. SANI, G. HRKAC, S. M. MOHSENI, P. DÜRRENFELD, T. H. J. LOUGHRAN, J. ÅKERMAN et R. J. HICKEN : Direct observation of magnetization dynamics generated by nanocontact spin-torque vortex oscillators. *Physical Review B*, 94(6):060402, août 2016.
- [KSH⁺17] Paul Steven KEATLEY, Sohrab Redjai SANI, Gino HRKAC, Seyed Majid MOHSENI, Philipp DÜRRENFELD, Johan ÅKERMAN et Robert James HICKEN : Imaging magnetisation dynamics in nano-contact spin-torque vortex oscillators exhibiting gyrotropic mode splitting. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 50(16):164003, mars 2017.

- [KSK⁺03] S. I. KISELEV, J. C. SANKEY, I. N. KRIVOROTOV, N. C. EMLEY, R. J. SCHOELKOPF, R. A. BUHRMAN et D. C. RALPH : Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current. *Nature*, 425(6956):380–383, septembre 2003.
- [KSM⁺19] Taro KANAOKA, Hirofumi SUTO, Koichi MIZUSHIMA, Hayato GOTO, Tetsufumi TANAMOTO et Tazumi NAGASAWA : Reservoir Computing on Spin-Torque Oscillator Array. *Physical Review Applied*, 12(2):024052, août 2019.
- [KSP⁺10] Michaela KUEPFERLING, Claudio SERPICO, Matthew PUFALL, William RIPPARD, T. Mitchell WALLIS, Atif IMTIAZ, Pavol KRIVOSIK, Massimo PASQUALE et Pavel KABOS : Two modes behavior of vortex oscillations in spin-transfer nanocontacts subject to in-plane magnetic fields. *Applied Physics Letters*, 96(25):252507, juin 2010.
- [KVB⁺04] M. KLÄUI, C. a. F. VAZ, J. a. C. BLAND, L. J. HEYDERMAN, F. NOLTING, A. PAVLOVSKA, E. BAUER, S. CHERIFI, S. HEUN et A. LOCATELLI : Head-to-head domain-wall phase diagram in mesoscopic ring magnets. *Applied Physics Letters*, 85(23):5637–5639, décembre 2004.
- [KWC⁺11] Matthias KAMMERER, Markus WEIGAND, Michael CURCIC, Matthias NOSKE, Markus SPROLL, Arne VANSTEENKISTE, Bartel Van WAEBENBERGE, Hermann STOLL, Georg WOLTERS DORF, Christian H. BACK et Gisela SCHUETZ : Magnetic vortex core reversal by excitation of spin waves. *Nature Communications*, 2(1):1–6, avril 2011.
- [KWP⁺17] Martin KREISSIG, Steffen WITTRUCK, Florian PROTZE, Romain LEBRUN, Karla J. MERAZZO, Marie-Claire CYRILLE, Ricardo FERREIRA, Paolo BORTOLOTTI, Ursula EBELS, Vincent CROS et Frank ELLINGER : Hybrid PLL system for spin torque oscillators utilizing custom ICs in 0.18 μm BiCMOS. In *2017 IEEE 60th International Midwest Symposium on Circuits and Systems (MWSCAS)*, pages 910–913, août 2017.
- [Lan21] A. LANDÉ : Über den anomalen Zeemaneffekt (Teil I). *Zeitschrift für Physik*, 5(4):231–241, juillet 1921.
- [Lar11] A. LARSEN : Ein akustischer Wechselstromerzeuger mit regulierbarer Periodenzahl für schwache Ströme. *Elektrotech. Z., ETZ*, 32:284–285, 1911.
- [LD09] Yan LIU et 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, octobre 2009.
- [LdMAA⁺17] Yi LI, Xavier de MILLY, Flavio ABREU ARAUJO, Olivier KLEIN, Vincent CROS, Julie GROLLIER et Grégoire de LOUBENS : Probing Phase Coupling

- Between Two Spin-Torque Nano-Oscillators with an External Source. *Physical Review Letters*, 118(24):247202, juin 2017.
- [LdMG⁺20] Jérémy LÉTANG, Claudia de MELO, Charles GUILLEMARD, Aymeric VECCHIOLA, Sébastien PETIT-WATELOT, Myoung-Woo YOO, Thibaut DEVOLDER, Karim BOUZEHOANE, Vincent CROS, Stéphane ANDRIEU et Joo-Von KIM : Nanocontact vortex oscillators based on Co₂MnGe pseudo-spin valves. *under preparation*, 2020.
- [LdMK⁺18] Yi LI, Xavier de MILLY, Olivier KLEIN, Vincent CROS, Julie GROLLIER et Grégoire de LOUBENS : Selective control of vortex polarities by microwave field in two robustly synchronized spin-torque nano-oscillators. *Applied Physics Letters*, 112(2):022405, janvier 2018.
- [LGHS07] Y. LIU, S. GLIGA, R. HERTEL et C. M. SCHNEIDER : Current-induced magnetic vortex core switching in a Permalloy nanodisk. *Applied Physics Letters*, 91(11):112501, septembre 2007.
- [LHA⁺15] Nicolas LOCATELLI, Abbass HAMADEH, Flavio Abreu ARAUJO, Anatoly D. BELANOVSKY, Petr N. SKIRDKOV, Romain LEBRUN, Vladimir V. NALETOV, Konstantin A. ZVEZDIN, Manuel MUÑOZ, Julie GROLLIER, Olivier KLEIN, Vincent CROS et Grégoire de LOUBENS : Efficient Synchronization of Dipolarly Coupled Vortex-Based Spin Transfer Nano-Oscillators. *Scientific Reports*, 5:17039, novembre 2015.
- [LHGH09] Yaowen LIU, Zhiwei HOU, Sebastian GLIGA et Riccardo HERTEL : Influence of the dynamic dipolar interaction on the current-induced core switch in vortex pairs. *Physical Review B*, 79(10):104435, mars 2009.
- [LJD⁺15] R. LEBRUN, A. JENKINS, A. DUSSAUX, N. LOCATELLI, S. TSUNEGI, E. GRIMALDI, H. KUBOTA, P. BORTOLOTTI, K. YAKUSHIJI, J. GROLLIER, A. FUKUSHIMA, S. YUASA et V. CROS : Understanding of Phase Noise Squeezing Under Fractional Synchronization of a Nonlinear Spin Transfer Vortex Oscillator. *Physical Review Letters*, 115(1):017201, juin 2015.
- [LKC07] Kwang-Hyun LEE, Jae-Young KIM et Woo-Young CHOI : A 30-GHz Self-Injection-Locked Oscillator Having a Long Optical Delay Line for Phase-Noise Reduction. *IEEE Photonics Technology Letters*, 19(24):1982–1984, décembre 2007.
- [LKC⁺14] Nianqiang LI, Byungchil KIM, V. N. CHIZHEVSKY, A. LOCQUET, M. BLOCH, D. S. CITRIN et Wei PAN : Two approaches for ultrafast random bit generation based on the chaotic dynamics of a semiconductor laser. *Optics Express*, 22(6):6634, mars 2014.
- [LKY⁺08] Ki-Suk LEE, Sang-Koog KIM, Young-Sang YU, Youn-Seok CHOI, Konstantin Yu GUSLIENKO, Hyunsung JUNG et Peter FISCHER : Universal cri-

- terion and phase diagram for switching a magnetic vortex core in soft magnetic nanodots. *Physical Review Letters*, 101(26):267206, décembre 2008.
- [LL35] Lev LANDAU et Evgeny LIFSHITZ : On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. *Physikalische Zeitschrift der Sowjetunion*, 8(153):101–114, 1935.
- [LL82] Lev LANDAU et Evguéni LIFCHITZ : *Physique théorique*, volume vol. 1. Mécanique. Éditions de la paix, 4e édition, 1982.
- [LLJD15] Huanan LI, Yan LIU, Min JIA et An DU : Reduced switching current density with an off-centered nanocontact in a confined structure. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 386:8–11, juillet 2015.
- [LLZ06] Z. LI, Y. Charles LI et S. ZHANG : Dynamic magnetization states of a spin valve in the presence of dc and ac currents : Synchronization, modification, and chaos. *Physical Review B*, 74(5):054417, août 2006.
- [Loc12] Nicolas LOCATELLI : *Dynamique par transfert de spin et synchronisation d'oscillateurs couplés à base de vortex magnétiques*. Paris 11, décembre 2012.
- [Lor63] Edward N. LORENZ : Deterministic Nonperiodic Flow. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 20(2):130–141, mars 1963.
- [LPK⁺12] Sung Chul LEE, Ung Hwan PI, Keewon KIM, Kwang Seok KIM, Jaikwang SHIN et U.-In CHUNG : Current Driven Magnetic Damping in Dipolar-Coupled Spin System. *Scientific Reports*, 2:531, juillet 2012.
- [LPWY⁺19] Jérémy LÉTANG, Sébastien PETIT-WATELOT, Myoung-Woo YOO, Thibaut DEVOLDER, Karim BOUZEHOUE, Vincent CROS et Joo-Von KIM : Modulation and phase-locking in nanocontact vortex oscillators. *Physical Review B*, 100(14):144414, octobre 2019.
- [LRA⁺13] Wen LI, Igor REIDLER, Yaara AVIAD, Yuyang HUANG, Helong SONG, Yao-hui ZHANG, Michael ROSENBLUH et Ido KANTER : Fast Physical Random-Number Generation Based on Room-Temperature Chaotic Oscillations in Weakly Coupled Superlattices. *Physical Review Letters*, 111(4):044102, juillet 2013.
- [LSB⁺12] L. LARGER, M. C. SORIANO, D. BRUNNER, L. APPELLANT, J. M. GUTIERREZ, L. PESQUERA, C. R. MIRASSO et I. FISCHER : Photonic information processing beyond Turing : an optoelectronic implementation of reservoir computing. *Optics Express*, 20(3):3241, janvier 2012.
- [LSM⁺19] A. LITVINENKO, P. SETHI, C. MURAPAKA, A. JENKINS, V. CROS, P. BORTOLLOTTI, R. FERRERIA, B. DIENY et U. EBELS : Analog and digital phase modulation of spin torque nano-oscillators. *arXiv :1905.02443*, mai 2019.

- [LST⁺18] Steven LOUIS, Olga SULYMENKO, Vasil TIBERKEVICH, Jia LI, Daniel ALOI, Oleksandr PROKOPENKO, Ilya KRIVOROTOV, Elena BANKOWSKI, Thomas MEITZLER et Andrei SLAVIN : Ultra-fast wide band spectrum analyzer based on a rapidly tuned spin-torque nano-oscillator. *Applied Physics Letters*, 113(11):112401, septembre 2018.
- [LTB⁺17] R. LEBRUN, S. TSUNEGI, P. BORTOLOTTI, H. KUBOTA, A. S. JENKINS, M. ROMERA, K. YAKUSHIJI, A. FUKUSHIMA, J. GROLLIER, S. YUASA et V. CROS : Mutual synchronization of spin torque nano-oscillators through a long-range and tunable electrical coupling scheme. *Nature Communications*, 8:15825, juin 2017.
- [Lya92] Alexandre LYAPOUNOV : *Le problème général de la stabilité du mouvement*. Thèse de doctorat, Université d'État de Saint-Pétersbourg, 1892.
- [LYCK11] Ki-Suk LEE, Myoung-Woo YOO, Youn-Seok CHOI et Sang-Koog KIM : Edge-Soliton-Mediated Vortex-Core Reversal Dynamics. *Physical Review Letters*, 106(14):147201, avril 2011.
- [LZH⁺12] Dong LI, Yan ZHOU, Bambi HU, Johan ÅKERMAN et Changsong ZHOU : Multiple synchronization attractors of serially connected spin-torque nanooscillators. *Physical Review B*, 86(1):014418, juillet 2012.
- [Man11] Mauricio MANFRINI : *Nanocontacts for spin-torque-based devices*. Thèse de doctorat, Katholieke Universiteit Leuven, novembre 2011.
- [MBIF12] Brooke L. MESLER, Kristen S. BUCHANAN, Mi-Young IM et Peter FISCHER : X-ray imaging of nonlinear resonant gyrotropic magnetic vortex core motion in circular permalloy disks. *Journal of Applied Physics*, 111(7):07D311, mars 2012.
- [MD97] R.D. McMICHAEL et M.J. DONAHUE : Head to head domain wall structures in thin magnetic strips. *IEEE Transactions on Magnetics*, 33(5):4167–4169, septembre 1997.
- [MDK⁺11] M. MANFRINI, T. DEVOLDER, Joo-Von KIM, P. CROZAT, C. CHAPPERT, W. VAN ROY et L. LAGAE : Frequency shift keying in vortex-based spin torque oscillators. *Journal of Applied Physics*, 109(8):083940, avril 2011.
- [MdmT⁺11] S. Y. MARTIN, N. de MESTIER, C. THIRION, C. HOARAU, Y. CONRAUX, C. BARADUC et B. DIÉNY : Parametric oscillator based on nonlinear vortex dynamics in low-resistance magnetic tunnel junctions. *Physical Review B*, 84(14):144434, octobre 2011.
- [MGSR20] Marcel MÖLLER, John H. GAIDA, Sascha SCHÄFER et Claus ROPERS : Few-nm tracking of current-driven magnetic vortex orbits using ultrafast Lorentz microscopy. *Communications Physics*, 3(1):1–7, février 2020.

- [MH99] N. MURRAY et M. HOLMAN : The Origin of Chaos in the Outer Solar System. *Science*, 283(5409):1877–1881, mars 1999.
- [MHÅ12a] P. K. MUDULI, O. G. HEINONEN et Johan ÅKERMAN : Decoherence and Mode Hopping in a Magnetic Tunnel Junction Based Spin Torque Oscillator. *Physical Review Letters*, 108(20):207203, mai 2012.
- [MHÅ12b] P. K. MUDULI, O. G. HEINONEN et Johan ÅKERMAN : Temperature dependence of linewidth in nanocontact based spin torque oscillators : Effect of multiple oscillatory modes. *Physical Review B*, 86(17):174408, novembre 2012.
- [MJM⁺16] S. MENSRAWY, A. S. JENKINS, K. J. MERAZZO, L. VILA, R. FERREIRA, M.-C. CYRILLE, U. EBELS, P. BORTOLOTTI, J. KERMORVANT et V. CROS : Spin transfer driven resonant expulsion of a magnetic vortex core for efficient rf detector. *AIP Advances*, 7(5):056608, décembre 2016.
- [MKPW⁺13] M. MANFRINI, Joo-Von KIM, S. PETIT-WATELOT, W. VAN ROY, L. LAGAE, C. CHAPPERT et T. DEVOLDER : Propagation of magnetic vortices using nanocontacts as tunable attractors. *Nature Nanotechnology*, 9(20):121–125, décembre 2013.
- [MLIG19] R. MATSUMOTO, S. LEQUEUX, H. IMAMURA et J. GROLLIER : Chaos and Relaxation Oscillations in Spin-Torque Windmill Spiking Oscillators. *Physical Review Applied*, 11(4):044093, avril 2019.
- [MLR⁺19] D. MARKOVIĆ, N. LEROUX, M. RIOU, F. ABREU ARAUJO, J. TORREJON, D. QUERLIOZ, A. FUKUSHIMA, S. YUASA, J. TRASTOY, P. BORTOLOTTI et J. GROLLIER : Reservoir computing with the frequency, phase, and amplitude of spin-torque nano-oscillators. *Applied Physics Letters*, 114(1):012409, janvier 2019.
- [MMW74] J. N. MILLS, D. S. MINORS et J. M. WATERHOUSE : The circadian rhythms of human subjects without timepieces or indication of the alternation of day and night. *The Journal of Physiology*, 240(3):567–594, août 1974.
- [Mos62] Jürgen MOSER : On invariant curves of area-preserving mappings of an annulus. *Nachr. Akad. Wiss. Göttingen Math.-Phys. Kl. II*, pages 1–20, 1962.
- [MPB⁺10] P. K. MUDULI, Ye. POGORYELOV, S. BONETTI, G. CONSOLO, Fred MANCOFF et Johan ÅKERMAN : Nonlinear frequency and amplitude modulation of a nanocontact-based spin-torque oscillator. *Physical Review B*, 81(14):140408, avril 2010.
- [MPC⁺19] Eric Arturo MONTOYA, Salvatore PERNA, Yu-Jin CHEN, Jordan A. KATINE, Massimiliano D'AQUINO, Claudio SERPICO et Ilya N. KRIVOROTOV : Ma-

- gnetization reversal driven by low dimensional chaos in a nanoscale ferromagnet. *Nature Communications*, 10:543, février 2019.
- [MPK⁺17] R. MA, A. PURBAWATI, M. KREISSIG, F. PROTZE, A. RUIZ-CALAFORRA, J. HEM, U. EBELS et F. ELLINGER : Spin torque oscillator based BFSK modulation. In *2017 13th Conference on Ph.D. Research in Microelectronics and Electronics (PRIME)*, pages 1–4, juin 2017.
- [MPMA11] P. K. MUDULI, Y. POGORYELOV, F. MANCOFF et J. AKERMAN : Modulation of Individual and Mutually Synchronized Nanocontact-Based Spin Torque Oscillators. *IEEE Transactions on Magnetics*, 47(6):1575–1579, juin 2011.
- [MRET05] E. B. MANCOFF, N. D. RIZZO, B. N. ENGEL et S. TEHRANI : Phase-locking in double-point-contact spin-transfer devices. *Nature*, 437(7057):393–395, septembre 2005.
- [MTH⁺16] S. Y. MARTIN, C. THIRION, C. HOARAU, C. BARADUC et B. DIÉNY : Global analysis of frequency modulation experiments in a vortex oscillator. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 400(Supplement C):374–378, février 2016.
- [MvKH⁺08] Q. MISTRAL, M. van KAMPEN, G. HRKAC, Joo-Von KIM, T. DEVOLDER, P. CROZAT, C. CHAPPERT, L. LAGAE et T. SCHREFL : Current-Driven Vortex Oscillations in Metallic Nanocontacts. *Physical Review Letters*, 100(25):257201, juin 2008.
- [NKA⁺14] Makoto NARUSE, Song-Ju KIM, Masashi AONO, Hirokazu HORI et Motoichi OHTSU : Chaotic oscillation and random-number generation based on nanoscale optical-energy transfer. *Scientific Reports*, 4:6039, août 2014.
- [NST⁺08] Yoshinobu NAKATANI, Junya SHIBATA, Gen TATARA, Hiroshi KOHNO, André THIAVILLE et Jacques MILTAT : Nucleation and dynamics of magnetic vortices under spin-polarized current. *Physical Review B*, 77(1):014439, janvier 2008.
- [Nyq28] H. NYQUIST : Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors. *Physical Review*, 32(1):110–113, juillet 1928.
- [OMD⁺11] R. M. OTXOA, M. MANFRINI, T. DEVOLDER, J.-V. KIM, W. van ROY, L. LAGAE et C. CHAPPERT : Nanocontact size dependence of the properties of vortex-based spin torque oscillators. *Physica Status Solidi (b)*, 248(7):1615–1618, 2011.
- [PAL⁺04] Walter L. PRATER, Emily L. ALLEN, Wen-Y. LEE, Michael F. TONEY, Jonathan DANIELS et Jonathan A. HEDSTROM : Reduction of resistivity in Cu

- thin films by partial oxidation : Microstructural mechanisms. *Applied Physics Letters*, 84(14):2518–2520, avril 2004.
- [PC90] Louis M. PECORA et Thomas L. CARROLL : Synchronization in chaotic systems. *Physical Review Letters*, 64(8):821–824, février 1990.
- [PCLDA14] V. PULIAFITO, G. CONSOLO, L. LOPEZ-DIAZ et B. AZZERBONI : Synchronization of propagating spin-wave modes in a double-contact spin-torque oscillator : A micromagnetic study. *Physica B : Condensed Matter*, 435:44–49, février 2014.
- [PCP⁺18] Bogdan POPESCU, Gyorgy CSABA, Dan POPESCU, Amir Hossein FALLAHOUPOUR, Paolo LUGLI, Wolfgang POROD et Markus BECHERER : Simulation of coupled spin torque oscillators for pattern recognition. *Journal of Applied Physics*, 124(15):152128, octobre 2018.
- [PDS⁺12] Y. PAQUOT, F. DUPORT, A. SMERIERI, J. DAMBRE, B. SCHRAUWEN, M. HAELTERMAN et S. MASSAR : Optoelectronic Reservoir Computing. *Scientific Reports*, 2:287, février 2012.
- [PEE⁺03] J. P. PARK, P. EAMES, D. M. ENGBRETSON, J. BEREZOVSKY et P. A. CROWELL : Imaging of spin dynamics in closure domain and vortex structures. *Physical Review B*, 67(2):020403, janvier 2003.
- [PHB⁺12] S. D. POLLARD, L. HUANG, K. S. BUCHANAN, D. A. ARENA et Y. ZHU : Direct dynamic imaging of non-adiabatic spin torque effects. *Nature Communications*, 3:1028, août 2012.
- [PKF⁺07] V. S. PRIBIAG, I. N. KRIVOROTOV, G. D. FUCHS, P. M. BRAGANCA, O. OZATAY, J. C. SANKEY, D. C. RALPH et R. A. BUHRMAN : Magnetic vortex oscillator driven by d.c. spin-polarized current. *Nature Physics*, 3(7):498–503, juillet 2007.
- [PLH⁺17] Jaideep PATHAK, Zhixin LU, Brian R. HUNT, Michelle GIRVAN et Edward OTT : Using machine learning to replicate chaotic attractors and calculate Lyapunov exponents from data. *Chaos : An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science*, 27(12):121102, décembre 2017.
- [PLK⁺11] Benjamin PIGEAU, Grégoire de LOUBENS, Olivier KLEIN, Andreas RIEGLER, Florian LOCHNER, Georg SCHMIDT et Laurens W. MOLENKAMP : Optimal control of vortex-core polarity by resonant microwave pulses. *Nature Physics*, 7(1):26–31, janvier 2011.
- [PLY⁺15] Biwei PAN, Dan LU, Liqiang YU, limeng ZHANG et Lingjuan ZHAO : Generation of Broadband Chaos Signal by Self-injection Monolithic Integrated Mode-beating Amplified Feedback Laser. *JTh2A.1*, 2015.

- [PMB⁺11] Ye. POGORYELOV, P. K. MUDULI, S. BONETTI, Fred MANCOFF et Johan ÅKERMAN : Spin-torque oscillator linewidth narrowing under current modulation. *Applied Physics Letters*, 98(19):192506, mai 2011.
- [Poi92] Henri POINCARÉ : *Les méthodes nouvelles de la mécanique céleste*. Gauthier-Villars, Paris, 1892.
- [PRK⁺05] M. R. PUFALL, W. H. RIPPARD, S. KAKA, T. J. SILVA et S. E. RUSSEK : Frequency modulation of spin-transfer oscillators. *Applied Physics Letters*, 86(8):082506, 2005.
- [Pro11] Stefan PROCOPIU : Sur les éléments d'énergie. *Annales scientifiques de l'Université de Jassy*, 7:280, 1911.
- [PRR⁺06] M. R. PUFALL, W. H. RIPPARD, S. E. RUSSEK, S. KAKA et J. A. KATINE : Electrical Measurement of Spin-Wave Interactions of Proximate Spin Transfer Nanooscillators. *Physical Review Letters*, 97(8):087206, août 2006.
- [PSK⁺13] Oleksandr V. PYLYPOVSKYI, Denis D. SHEKA, Volodymyr P. KRAVCHUK, Franz G. MERTENS et Yuri GAIDIDEI : Regular and chaotic vortex core reversal by a resonant perpendicular magnetic field. *Physical Review B*, 88(1):014432, juillet 2013.
- [PWKR⁺12] Sebastien PETIT-WATELOT, Joo-Von KIM, Antonio RUOTOLO, Ruben M. OTXOA, Karim BOUZEHOUE, Julie GROLLIER, Arne VANSTEENKISTE, Ben Van de WIELE, Vincent CROS et Thibaut DEVOLDER : Commensurability and chaos in magnetic vortex oscillations. *Nature Physics*, 8(9):682–687, septembre 2012.
- [PWOM12a] S. PETIT-WATELOT, R. M. OTXOA et M. MANFRINI : Electrical properties of magnetic nanocontact devices computed using finite-element simulations. *Applied Physics Letters*, 100(8):083507, février 2012.
- [PWOM⁺12b] S. PETIT-WATELOT, R. M. OTXOA, M. MANFRINI, W. VAN ROY, L. LA-GAE, J.-V. KIM et T. DEVOLDER : Understanding Nanoscale Temperature Gradients in Magnetic Nanocontacts. *Physical Review Letters*, 109(26):267205, décembre 2012.
- [QSF⁺11] 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 et A. ZELTSER : Injection locking of tunnel junction oscillators to a microwave current. *Applied Physics Letters*, 98(18):182503, mai 2011.
- [QTG⁺12] M. QUINSAT, V. TIBERKEVICH, D. GUSAKOVA, A. SLAVIN, J. F. SIERRA, U. EBELS, L. D. BUDA-PREJBEANU, B. DIENY, M.-C. CYRILLE, A. ZELSTER et J. A. KATINE : Linewidth of higher harmonics in a nonisochronous

- auto-oscillator : Application to spin-torque nano-oscillators. *Physical Review B*, 86(10):104418, septembre 2012.
- [Rax13] Jean-Marcel RAX : *Notes de cours de mécanique analytique*. Université de Paris XI, 2013.
- [Rax20] Jean-Marcel RAX : *Mécanique analytique - Adiabaticité, résonances, chaos*. Dunod, février 2020.
- [RCG⁺09] A. RUOTOLO, V. CROS, B. GEORGES, A. DUSSAUX, J. GROLLIER, C. DERANLOT, R. GUILLEMET, K. BOUZEHOUANE, S. FUSIL et A. FERT : Phase-locking of magnetic vortices mediated by antivortices. *Nature Nanotechnology*, 4(8):528–532, août 2009.
- [RCPB⁺17] A. RUIZ-CALAFORRA, A. PURBAWATI, T. BRÄCHER, J. HEM, C. MURAPAKA, E. JIMÉNEZ, D. MAURI, A. ZELTSER, J. A. KATINE, M.-C. CYRILLE, L. D. BUDA-PREJBEANU et U. EBELS : Frequency shift keying by current modulation in a MTJ-based STNO with high data rate. *Applied Physics Letters*, 111(8):082401, août 2017.
- [RHK⁺14] Stefan RÖSSLER, Sebastian HANKEMEIER, Benjamin KRÜGER, Felix BALHORN, Robert FRÖMTER et Hans Peter OEPEN : Nonadiabatic spin-transfer torque of magnetic vortex structures in a permalloy square. *Physical Review B*, 89(17):174426, mai 2014.
- [Rös76] O. E. RÖSSLER : An equation for continuous chaos. *Physics Letters A*, 57(5):397–398, juillet 1976.
- [RPK⁺05] W. H. RIPPARD, M. R. PUFALL, S. KAKA, T. J. SILVA, S. E. RUSSEK et J. A. KATINE : Injection Locking and Phase Control of Spin Transfer Nano-oscillators. *Physical Review Letters*, 95(6):067203, août 2005.
- [RS08] D. C. RALPH et M. D. STILES : Spin transfer torques. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 320(7):1190–1216, avril 2008.
- [RTL⁺16] M. ROMERA, P. TALATCHIAN, R. LEBRUN, K. J. MERAZZO, P. BORTOLOTTI, L. VILA, J. D. COSTA, R. FERREIRA, P. P. FREITAS, M.-C. CYRILLE, U. EBELS, V. CROS et J. GROLLIER : Enhancing the injection locking range of spin torque oscillators through mutual coupling. *Applied Physics Letters*, 109(25), décembre 2016.
- [RTT⁺18] Miguel ROMERA, Philippe TALATCHIAN, Sumito TSUNEGI, Flavio Abreu ARAUJO, Vincent CROS, Paolo BORTOLOTTI, Juan TRASTOY, Kay YAKUSHIJI, Akio FUKUSHIMA, Hitoshi KUBOTA, Shinji YUASA, Maxence ERNOULT, Damir VODENICAREVIC, Tifenn HIRTZLIN, Nicolas LOCATELLI, Damien QUERLIOZ et Julie GROLLIER : Vowel recognition with four coupled spin-torque nano-oscillators. *Nature*, 563(7730):230, novembre 2018.

- [SBB⁺19] Hanuman SINGH, S. BHUKTARE, A. BOSE, A. FUKUSHIMA, K. YAKUSHIJI, S. YUASA, H. KUBOTA et Ashwin A. TULAPURKAR : Mutual Synchronization of Spin-Torque Nano-Oscillators Via Oersted Magnetic Fields Created by Waveguides. *Physical Review Applied*, 11(5):054028, mai 2019.
- [Sei02] Michael A. SEIGLER : Effect of reactive ion etching on the exchange coupling between IrMn and NiFe. *Applied Physics Letters*, 80(5):820–822, janvier 2002.
- [SFA⁺16] Manu SUSHRUTH, Jasper P. FRIED, Abdelmadjid ANANE, Stephane XAVIER, Cyrile DERANLOT, Mikhail KOSTYLEV, Vincent CROS et Peter J. METAXAS : Electrical measurement of magnetic-field-impeded polarity switching of a ferromagnetic vortex core. *Physical Review B*, 94(10):100402, septembre 2016.
- [SFA⁺17] Manu SUSHRUTH, Jasper P. FRIED, Abdelmadjid ANANE, Stephane XAVIER, Cyrile DERANLOT, Vincent CROS et Peter J. METAXAS : Chirality-mediated bistability and strong frequency downshifting of the gyrotropic resonance of a magnetic vortex due to dynamic destiffening. *Physical Review B*, 96(6):060405, août 2017.
- [SGM07] Denis D. SHEKA, Yuri GAIDIDEI et Franz G. MERTENS : Current induced switching of vortex polarity in magnetic nanodisks. *Applied Physics Letters*, 91(8):082509, août 2007.
- [SKB⁺17a] Hanuman SINGH, K. KONISHI, S. BHUKTARE, A. BOSE, S. MIWA, A. FUKUSHIMA, K. YAKUSHIJI, S. YUASA, H. KUBOTA, Y. SUZUKI et A. A. TULAPURKAR : Integer, Fractional, and Sideband Injection Locking of a Spintronic Feedback Nano-Oscillator to a Microwave Signal. *Physical Review Applied*, 8(6):064011, décembre 2017.
- [SKB⁺17b] Hanuman SINGH, K. KONISHI, A. BOSE, S. BHUKTARE, S. MIWA, A. FUKUSHIMA, K. YAKUSHIJI, S. YUASA, H. KUBOTA, Y. SUZUKI et A. A. TULAPURKAR : Effect of external magnetic field on locking range of spintronic feedback nano oscillator. *AIP Advances*, 8(5):056010, décembre 2017.
- [SKD⁺17] R. SOUCAILLE, J.-V. KIM, T. DEVOLDER, S. PETIT-WATELOT, M. MANFRINI, W. Van ROY et L. LAGAE : Nanocontact based spin torque oscillators with two free layers. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 50(8):085002, 2017.
- [SKYT18] T. SEKI, T. KUBOTA, T. YAMAMOTO et K. TAKANASHI : Size dependence of vortex-type spin torque oscillation in a $\text{Co}_2\text{Fe}_{0.4}\text{Mn}_{0.6}\text{Si}$ Heusler alloy disk. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 51(7):075005, janvier 2018.
- [Slo96] J.C. SLONCZEWSKI : Current-driven excitation of magnetic multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 159(1-2):L1–L7, juin 1996.

- [SNT⁺06] Junya SHIBATA, Yoshinobu NAKATANI, Gen TATARA, Hiroshi KOHNO et Yoshichika OTANI : Current-induced magnetic vortex motion by spin-transfer torque. *Physical Review B*, 73(2):020403, janvier 2006.
- [SOH⁺00] T. SHINJO, T. OKUNO, R. HASSDORF, K. SHIGETO et T. ONO : Magnetic Vortex Core Observation in Circular Dots of Permalloy. *Science*, 289(5481):930–932, août 2000.
- [SPM⁺11] S. R. SANI, J. PERSSON, S. M. MOHSENI, V. FALLAHI et J. ÅKERMAN : Current induced vortices in multi-nanocontact spin-torque devices. *Journal of Applied Physics*, 109(7):07C913, mars 2011.
- [SRH⁺66] M. SIFFRE, A. REINBERG, F. HALBERG, J. GHATA, G. PERDRIEL et R. SLIND : L'isolement souterrain prolongé. Étude de deux sujets adultes sains avant, pendant et après cet isolement. *La Presse Médicale*, 74(18):915–919, avril 1966.
- [SS01a] J. SCHWEIZER et T. SCHIMMING : Symbolic dynamics for processing chaotic signal. II. Communication and coding. *IEEE Transactions on Circuits and Systems I : Fundamental Theory and Applications*, 48(11):1283–1295, novembre 2001.
- [SS01b] J. SCHWEIZER et T. SCHIMMING : Symbolic dynamics for processing chaotic signals. I. Noise reduction of chaotic sequences. *IEEE Transactions on Circuits and Systems I : Fundamental Theory and Applications*, 48(11):1269–1282, novembre 2001.
- [ST05] A. N. SLAVIN et V. S. TIBERKEVICH : Nonlinear self-phase-locking effect in an array of current-driven magnetic nanocontacts. *Physical Review B*, 72(9):092407, septembre 2005.
- [ST06] A. N. SLAVIN et V. S. TIBERKEVICH : Theory of mutual phase locking of spin-torque nanosized oscillators. *Physical Review B*, 74(10):104401, septembre 2006.
- [ST09] A. SLAVIN et V. TIBERKEVICH : Nonlinear Auto-Oscillator Theory of Microwave Generation by Spin-Polarized Current. *IEEE Transactions on Magnetics*, 45(4):1875–1918, avril 2009.
- [Tan19] Tomohiro TANIGUCHI : Synchronized, periodic, and chaotic dynamics in spin torque oscillator with two free layers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 483:281–292, mars 2019.
- [Tan20] Tomohiro TANIGUCHI : Synchronization and chaos in spin torque oscillator with two free layers. *AIP Advances*, 10(1):015112, janvier 2020.
- [TBG⁺17] L. THEVENARD, B. BOUTIGNY, N. GÜSKEN, L. BECERRA, C. ULYSSE, S. SHIHAB, A. LEMAÎTRE, J.-V. KIM, V. JEUDY et C. GOURDON : Spin trans-

- fer and spin-orbit torques in in-plane magnetized (Ga,Mn)As tracks. *Physical Review B*, 95(5):054422, février 2017.
- [TBP⁺17] James TURTLE, Pietro-Luciano BUONO, Antonio PALACIOS, Christine DABROWSKI, Visarath IN et Patrick LONGHINI : Synchronization of spin torque nano-oscillators. *Physical Review B*, 95(14):144412, avril 2017.
- [TGL⁺16] Sumito TSUNEGI, Eva GRIMALDI, Romain LEBRUN, Hitoshi KUBOTA, Alex S. JENKINS, Kay YAKUSHIJI, Akio FUKUSHIMA, Paolo BORTOLOTTI, Julie GROLLIER, Shinji YUASA et Vincent CROS : Self-Injection Locking of a Vortex Spin Torque Oscillator by Delayed Feedback. *Scientific Reports*, 6:26849, mai 2016.
- [Thi73] A. A. THIELE : Steady-State Motion of Magnetic Domains. *Physical Review Letters*, 30(6):230–233, février 1973.
- [THJ⁺06] Luc THOMAS, Masamitsu HAYASHI, Xin JIANG, Rai MORIYA, Charles RETTNER et Stuart S. P. PARKIN : Oscillatory dependence of current-driven magnetic domain wall motion on current pulse length. *Nature*, 443(7108):197–200, septembre 2006.
- [TKTS14] Vasil S. TIBERKEVICH, Roman S. KHYMYN, Hong X. TANG et Andrei N. SLAVIN : Sensitivity to external signals and synchronization properties of a non-isochronous auto-oscillator with delayed feedback. *Scientific Reports*, 4(1):3873, janvier 2014.
- [TLH⁺18] M. TORTAROLO, B. LACOSTE, J. HEM, C. DIEUDONNÉ, M.-C. CYRILLE, J. A. KATINE, D. MAURI, A. ZELTSER, L. D. BUDA-PREJBEANU et U. EBELS : Injection locking at 2f of spin torque oscillators under influence of thermal noise. *Scientific Reports*, 8:1728, janvier 2018.
- [TNMS05] A. THIAVILLE, Y. NAKATANI, J. MILTAT et Y. SUZUKI : Micromagnetic understanding of current-driven domain wall motion in patterned nanowires. *EPL (Europhysics Letters)*, 69(6):990, février 2005.
- [TRA⁺17] Jacob TORREJON, Mathieu RIOU, Flavio Abreu ARAUJO, Sumito TSUNEGI, Guru KHALSA, Damien QUERLIOZ, Paolo BORTOLOTTI, Vincent CROS, Kay YAKUSHIJI, Akio FUKUSHIMA, Hitoshi KUBOTA, Shinji YUASA, Mark D. STILES et Julie GROLLIER : Neuromorphic computing with nanoscale spintronic oscillators. *Nature*, 547(7664):428–431, juillet 2017.
- [TRA⁺20] P. TALATCHIAN, M. ROMERA, F. Abreu ARAUJO, P. BORTOLOTTI, V. CROS, D. VODENICAREVIC, N. LOCATELLI, D. QUERLIOZ et J. GROLLIER : Designing Large Arrays of Interacting Spin-Torque Nano-Oscillators for Microwave Information Processing. *Physical Review Applied*, 13(2):024073, février 2020.

- [TSBG09] Vasil TIBERKEVICH, Andrei SLAVIN, Elena BANKOWSKI et Grant GERHART : Phase-locking and frustration in an array of nonlinear spin-torque nano-oscillators. *Applied Physics Letters*, 95(26):262505, décembre 2009.
- [TSF⁺05] A. A. TULAPURKAR, Y. SUZUKI, A. FUKUSHIMA, H. KUBOTA, H. MAEHARA, K. TSUNEKAWA, D. D. DJAYAPRAWIRA, N. WATANABE et S. YUASA : Spin-torque diode effect in magnetic tunnel junctions. *Nature*, 438(7066):339, novembre 2005.
- [TT07] O. A. TRETIKOV et O. TCHERNYSHYOV : Vortices in thin ferromagnetic films and the skyrmion number. *Physical Review B*, 75(1):012408, janvier 2007.
- [TTK17] Tomohiro TANIGUCHI, Sumito TSUNEGI et Hitoshi KUBOTA : Mutual synchronization of spin-torque oscillators consisting of perpendicularly magnetized free layers and in-plane magnetized pinned layers. *Applied Physics Express*, 11(1):013005, décembre 2017.
- [TTN⁺19] Sumito TSUNEGI, Tomohiro TANIGUCHI, Kohei NAKAJIMA, Shinji MIWA, Kay YAKUSHIJI, Akio FUKUSHIMA, Shinji YUASA et Hitoshi KUBOTA : Physical reservoir computing based on spin torque oscillator with forced synchronization. *Applied Physics Letters*, 114(16):164101, avril 2019.
- [UAI⁺08] Atsushi UCHIDA, Kazuya AMANO, Masaki INOUE, Kunihito HIRANO, Sunao NAITO, Hiroyuki SOMEYA, Isao OOWADA, Takayuki KURASHIGE, Masaru SHIKI, Shigeru YOSHIMORI, Kazuyuki YOSHIMURA et Peter DAVIS : Fast physical random bit generation with chaotic semiconductor lasers. *Nature Photonics*, 2(12):728–732, novembre 2008.
- [UG25] George UHLENBECK et Samuel GOUDSMIT : Ersetzung der hypothese vom unmechanischen Zwang durch eine forderung bezglich des inneren Verhaltens jedes einzelnen elektrons. *Naturwissenschaften*, 13:953, 1925.
- [UG26] G. E. UHLENBECK et S. GOUDSMIT : Spinning Electrons and the Structure of Spectra. *Nature*, 117(2938):264–265, février 1926.
- [UP93] N. A. USOV et S. E. PESCHANY : Magnetization curling in a fine cylindrical particle. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 118(3):L290–L294, janvier 1993.
- [UTTS10] Sergei URAZHDIN, Phillip TABOR, Vasil TIBERKEVICH et Andrei SLAVIN : Fractional Synchronization of Spin-Torque Nano-Oscillators. *Physical Review Letters*, 105(10):104101, août 2010.
- [VCW⁺09] A. VANSTEENKISTE, K. W. CHOU, M. WEIGAND, M. CURCIC, V. SACKMANN, H. STOLL, T. TYLISZCZAK, G. WOLTERS DORF, C. H. BACK,

- G. SCHÜTZ et B. Van WAEYENBERGE : X-ray imaging of the dynamic magnetic vortex core deformation. *Nature Physics*, 5(5):332–334, mai 2009.
- [VdWVK⁺12] Ben Van de WIELE, Arne VANSTEENKISTE, Matthias KAMMERER, Bartel VAN WAEYENBERGE, Luc DUPRE et Daniël DE ZUTTER : Micro-magnetic Simulations on GPU, A Case Study : Vortex Core Switching by High-Frequency Magnetic Fields. *IEEE Transactions on Magnetics*, 48(6):2068–2072, juin 2012.
- [VF93] T. VALET et A. FERT : Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers. *Physical Review B*, 48(10):7099–7113, septembre 1993.
- [VLD⁺14] Arne VANSTEENKISTE, Jonathan LELIAERT, Mykola DVORNIK, Mathias HELSEN, Felipe GARCIA-SANCHEZ et Bartel Van WAEYENBERGE : The design and verification of MuMax3. *AIP Advances*, 4(10):107133, octobre 2014.
- [VMT⁺14] M. VIRTE, E. MERCIER, H. THIENPONT, K. PANAJOTOV et M. SCIAMANNA : Physical random bit generation from chaotic solitary laser diode. *Optics Express*, 22(14):17271, juillet 2014.
- [VWPS⁺06] 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 et G. SCHÜTZ : Magnetic vortex core reversal by excitation with short bursts of an alternating field. *Nature*, 444(7118):461–464, novembre 2006.
- [WBB⁺12] Sebastian WINTZ, Christopher BUNCE, Anja BANHOLZER, Michael KÖRNER, Thomas STRACHE, Roland MATTHEIS, Jeffrey MCCORD, Jörg RAABE, Christoph QUITMANN, Artur ERBE et Jürgen FASSBENDER : Interlayer-coupled spin vortex pairs and their response to external magnetic fields. *Physical Review B*, 85(22):224420, juin 2012.
- [WD12] Ruifang WANG et Xinwei DONG : Sub-nanosecond switching of vortex cores using a resonant perpendicular magnetic field. *Applied Physics Letters*, 100(8):082402, février 2012.
- [WDAR⁺19] Jérôme WILLIAME, Artur DIFINI ACCIOLY, Damien RONTANI, Marc SCIAMANNA et Joo-Von KIM : Chaotic dynamics in a macrospin spin-torque nano-oscillator with delayed feedback. *Applied Physics Letters*, 114(23):232405, juin 2019.
- [Wel67] P. WELCH : The use of fast Fourier transform for the estimation of power spectra : A method based on time averaging over short, modified periodograms. *IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics*, 15(2):70–73, juin 1967.

- [WVWV⁺09] Markus WEIGAND, Bartel VAN WAEYENBERGE, Arne VANSTEENKISTE, Michael CURCIC, Vitalij SACKMANN, Hermann STOLL, Tolek TYLISZCZAK, Konstantine KAZNATCHEEV, Drew BERTWISTLE, Georg WOLTERS DORF, Christian H. BACK et Gisela SCHÜTZ : Vortex Core Switching by Coherent Excitation with Single In-Plane Magnetic Field Pulses. *Physical Review Letters*, 102(7):077201, février 2009.
- [WWB⁺02] A. WACHOWIAK, J. WIEBE, M. BODE, O. PIETZSCH, M. MORGENSTERN et R. WIESENDANGER : Direct Observation of Internal Spin Structure of Magnetic Vortex Cores. *Science*, 298(5593):577–580, octobre 2002.
- [WWQ⁺11] N. WANG, X. L. WANG, W. QIN, S. H. YEUNG, D. T. K. KWOK, H. F. WONG, Q. XUE, P. K. CHU, C. W. LEUNG et A. RUOTOLO : Multiple-mode excitation in spin-transfer nanocontacts with dynamic polarizer. *Applied Physics Letters*, 98(24):242506, juin 2011.
- [WXR⁺18] Cheng-Zhen WANG, Hong-Ya XU, Nicholas D. RIZZO, Richard A. KIEHL et Ying-Cheng LAI : Phase Locking of a Pair of Ferromagnetic Nanoo oscillators on a Topological Insulator. *Physical Review Applied*, 10(6):064003, décembre 2018.
- [XRC⁺06] Q. F. XIAO, J. RUDGE, B. C. CHOI, Y. K. HONG et G. DONOHOE : Dynamics of vortex core switching in ferromagnetic nanodisks. *Applied Physics Letters*, 89(26):262507, décembre 2006.
- [XRG⁺07] Q. F. XIAO, J. RUDGE, E. GIRGIS, J. KOLTHAMMER, B. C. CHOI, Y. K. HONG et 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, novembre 2007.
- [YAN⁺19] Terufumi YAMAGUCHI, Nozomi AKASHI, Kohei NAKAJIMA, Sumito TSUNEGI, Hitoshi KUBOTA et Tomohiro TANIGUCHI : Synchronization and chaos in a spin-torque oscillator with a perpendicularly magnetized free layer. *Physical Review B*, 100(22):224422, décembre 2019.
- [YJL⁺11] Young-Sang YU, Hyunsung JUNG, Ki-Suk LEE, Peter FISCHER et Sang-Koog KIM : Memory-bit selection and recording by rotating fields in vortex-core cross-point architecture. *Applied Physics Letters*, 98(5):052507, janvier 2011.
- [YKN⁺07] Keisuke YAMADA, Shinya KASAI, Yoshinobu NAKATANI, Kensuke KOBAYASHI, Hiroshi KOHNO, André THIAVILLE et Teruo ONO : Electrical switching of the vortex core in a magnetic disk. *Nature Materials*, 6(4):270–273, avril 2007.
- [YKN⁺10] Keisuke YAMADA, Shinya KASAI, Yoshinobu NAKATANI, Kensuke KOBAYASHI et Teruo ONO : Current-induced switching of magnetic vor-

- tex core in ferromagnetic elliptical disks. *Applied Physics Letters*, 96(19): 192508, mai 2010.
- [YLC11] Jyh-Shinn YANG, Ching-Ming LEE et Ching-Ray CHANG : Switching Behavior of Vortex Cores in Bilayer Nanodots by Uniform Magnetic Field Pulses. *IEEE Transactions on Magnetics*, 47(3):641–644, mars 2011.
- [YLK12] Myoung-Woo YOO, Jehyun LEE et Sang-Koog KIM : Radial-spin-wave-mode-assisted vortex-core magnetization reversals. *Applied Physics Letters*, 100(17):172413, avril 2012.
- [YRL⁺20] Myoung-Woo YOO, Damien RONTANI, Jérémy LÉTANG, Sébastien PETIT-WATELOT, Thibaut DEVOLDER, Marc SCIAMANNA, Karim BOUZE-HOUANE, Vincent CROS et Joo-Von KIM : Pattern generation and symbolic dynamics in a nanocontact vortex oscillator. *Nature Communications*, 11:601, janvier 2020.
- [YSKT16] T. YAMAMOTO, T. SEKI, M. KOTSUGI et K. TAKANASHI : Magnetic vortex in epitaxially-grown $\text{Co}_2\text{Fe,MnSi}$ alloy. *Applied Physics Letters*, 108(15): 152402, avril 2016.
- [YST16] Tatsuya YAMAMOTO, Takeshi SEKI et Koki TAKANASHI : Vortex spin-torque oscillator using $\text{Co}_2\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}\text{Si}$ Heusler alloys. *Physical Review B*, 94(9):094419, septembre 2016.
- [ZÅ09] Yan ZHOU et Johan ÅKERMANN : Perpendicular spin torque promotes synchronization of magnetic tunnel junction based spin torque oscillators. *Applied Physics Letters*, 94(11):112503, mars 2009.
- [ZAM⁺20] Mohammad ZAHEDINEJAD, Ahmad A. AWAD, Shreyas MURALIDHAR, Roman KHYMYN, Himanshu FULARA, Hamid MAZRAATI, Mykola DVORNIK et Johan ÅKERMANN : Two-dimensional mutually synchronized spin Hall nano-oscillator arrays for neuromorphic computing. *Nature Nanotechnology*, 15(1):47–52, janvier 2020.
- [ZIH17] Steven S.-L. ZHANG, Ezio IACOCCA et Olle HEINONEN : Tunable Mode Coupling in Nanocontact Spin-Torque Oscillators. *Physical Review Applied*, 8(1):014034, juillet 2017.
- [ZL04] S. ZHANG et Z. LI : Roles of Nonequilibrium Conduction Electrons on the Magnetization Dynamics of Ferromagnets. *Physical Review Letters*, 93(12):127204, septembre 2004.
- [ZL12] Hong ZHANG et Yaowen LIU : Spin-Polarized Current Driven Vortex-Pair Switching in a Magnetic Ellipse. *Journal of Nanoscience and Nanotechnology*, 12(2):1063–1066, février 2012.

- [ZPC⁺17] Limeng ZHANG, Biwei PAN, Guangcan CHEN, Lu GUO, Dan LU, Lingjuan ZHAO et Wei WANG : 640-Gbit/s fast physical random number generation using a broadband chaotic semiconductor laser. *Scientific Reports*, 7:45900, avril 2017.

Titre : États chaotiques et effets de modulation dans les oscillateurs à transfert de spin

Mots clés : chaos, vortex magnétique, verrouillage de phase, oscillateurs à transfert de spin, modulation, dynamique de l'aimantation

Résumé : Les nano-oscillateurs à vortex sont des systèmes spintroniques dans lequel des courants électriques entraînent la giration par couple de transfert de spin d'une structure magnétique que l'on appelle vortex. Il s'agit d'un type de nano-oscillateur à transfert de spin permettant des applications dans les communications radiofréquences, la génération de champ magnétique et le calcul neuro-inspiré. Une propriété spécifique des systèmes à base de vortex est le renversement de la polarité du cœur de vortex, qui peut mener à des effets non-linéaires tels que le chaos. Comprendre comment de tels états sont influencés par des signaux extérieurs est important à la fois d'un point de vue fondamental et pour des applications technologiques.

Dans cette thèse, j'ai examiné expérimentalement et théoriquement comment la dynamique des oscillateurs à vortex dans une géométrie à nanocontact répond à un signal externe. Les échantillons étudiés ont été fabriqués en utilisant une méthode

de nano-indentation sur différents empilements, tels qu'une pseudo-vanne de spin à base de permalloy ou d'alliage de Heusler.

Par des analyses fréquentielles et temporelles, j'ai montré que des effets de modulation non-triviaux se produisent selon le régime d'oscillation, tels que de la synchronisation fractionnaire, la modulation du renversement de cœur et des transitions entre régimes. Les échantillons à base d'alliage de Heusler font preuve de phénomènes supplémentaires tels que des battements entre modes résultant en un spectre plus complexe. À travers des simulations micromagnétiques, j'ai démontré qu'un paramètre clé est comment l'orbite du vortex change sous la modulation, et qui détermine si le verrouillage de phase est possible. Des effets d'hystérésis dus à un changement de la structure de l'échantillon sont aussi démontrés. Ces résultats suggèrent de nouvelles manières d'utiliser les oscillateurs à vortex pour le traitement du signal et de l'information.

Title: Chaotic states and modulation effects in vortex nano-oscillators

Keywords: chaos, magnetic vortex, phase-locking, spin transfer torque oscillator, modulation, magnetization dynamics

Abstract: Vortex nano-oscillators are spintronic devices in which electric currents drive the steady state gyration of magnetic states called vortices with spin-transfer torques. They represent a class of spin-torque nano-oscillators, which have potential applications in rf communications, field generation, and neuro-inspired computing. A specific feature of vortex-based systems is the reversal of the vortex core polarity, which can lead to nonlinear effects such as self-modulated states and chaotic dynamics. Understanding how such states are influenced by external signals is important for both fundamental studies and technological applications.

In this thesis, I examined experimentally and theoretically how the dynamics of vortex oscillators in the nanocontact geometry respond to external current modulation. The samples studied were fabricated using a nano-indentation method on a variety

of material stacks, such as pseudo spin valves based on transition metal and Heusler alloys.

Through time- and frequency-domain analysis, I show that nontrivial modulation effects can appear depending on the oscillation regime, where processes such as fractional synchronization, modulation of the core reversal processes, and transitions between regimes are observed. Heusler-based devices exhibit additional phenomena like mode hopping and possibly coupled vortex dynamics, which results in more complex spectra. Through micromagnetics simulations, I demonstrate that a key parameter is how the vortex orbits change under modulation, which determines whether phase locking is possible. Hysteretic effects due to changes in the domain structure of the device are also brought to light. These results suggest new ways to utilize vortex oscillators for information processing.