

Déplacement de paroi de domaine par transfert de spin dans des jonctions tunnel magnétiques : application au memristor spintronique

Steven Lequeux

► To cite this version:

Steven Lequeux. Déplacement de paroi de domaine par transfert de spin dans des jonctions tunnel magnétiques : application au memristor spintronique. Matériaux. Université Paris Saclay (COmUE), 2016. Français. NNT : 2016SACLS168 . tel-01419928

HAL Id: tel-01419928 https://theses.hal.science/tel-01419928

Submitted on 10 Mar 2017 $\,$

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.





THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE PARIS-SACLAY PREPAREE A L'UNIVERSITE PARIS-SUD

ÉCOLE DOCTORALE N°564 Physique en Ile-de-France

Spécialité de doctorat : Physique de la matière condensée, Nanophysique

Par

Steven Lequeux

Déplacement de paroi de domaine par transfert de spin dans des jonctions tunnel magnétiques : application au memristor spintronique

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 13 juin 2016 :

Composition du Jury :

M. André Thiaville, directeur de recherche, Université Paris-Sud, Président du jury
M. Stephane Mangin, professeur, Université de Lorraine, Rapporteur
M. Gilles Gaudin, directeur de recherche, Spintec CEA, Rapporteur
Mme Rose-Marie Sauvage, responsable pôle Nanotechnologies, DGA, Examinatrice
Mme Julie Grollier, directrice de recherche, Université paris-sud, Directrice de thèse











Titre : Déplacement de paroi de domaine par transfert de spin dans des jonctions tunnel magnétiques : application au memristor spintronique

Mots clés : memristor, paroi de domaine, transfert de spin, jonction tunnel magnétique et synapse

Résumé : Dans le contexte actuel des technologies de l'information, le traitement séquentiel effectué par les ordinateurs d'architecture classique bute sur des problématiques de consommation d'énergie. En s'inspirant de la nature, et tout particulièrement du cerveau, une solution alternative apparaît à travers les réseaux de neurones artificiels. Dans ce cadre, la réalisation de nano-composants, appelés memristors, qui miment la plasticité synaptique, permet grâce à leur taille nanométrique d'envisager la réalisation de réseaux neuronaux densément interconnectés. Dans ce travail de thèse, notre intérêt est porté sur la réalisation d'un tel composant, défini comme une nano-résistance variable et non-volatile, et dont le fonctionnement repose sur le principe de la spintronique (ou l'utilisation du spin des électrons comme vecteur qui d'information), présente les avantages de compatibilité avec les technologies actuelles (CMOS, MRAM, ...etc). En utilisant une jonction tunnel magnétique, le concept de memristor spintronique repose sur le déplacement d'une paroi de domaine magnétique par transfert de spin, où chaque position

de paroi défini un état de résistance intermédiaire. Afin de maitriser les variations de résistance du dispositif memristif spintronique, l'étude des propriétés statiques et dynamiques de la paroi de domaine sous l'influence d'un courant polarisé en spin est requise. Grâce à l'étude du déplacement et de la résonance de la paroi dans des systèmes à aimantations planaires, comprenant un nombre limité de 3 états intermédiaires de résistance, nous avons pu établir un premier bilan (temps de commutation du dispositif inférieur à la nanoseconde et mis en avant d'un phénomène de 'sur-amortissement'). En s'appuyant sur ces travaux préliminaires, nous avons par la suite optimisé des jonctions tunnel magnétiques à aimantations perpendiculaires, pour lesquels d'une part le nombre d'états intermédiaires de résistance se voit fortement augmenter (entre 15 et 20 états), autorisant l'utilisation de ce dispositif memristif spintronique pour la réalisation de tâches neuromorphiques. D'autre part, ce dispositif est optimisé pour exploiter le couple de transfert de spin le plus efficace afin de déplacer la paroi de domaine.

Title : Domain wall displacement by spin transfer in magnetic tunnel junctions : application to the spintronic memristor

Keywords : memristor, domain wall, spin transfer, magnetic tunnel junction and synapse

Abstract : In the current context of information technology, the sequential processing carried out by classical computer architectures stumbles on problems of energy consumption. Inspired by nature, especially the brain, an alternative solution appears through artificial neural networks. In this background, the realization of nano-components, called memristors, which mimic synaptic plasticity, enables to consider achieving densely interconnected neural networks due to their small size. In this work, our focus is on the realization of such a component, defined as a tunable and non-volatile nano-resistor, and which operation is based on the principle of spintronics (use of the spin of electrons as information vector), which has the advantages of compatibility with current technologies (CMOS, MRAM ... etc). By using a magnetic tunnel junction, the concept of the spintronic memristor is based on the motion of a magnetic domain wall by spin transfer effect, where each wall position defines

an intermediate resistance state. In order to control the resistance of this spintronic memristive device, the study of static and dynamic properties of the domain wall under the influence of a spin polarized current is required. By the study of the displacement and resonance of the wall whithin an in-plane magnetized we established first assessment device. а (commutation time of the device below one nanosecond and observation of an over-damping). Based on these preliminary studies, we then optimized magnetic tunnel junctions with out-of-plane magnetizations. On one hand, we show that the number of intermediate resistance states is strongly increased (between 15 and 20 states), allowing this spintronic memristive device to be used to perform neuromorphic tasks. Furthermore, we show that the device is optimized to use the most efficient spin transfer torque to displace the magnetic domain wall.

Remerciements

En premier lieu, je tiens à exprimer ma gratitude envers les membres du jury pour leur investissement dans la lecture et l'évaluation de mes travaux de thèses, exposés dans ce manuscrit. Merci à Stéphane Mangin et Gilles Gaudin d'avoir accepté d'être rapporteurs, et à André Thiaville pour son rôle de président du jury. Je remercie également Rose-Marie Sauvage, à la fois pour son rôle d'examinatrice mais aussi pour le suivit qu'elle a apporté pendant toute la durée de la thèse en tant que responsable DGA. Merci à la DGA (co-jointe au CNRS) d'avoir financé ces travaux de thèse.

En second lieu, je tiens à remercier ma directrice de thèse, Julie Grollier, qui m'a fait confiance et m'a surtout beaucoup appris. Tu as toujours été présente lorsque j'en ai eu besoin, et tes connaissances ainsi que tes qualités de physicienne, que ce soit en ce qui concerne le transfert de spin ou les systèmes neuromorphiques (ou les oxydes, ou les... la liste est longue!), me laisseront toujours sans voix tant je les admire. Merci aussi pour ta gentillesse et ta patience (que j'espère ne pas avoir trop mise à rude épreuve). J'adresse aussi un grand merci à Joao Sampaio, post-doc qui au delà de m'avoir épaulé et formé pendant mes débuts de thèse, m'a apporté énormément de connaissances. C'est toujours un plaisir de discuter avec toi. Merci également à André Chanthbouala. J'ai eu la chance de poursuivre tes travaux sur le memristor spintronique, que tu avais brillamment entamé malgré ta double casquette "Oxydes / Transfert de spin". Tous ces points réunis m'ont permis d'effectuer ma thèse dans les meilleures conditions, merci.

En ce qui concerne ces conditions de vie à l'UMPhy, je remercie également, et chaleureusement, toutes les personnes de ce labo, où la générosité et l'entraide vous accueille tous les matins. Ce fût un plaisir d'échanger avec vous tous pendant ces 4 ans. Merci à Frédéric Nguyen Van Dau et à Frédéric Petroff de m'avoir accueilli et d'avoir toujours été disponibles. Merci à Romain, avec qui nous avons débuté le même jour notre thèse dans le même bureau. Presque 4 ans plus tard, le jour de ma soutenance, tu quittes ce "même" bureau en destination du pays où règne le soleil : l'Angleterre.... Ce fût un plaisir de partager le bureau avec toi, sans compter sur l'arrivée de Martin à la fin qui nous a apporté des débats dignes de Thierry Roland. Ce fût également une joie de partir en conférence et de partager ce lieu de travail tous les jours avec vous, où au final on se sent plus comme entre potes qu'entre "collègue" (merci aussi à Miguel, et à Quentin qui est venu animer encore plus tout ça). A ce titre j'ai également beaucoup d'autres personnes à remercier. Merci à Olivier pour toutes les discussions aussi sérieuses que décalées, et pour tout le reste (je me rappellerai longtemps d'une soirée à New-York de 2013! "it was Legen....dary"). Merci à Sorën, toujours disponible pour filer un coup de main. A un mois près on était sur le même timing, je te souhaite le meilleur pour la suite. Merci à Eva pour sa bonne humeur. Merci à Alex pour ses jeux de mots sauce British, je te souhaite que du bonheur, à toi, Laura et Alba. Merci Alice, Constance, Julien (et ouais on a été à Hawaï!). Merci aussi à tous les thésards et post-docs que je n'aurais croisé que pendant une période plus courte au labo : Marie-Blandine, grâce à toi les éditeurs du magazine 'Public' ont du soucis à se faire, toujours première sur l'info! Merci Stéphanie pour tous les moments partagés, merci Nico L. pour toutes les discussions et pour ta pédagogie. Merci Carlos (tes coups de main pour le spin pumping m'ont bien aidé!), Murat, André, Julian, Marta, Lee, Ryan ('business?!'), Édouard et Julien. Je remercie également tous les thésards et post-docs actuels : Michel (vraiment dommage qu'on ait pas pu faire une conf ensemble!), Martin, David, Flavio, Piotr (boire un coup avec toi vaudra toujours le déplacement !), Laura, Mathieu G., Sophie D., Maëlis, Cyril (l'éternel thésard!), Regina, Anke et Jacob. Enfin, merci et bon courage aux derniers arrivants : Mathieu, Eliana, Philippe, Sam, Lucile et Xavier.

Evidemment, je ne peux pas faire de remerciements en oubliant tous les permanents de ce labo, qui contribuent chacun à la bienveillance qui règne ici. Pour ceci, merci à Anne et Christine, sans qui le labo tournerait au ralenti. Merci également à Vincent Cros, mon premier directeur de thèse officiel, toujours disponible et pourtant toujours débordé! Encore une fois merci à Julie. Merci également à Madjid, donner des cours avec toi a été pour moi une super expérience. Merci aussi pour toutes les discussions qu'on a pu avoir, toujours intéressantes et parfois ponctuées de sarcasmes. Merci aussi à Agnès pour sa gentillesse. Merci à Paolo de m'avoir accordé du temps pour lancer toutes ces simus SpinFLow. Merci à Éric, ou "Marathon man", partenaire régulier au tennis avec qui c'est toujours un plaisir de taper la balle. Et un grand merci à tous les autres : Albert, Pierre, Richard, Fayçal, Karim, Nico R., Jean Marie, Cécile, Sophie C., Vincent G., Javier, Yves et Denis.

Je souhaite également remercier les différentes personnes extérieurs au labo et avec qui j'ai eu l'occasion de travailler. Merci à Damien Querlioz et à toute l'équipe de l'IEF pour tous ces séminaires, workshops et autres journées partagées autour du thème des systèmes bio-inspirés. Je tiens aussi à adresser un grand merci à nos collaborateur japonais d'AIST, sans qui j'aurais peut-être due passer par la case fabrication d'échantillons avant de pouvoir faire des mesures. En particulier, merci à Rié et Sumito (l'homme le plus résistant à l'alcool que je connaisse !) qui sont venus, pour le meilleur, partager leurs connaissances avec nous au sein du labo pendant une petite période. Je souhaite également remercier Thibaut Devolder pour les mesures VNA-FMR de nos échantillons qui nous ont permis de vérifier le paramètre d'amortissement de nos couche de permalloy, et surtout de conclure que nous ne devenions pas fou avec ces histoires d'augmentation du damping.

Enfin, je tiens à remercier particulièrement mes amis et ma famille. Merci à Vincent, pour tous les moments partagés où la seule idée qu'on avait en tête c'était de se marrer tout en refaisant le monde autour d'un verre. Merci Maëva, ma soeur d'adoption, avec qui on a fait les quatre cents coups. Merci Florian, même si tu n'es plus aussi prêt de chez nous qu'avant c'est toujours un plaisir de te voir. Merci Oriane, Tristan, Marie, Lorraine, Ali, Vincent, Yohann, Thomas... . Grâce à vous tous je sais maintenant à quel point c'est important d'être bien entouré et de pouvoir partager autant de moments inoubliables. Enfin, un énorme merci à ma famille, mes grands parents, cousins, oncles et tantes, et tout particulièrement à mes parents et à mon frère Jonathan, qui au delà de m'avoir supporté pendant toute la période de thèse, m'ont apporté un soutient merveilleux et indispensable. Merci.

Table des matières

Table des matières				
Ι	\mathbf{Le}	contexte scientifique	1	
1	Introduction aux réseaux de neurones artificiels			
	1.1	Un défi technologique : imiter le cerveau	3	
		1.1.1 L'architecture du cerveau	4	
		1.1.2 La naissance des réseaux de neurones artificiels	8	
	1.2	De la synapse au memristor	12	
		1.2.1 Les différents mécanismes utilisés	14	
		1.2.2 Le memristor spintronique	17	
2	La	spintronique : une solution pour la miniaturisation des dispositifs	21	
	2.1	La magnétorésistance	21	
		2.1.1 Les effets de magnétorésistance	22	
	2.2	La dynamique d'aimantion	25	
		2.2.1 L'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG)	25	
		2.2.2 Le phénomène de transfert de spin	26	
		2.2.2.1 Le principe du transfert de spin	26	
		2.2.2.2 Cas d'une aimantation uniforme soumise à une injection verticale du		
		courant	28	
3	Pro	priétés des parois de domaines magnétiques	33	
	3.1	Les différents types de parois rencontrées	33	
	3.2	Déplacement d'une paroi par transfert de spin	37	
		3.2.1 Efficacité de transfert de spin	37	
		3.2.1.1 Configuration CIP	38	
		3.2.1.2 Configuration CPP	40	
		$3.2.1.3 \text{Comparaison} \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots $	42	
	3.3	Définition du modèle 1D	42	
		3.3.1 Les différentes interactions prises en compte dans le modèle	44	
		Les forces appliquées	44	
		L'anisotropie	44	
		Le piégeage	45	
	3.4	Les différents régimes de déplacement	47	

4	Me	sures de déplacement d'une paroi de domaine résolues en temps	53
	4.1	Jonctions tunnel magnétiques à base de MgO	53
		4.1.1 Présentation des échantillons	53
		4.1.1.1 Effets de filtrage passe-bas des échantillons	55
		4.1.2 Nucléation de la paroi dans les échantillons	56
		4.1.3 Les positions stables de la paroi dans les échantillons	57
	4.2	Montage de l'expérience	58
	4.3	Résultats	59
		4.3.1 Mesures et analyses	59
		4.3.2 Dynamique de la paroi	62
		4321 Les régimes stochastique et déterministe	62
		4 3 2 2 Le régime de déplacement	63
	4.4	Conclusion	65
II	ΙA	Accès aux paramètres permettant le contrôle de la résistance du memristor	67
5	Pro	priétés de résonance d'une paroi de domaine : Expérience de spin diode	69
	5.1	Description de l'effet spin diode	69
	5.2	Spin diode en présence d'une paroi de domaine	70
	5.3	Résultats expérimentaux	74
		5.3.1 Montage de l'expérience	74
		5.3.2 Mesure et analyse des spectres	75
		5.3.3 Extraction de la largeur à mi-hauteur	77
		5.3.4 Validation du modèle	78
		5.3.4.1 Identification des modes de résonance	80
	5.4	Augmentation du damping : les différents mécanismes mis en jeu	81
	0.1	$5.4.1$ Mesure du paramètre α dans nos échantillons non-lithographiés	81
		5.4.2 Les différents mécanismes mis en jeu	82
		5.4.3 Simulations micromagnétiques : Couplage dipolaire entre la paroi et la couche	02
		de référence	83
	5.5	Discussion	86
6	Effe	et de spin pumping intralayer	87
	6.1	Description de l'effet	87
		6.1.1 L'effet de spin pumping inter-layer	88
		6.1.2 L'effet de spin pumping intralayer	89
	6.2	Étude dans le cas d'une paroi de domaine	93
	6.3	Etude dans la cas d'un vortex magnétique	96
	6.4	Conclusion	98
IV	L	e memristor spintronique à aimantation perpendiculaire	101
7	Pas	sage à une aimantation perpendiculaire	103
	7.1	Les motivations	103

		7.1.1 Bilan sur la première génération de jonctions tunnel à aimantation dans le plan	103
		7.1.2 Consequences du passage à une aimantation perpendiculaire	106
	7.2	Efficacité de transfert de spin	107
		7.2.1 Action du couple Field-Like	108
		7.2.2 Action du couple de Slonczewski	109
		7.2.3 Utilisation d'une paroi hybride	109
	7.3	Optimisation des échantillons	111
	7.4	Conclusion	115
8	Les	résultats expérimentaux : caractérisation des échantillons	117
	8.1	Présentation des échantillons	117
	8.2	Montage expérimental	119
	8.3	Caractérisation des échantillons	120
		8.3.1 Création de la paroi	121
		8.3.2 Processus de nucléation de la paroi	124
	8.4	Déplacement de la paroi sous courant DC : caractérisation du comportement memristif	126
	8.5	Conclusion	130
9	\mathbf{Etu}	de du depiégeage de la paroi	131
	9.1	Détermination de l'emplacement de la paroi dans la couche libre	131
	9.2	Les différents types de dépiégeage observés	132
		9.2.1 Dépiégeage instantané	133
		9.2.2 Dépiégeage par gonflement	134
		9.2.3 Dépiégeage stochastique	136
	9.3	Dépendance en champ des courants de dépiégeages	138
		9.3.1 Les mesures expérimentales	140
		9.3.2 Modèle numérique	143
	9.4	Conclusion	149
			-

V Conclusion et Perspectives

Bibliographie

157

151

Première partie

Le contexte scientifique

Chapitre 1

Introduction aux réseaux de neurones artificiels

1.1 Un défi technologique : imiter le cerveau

Depuis la nuit des temps, l'être humain a cherché à comprendre le monde qui l'entoure. Au fil des âges, c'est de cet engouement pour la compréhension du monde dans lequel nous vivons qu'est née la science : c'est à dire pouvoir comprendre les détails de cet environnement, les expliquer et les reproduire dans les limites du possible grâce à des expériences, validant leur véracité, et/ou les prédire grâce à des lois physiques. De la pomme tombant de l'arbre sur Isaac Newton à la récente découverte des ondes gravitationnelles prédites 100 ans plus tôt par le génie d'Albert Einstein, les plus grandes théories de ce monde, qu'elles s'appliquent à des systèmes d'une dimension atomique ou bien astronomique, ont permis de façonner d'une manière constructive et évolutive la compréhension de notre environnement. En observant ce dernier, l'être humain a non seulement pu comprendre à ce jour une partie des mécanismes clés le régissant, mais a également pu s'en inspirer, en reproduisant ces mécanismes afin de les utiliser à son avantage. Un des exemples élémentaires de cette inspiration de la nature peut être donné à travers les premiers plans de Léonard De Vinci d'un avion moderne s'inspirant de la capacité qu'ont les oiseaux de voler. Plus de 500 ans plus tard, il nous est possible de traverser l'Atlantique en moins de six heures. L'évolution au fil du temps a été l'architecte des différentes espèces biologiques que l'on peut rencontrer aujourd'hui à la surface de la Terre. Elle a permis d'aboutir à des êtres biologiques parfaitement optimisés et adaptés à leur environnement. Certaines espèces ont pu développer des capacités biologiques uniques, telles que les changements dans les pigments de la peau d'un caméléon ou d'une pieuvre, ou encore l'écholocalisation grâce aux ondes acoustiques émises par certains mammifères, équivalente à un sonar actif. Aujourd'hui, cette inspiration de la nature se retrouve dans les systèmes dits 'bio-inspirés'. En s'inspirant de la nature, ils permettent à l'homme d'enrichir ses idées et ainsi d'élaborer de nouveaux systèmes artificiels.

4

Il existe par conséquent de nombreux travaux sur ce type de systèmes et dans des domaines aussi divers que variés [1–7]. L'intérêt porté à ces dispositifs bio-inspirés dans le cadre des travaux de thèse présentés dans ce manuscrit concernera un objet bien particulier, résultant de plusieurs millions d'années d'évolution : le cerveau.

Dès la fin des années 1950, deux neurologues s'intéressent au processus de traitement des signaux visuels effectué par le cerveau d'une grenouille, à travers un article intitulé : What the frog's eye tells to the frog's brain [8]. Ils constituèrent ainsi un premier modèle simplifié de neurones biologiques. Dans le demi-siècle qui suivit, l'avènement des nouvelles technologies a permis, via notamment des méthodes d'imagerie cérébrale de plus en plus perfectionnées, de maintenir une évolution dans la compréhension et la modélisation de ces neurones, organisés en réseau. En parallèle, le début des années 1970 se voit associé à l'apparition des premiers ordinateurs personnels, dont les performances n'ont cessé d'augmenter en suivant d'une manière remarquable la loi de Moore [9]. Cette dernière prédit, de manière empirique, que l'évolution du nombre de transistors d'un micro-processeur double tous les deux ans. Or, comme nous l'aborderons de manière plus détaillée, certains problèmes majeurs apparaissent et compliquent le suivi de la loi de Moore. Ainsi, un changement de paradigme, qui pourrait s'inspirer du cerveau humain, pourrait présenter le potentiel pour franchir cette barrière. Malgré l'évolution prodigieuse de leurs performances, les ordinateurs conventionnels, d'architecture dite de Von-Neumann, ne sont pas capables d'exécuter certaines tâches aussi efficacement, et avec une consommation d'énergie aussi faible, que le cerveau humain. En effet, en seulement quelques jours, un nouveau-né est déjà en mesure d'interpréter et d'analyser des séquences d'images en une fraction de seconde, là où cette tâche aux apparences pourtant simples n'est pas atteinte par les plus puissants ordinateurs. C'est dans ce contexte de rupture, où l'imitation des incroyables capacités cognitives du cerveau humain sera certainement le grand challenge pour le future des technologies d'information, que se situent les motivations de l'étude présentée dans ce manuscrit.

1.1.1 L'architecture du cerveau

Afin de définir les modèles de réseaux de neurones artificiels s'inspirant du cerveau, il convient tout d'abord de décrire certains éléments essentiels de ce dernier. Bien qu'il ait fallu attendre le XX^{eme} siècle pour commencer à comprendre que le cerveau contrôle le corps humain et lui confère ses capacités grâce à une architecture complexe, il suscitait déjà l'intérêt dès l'antiquité. Or à cette époque, Aristote défendait l'idée que le cerveau n'était pas l'organe majeur contrôlant le corps humain, rôle qu'il attribuait au cœur. Cette opinion fût alors au centre de nombreux débats philosophiques, particulièrement à propos de la 'localisation' des émotions ressenties par l'être humain, ainsi que de la définition même de la conception de l'âme. Les différentes observations faites ainsi que les premières autopsies pratiquées par la suite au cours de l'histoire ont peu à peu laissé entrevoir qu'un 'dégât' subi par le cerveau, composé de deux hémisphères (droite et gauche), peut engendrer des conséquences sur le fonctionnement de certains organes. Cependant, c'est seulement vers la fin du XIX^{eme} siècle que les cellules nerveuses du cerveau sont étudiées de manière plus détaillée grâce à une technique de coloration au nitrate d'argent (argentique), qui permit de visualiser pour la première fois ses composants élémentaires, qui seront plus tard baptisés neurones. Cette étude, qui valut le prix Nobel en 1906 à Santiago Ramón y Cajal et Camillo Golgi permis de contribuer de manière définitive à la théorie neuronale, prônant que les neurones sont des entités cellulaires uniques séparées par de très fins espaces. Cette vision s'opposait alors à l'époque à celle d'un cerveau constitué uniquement de fibres au sein d'un réseau ininterrompu. En 1932, Charles Scott Sherrington, également lauréat du prix Nobel pour ses travaux en neuroscience, utilise pour la première fois le terme de synapse pour qualifier les fins espaces séparant deux neurones. Plus tard, des études approfondies sur ces synapses, valant en 1963 le prix Nobel à un des élèves de Sherrington, John Carew Eccles, ont permis de mettre en évidence qu'une synapse entre deux neurones est parcourue par un afflux nerveux provenant d'un de ses deux voisins, à l'aide de neurotransmetteurs chimiques. L'ensemble de ces travaux marquent ainsi un premier pas vers la compréhension du cerveau ainsi que la neurologie moderne. C'est au début du XX^{eme} siècle qu'apparait la vision actuelle du cerveau, dont les composants élémentaires sont formés par l'ensemble neurones / synapses.

Aujourd'hui, bien que nous ne soyons encore qu'aux balbutiements de sa compréhension complète, l'évolution des techniques d'imagerie cérébrales a permis d'approfondir les connaissances à son sujet. Le cerveau est ainsi cartographié en différentes régions, comme illustré en figure 1.1 (a), et la compréhension du fonctionnement de la brique élémentaire neurone/synapse a pu être approfondie. Nous savons aujourd'hui que le cerveau compte en moyenne jusqu'à 10^{11} neurones, dont chacun d'entre eux est connecté à environ 10^4 autres neurones par l'intermédiaire de synapses. Pour assurer la connexion entre tous ces neurones, le cerveau compte donc un nombre total d'environ 10^{15} synapses, caractérisant une architecture massivement parallèle. Opposé à un traitement de l'information séquentiel effectué par les ordinateurs conventionnels, c'est cette architecture complexe et parallèle qui permet au cerveau de réaliser des tâches d'analyse et de traitement en un temps record.

Afin de transmettre une information, les neurones communiquent au sein d'un réseau par des impulsions électriques. Ainsi, un neurone biologique peut être décrit par un modèle simple de type intégration / déclenchement (ou *Integrate and Fire* en anglais). Après avoir reçu une ou plusieurs impulsions électriques provenant de différents neurones voisins (phase d'intégration), un neurone donné va atteindre un seuil et à son tour émettre une impulsion électrique (phase de déclenchement). En considérant la configuration représentée en figure 1.1 (b), cette impulsion émise par le neurone 1 va se propager vers tous les neurones voisins à travers l'axone et atteindre les synapses reliées au neurone 2. Dans ce cas de figure, nous pouvons alors définir les neurones 1 et 2 respectivement comme les neurones pré-synaptique et post-synaptique. Au cœur de la synapse, l'afflux nerveux électrique provenant du neurone pré-synaptique est converti en un signal chimique par la libération de neurotransmetteurs. Les récepteurs du neurone post-synaptique s'associent ensuite aux neurotransmetteurs afin de convertir le signal chimique en une nouvelle impulsion électrique, contribuant à la phase d'intégration et de déclenchement du neurone post-synaptique. Ce processus permet de définir de manière relativement



FIGURE 1.1: (a) illustration des différentes régions du cortex cérébral. Source : http://www.larousse.fr/encyclopedie/divers/cerveau. (b) Schéma des deux neurones pré-synaptique (1) et post-synaptique (2) reliés entre eux par leur connections synaptiques. Le détail d'une synapse est illustré par l'image rapportée au cercle bleu. Source : http://cepheides.fr/article-de-la-medecinela-memoire.html.

simple le fonctionnement d'une assemblée de neurones connectés par des synapses, autrement appelé un réseau de neurone. Or, en se basant sur cette définition, il serait maintenant intéressant de comprendre comment une information est 'codée' dans le cerveau. L'exemple d'un visage que nous pouvons voir, puis reconnaitre, se fait en plusieurs étapes, alors que le temps associé à cette analyse nous parait

instantané. En réalité, l'image est perçue par le fond de la rétine, puis transmise par les nerfs optiques jusqu'au lobe occipital (figure 1.1 (a)), avant d'être traitée et analysée. Cette information se propage au sein du lobe occipital par l'intermédiaire des impulsions électriques émises par les neurones. Bien que pour un neurone isolé, une impulsion unique soit toujours la même, une séquence d'impulsions (ou train d'impulsions) émise par un neurone peut définir un motif bien spécifique. Il existe ainsi différents types de neurones et tout un panel de motifs de train d'impulsions [10]. D'une manière générale, notre corps répond à des stimuli, équivalent à des informations perçues par les différents capteurs biologiques dont nous disposons, définissant d'une manière très générale les cinq sens. Ainsi, l'étude des régions du cortex cérébral dont les neurones s'activent en réponse à des stimuli bien particuliers est très intéressante afin de comprendre quelles zones du cerveau traitent les différents types d'information. Or, même avec les technologies actuelles, il est encore impossible de suivre l'activité électrique du cerveau dans son ensemble. Il a toutefois été possible d'établir une corrélation entre certains types de stimuli et l'activation des neurones dans une zone du cerveau bien spécifique. Ce domaine d'étude fait l'objet d'intenses recherches au sein de la communauté neuroscientifique [11, 12], qui ont permis d'identifier par exemple la zone du cerveau associée au traitement algébrique que nous pouvons faire en résolvant un exercice de maths [13], discutant alors de la fameuse "bosse des maths" [14].

En faisant l'analogie avec l'architecture conventionnelle d'un ordinateur, les neurones sont donc équivalents à l'unité élémentaire de calcul, alors que les synapses jouent le rôle de mémoire. Leur caractéristique principale réside dans leur plasticité, c'est à dire leurs capacités à moduler leur conductance, et à ainsi réguler la transmission d'une impulsion électrique entre deux neurones. Cette plasticité engendre une certaine flexibilité du réseau de neurones, qui lui confère la possibilité d'évoluer à mesure qu'il traite et enregistre les informations. C'est cette propriété de plasticité qui nous permet d'apprendre. Une des expériences célèbres souvent citée afin de mettre en évidence la capacité d'apprentissage du cerveau a été faite par Ivan Pavlov à travers l'expérience dite "du chien de Pavlov". Lorsqu'il nourrissait son chien, ce dernier accompagnait systématiquement le repas d'un son de cloche. Il a montré qu'au bout d'un certain temps, le son de cloche, alors non accompagné de nourriture, suffisait à déclencher la salivation du chien, qui est naturellement déclenchée en présence de nourriture. On parle également de réflexe de Pavlov, ou réflexe conditionnel afin de décrire ce comportement. Ivan Pavlov a décrit les réflexes comme étant de deux catégories différentes : les réflexes innés, déjà présents à la naissance, et les réflexes conditionnels, qui sont acquis grâce à l'apprentissage. D'une manière générale, on retrouve dans ce type de réflexes le caractère récurent de ce qui est appris, une information répétée sera plus facilement mémorisable. Comme nous l'avons précisé, ce type d'apprentissage est lié à la capacité qu'a la synapse de moduler sa conductance, aussi appelé poids synaptique. En 1949, Donald Hebb a proposé un mécanisme afin d'expliquer le lien entre la plasticité des synapses et l'apprentissage : la règle de Hebb. Cette règle constitue une des premières hypothèses pour décrire le processus d'apprentissage biologique, et repose sur l'idée que le poids synaptique augmente lors d'une stimulation pré-synaptique répétée et persistante vers le neurone post-synaptique. Cette hypothèse permet entre autre de justifier l'apprentissage à long terme d'une information récurrente. La règle de Hebb défini alors une base dans la compréhension du mécanisme d'apprentissage biologique, et fait naitre l'idée d'imiter la capacité qu'a le cerveau d'apprendre, à travers les réseaux de neurones artificiels.

1.1.2 La naissance des réseaux de neurones artificiels

Le premier modèle artificiel s'inspirant d'un réseau de neurones biologique a été établit par Frank Rosenblatt en 1957, à travers un modèle de calcul : le perceptron [15], dont le principe est illustré en figure 1.2. Ce dernier imite le processus d'apprentissage grâce à un algorithme comprenant plusieurs entrées possibles x_n , correspondant aux neurones pré-synaptiques. Ces entrées convergent vers les fonctions de combinaison et d'activation, qui miment le cycle d'intégration / déclenchement du neurone, en comparant la somme des entrées pondérées par le poids w_{nj} , équivalent du poids synaptique, à un seuil de déclenchement (figure 1.2 (a)). Si le seuil est atteint, alors le neurone déclenche son impulsion qui fera partie des différentes entrées du neurone suivant.



FIGURE 1.2: (a) Illustration d'un neurone artificiel selon le modèle du perceptron. Les valeurs x_n imitent les impulsions électriques reçues de ses voisins par le neurone. Le poids w_{nj} est accordé à chaque entrée et joue le rôle du poids synaptique, qui est déterminé grâce aux lois d'apprentissage. Les fonctions de combinaison et d'activation miment le cycle d'intégration / déclenchement du neurone, en comparant la somme pondérée des entrées à un seuil de déclenchement. (b) Illustration du modèle de perceptron multicouche, ici représenté avec quatre couches.

En se basant sur ce principe, le perceptron est alors capable de réaliser des fonctions logiques simples. Toutefois, il était à l'époque limité par le fait qu'il ne simulait qu'un faible nombre de neurones, répartis sur une unique couche. L'engouement alors apparu pour les réseaux de neurones artificiels se vit par ailleurs freiné par la publication en 1969 du livre "Perceptrons" par M. L. Minsky et S. A. Papert, qui décrivirent les limites de ce modèle de calcul, l'étendant à tous les modèles similaires inspirés de l'architecture du cerveau. Les limitations théoriques prédisaient que ce type d'algorithme monocouche (en référence à l'unique couche de neurones) ne pouvait résoudre de problèmes non linéaires. C'est seulement en 1986 qu'un pas est franchi avec la compréhension de l'importance de considérer plusieurs couches de neurones dans ce type de modèle. La figure 1.2 (b) illustre l'exemple d'un tel réseau multicouche où les entrées sont traitées tour à tour par les différentes couches de neurones avant d'atteindre celle de sortie. Le modèle de perceptron multicouche était ainsi capable de résoudre des problèmes non linéaires. Plus tard, il fût encore amélioré grâce à une méthode de rétropropagation du gradient de l'erreur, sur laquelle nous reviendrons. Avec cette avancée, les réseaux de neurones artificiels connurent durant ces trente dernières années un regain d'intérêt dans différents domaines, dont l'algorithmique. Ils se virent également associer un panel d'applications, dont l'une des plus utilisée aujourd'hui est la classification. Pour définir cette tâche, on parle également de reconnaissance de formes ou de motifs, ou encore de *pattern recognition* en anglais. Cette dernière vise à identifier des motifs à partir de données brutes afin de prendre une décision concernant leur catégorie. Afin de donner un exemple réel, nous pouvons citer le géant industriel Google, qui utilise ce type de réseau afin d'identifier la forme d'un visage, ou celle d'un animal, sur une image brute quelconque, permettant ainsi d'attribuer une catégorie à cette dernière. L'utilisation de ce principe est d'ailleurs renseignée dans les "règles de confidentialité et d'utilisation" de Google.

Afin de parvenir à la réalisation de telles tâches, le réseau utilisé, de la même manière que notre cerveau, a besoin d'apprendre. Une étape primordiale consiste par conséquent à mimer le processus d'apprentissage. L'hypothèse émise par la règle de Hebb pour définir le processus d'apprentissage biologique est que le poids synaptique est renforcé lors d'une stimulation répétée du neurone présynaptique vers le neurone post-synaptique. En s'inspirant de cette règle, la base de l'apprentissage dans un modèle de réseau de neurones repose d'une manière générale sur la façon dont les poids synaptiques évoluent (les poids w_{nj} dans l'exemple du perceptron). Afin de mimer l'apprentissage au sein d'un de réseau de neurone artificiel, il existe ainsi plusieurs règles différentes qui décrivent l'évolution des poids synaptiques et qui définissent un ensemble de règles d'apprentissage [16]. Toutefois, ces règles se divisent en deux catégories, liées au processus d'apprentissage du réseau qui peut se faire de deux façons bien distinctes : par un apprentissage supervisé ou non-supervisé. A titre d'exemple, la méthode de rétro-propagation du gradient de l'erreur évoquée précédemment est une des lois d'apprentissage la plus communément utilisée dans les réseaux de neurones artificiels à apprentissage supervisé. Son principe repose sur la rétro-propagation de l'erreur commise par un neurone vers les synapses et neurones de la couche précédente. L'erreur qui est propagée est déterminée en comparant le résultat initial (sans corrections) en sortie du réseau avec le résultat souhaité. La rétro-propagation de cette erreur va ainsi permettre de réajuster et corriger les poids synaptiques afin de faire converger le réseau vers le résultat souhaité. Autrement dit, l'apprentissage au sein du modèle est supervisé par son utilisateur, afin que le réseau converge vers le résultat voulu. Ce type d'apprentissage est donc différent d'un apprentissage non-supervisé, pour lequel le réseau de neurone converge de manière autonome vers un résultat, comme le fait le cerveau.

Réaliser un réseau de neurone à apprentissage non-supervisé représente donc une étape importante. Parmi les différentes règles d'apprentissage existantes, nous nous attarderons ici sur l'une d'entre elles, la règle de *Spike Timing Dependent Plasticity*, ou STDP, qui permet la modélisation d'un réseau de neurones à apprentissage non-supervisé [17]. Cette dernière permet de caractériser la dépendance du poids synaptique en corrélation avec le temps écoulé entre les impulsions électriques émises par les neurones pré- et post- synaptique [18–20]. Par ce principe, cette règle retranscrit la dépendance biologique du poids synaptique d'une synapse (ou sa conductance) en fonction de sa sollicitation. La figure 1.3 illustre cette règle, où l'évolution du poids synaptique $W_{i,j}$ d'une synapse reliant deux neurones *i* (post-synaptique) et *j* (pré-synaptique) est représentée en fonction du temps écoulé entre les impulsions émises par les deux neurones (respectivement aux temps t_i^{post} et t_j^{pre}). Cette règle reprend donc la base de la règle de Hebb, en y ajoutant une composante temporelle.



temps entre les impulsions pré- et post- synaptique

FIGURE 1.3: Illustration de la règle de *Spike Timing Dependent Plasticity*. L'impulsion du neurone post-synaptique *i* repérée par le temps t_i^{post} est utilisée comme référence temporelle. L'axe des ordonnées décrit les variations du poids synaptique $\Delta W_{i,j}$, normalisé par le poids de la synapse $W_{i,j}$, en fonction de la différence t_j^{pre} - t_i^{post} .

La règle STDP peut être traduite de la manière suivante : dans le cas où l'impulsion pré-synaptique parcourt la synapse avant celle post-synaptique $(t_j - t_i < 0)$, il existe un lien de causalité entre les deux impulsions (l'impulsion pré- est la cause du déclenchement de l'impulsion post-). Dans ce cas, la conductivité de la synapse est augmentée (poids synaptique renforcé), et le processus associé est appelé potentialisation synaptique. Dans le cas inverse, où l'impulsion post- traverse la synapse avant l'impulsion pré- $(t_j - t_i > 0)$, aucun lien de causalité ne peut être établi entre les deux impulsions, la conductivité de la synapse est alors diminuée (poids synaptique affaibli) (cf. figure 1.3). Le processus associé est appelé dépression synaptique. D'un point de vue biologique, l'effet de mémoire et d'apprentissage est associé à une période prolongée de potentialisation synaptique. Dans le contexte des neurosciences, ce mécanisme est également appelé potentialisation à long terme, ou LTP pour *Long-Term Potentiation* en anglais.

Par cette définition, la règle STDP s'inspire du processus d'apprentissage biologique pour permettre de modéliser des réseaux de neurones à apprentissage non-supervisé [17, 21]. Nous pouvons citer à

titre d'exemple les travaux de O. Bichler *et al.* [17] : à l'aide d'un capteur visuel composé de plusieurs pixels, installé au-dessus d'une voie d'autoroute, le traitement des données par un algorithme simulant un réseau de neurones permet à celui-ci, par un apprentissage non-supervisé grâce à la règle STDP, de classer puis compter de manière autonome les voitures sur les différentes voix d'autoroute [17]. Un autre exemple d'utilisation de ce type de modèle de réseau à apprentissage non-supervisé, davantage relié aux neurosciences, consiste à vérifier certaines hypothèses biologiques grâce à des simulations particulièrement poussées [21]. Cette utilisation prend place dans le contexte de l'ingénierie inverse du cerveau (ou *reverse engineering* en anglais) [22].

A l'image du perceptron et des différents exemples plus récents dont nous avons discuté jusqu'à présent, une grande majorité des réseaux de neurones consiste en des modèles de calcul informatiques inspirés de l'architecture du cerveau, reposant sur l'utilisation d'algorithmes de calcul très développés [15, 17, 21, 23]. Bien que ce type de réseaux de neurones "software" soient très performants, leur traitement séquentiel effectué par les ordinateurs actuels à base de processeurs classiques limite les performances en termes de vitesse, d'efficacité et de consommation d'énergie. De plus, bien que le nombre de transistors par processeurs continue d'augmenter en suivant la loi de Moore, depuis 2005, leur fréquence peine à augmenter en raison de la forte dissipation de chaleur engendrée. Afin de conserver une augmentation constante des performances, un premier pas vers une architecture parallèle a été franchi via les processeurs multi-cœur. Toutefois, ce type d'architecture présente également certains problèmes [24], parmi lesquels nous pouvons mentionner l'augmentation du nombre de composants défectueux en raison de leurs dimensions de plus en plus petites.

En termes de vitesse et consommation d'énergie, une solution alternative pour la réalisation de réseaux de neurones artificiels consiste en l'utilisation de composants "matériel" pour imiter directement le rôle des neurones et synapses. Basé sur la technologie CMOS, ce type de réseaux de neurones "hardware" est déjà fonctionnel sur certaines puces [25]. Les neurones sont réalisés à base de transistors fonctionnant comme un intégrateur qui déclenche une impulsion lorsque son seuil d'activation est atteint. Les synapses peuvent être quant à elle composées d'une dizaine de transistors [26], auxquels est adjoint un bloc mémoire contenant le poids synaptique déterminé grâce à une règle d'apprentissage. Nous pouvons citer comme exemple d'un tel réseau hardware la puce True North du projet DARPA SyNAPSE [25, 27], dans laquelle une architecture parallèle a été pensée en intégrant des blocs individuels composés d'un neurone et plusieurs synapses accompagnées du bloc mémoire. La puce True North est ainsi capable de réaliser des tâches spécifiques, telles que la reconnaissance de plusieurs objets en temps réel, avec une consommation en énergie de 72 mW et une fréquence de 20 Hz [25]. A titre comparatif, le projet BlueGene d'IBM, qui consiste en la simulation d'un cortex cérébral de souris via l'utilisation d'un super ordinateur à une consommation avoisinant 40 kW pour une fréquence de 1 GHz [23].

Les performances des réseaux de neurones dépendent de leur taille, en termes de nombre de neurones et synapses, et de l'inter connectivité entre chaque. Le cerveau compte par exemple 10^{11} neurones

inter connectés via 10⁴ synapses par neurone. Particulièrement en raison de la taille des synapses en architecture CMOS, de nombreuses difficultés sont rencontrées afin de réaliser un grand nombre de connexions synaptiques au sein d'un réseau de neurones hardware. La puce True North compte par exemple un total d'un million de neurones pour 256 millions de synapses. L'utilisation d'un unique nano-composant pour réaliser une synapse artificielle et remplacer les synapses d'architecture CMOS permettrait d'une part d'augmenter de manière considérable le nombre de synapses au sein des réseaux hardware, et par conséquent de renforcer l'inter connectivité du réseau, mais pourrait également répondre à d'autres attentes en termes de consommation d'énergie, de miniaturisation du système, de vitesse et d'efficacité. D'autre part, l'utilisation d'un tel nano-composant permettrait à des réseaux tels que la puce True North, où l'apprentissage est opéré de manière supervisée, d'apprendre de manière autonome. En 1971, L. O. Chua propose l'existence d'un tel composant, alors appelé memristor [28].

1.2 De la synapse au memristor

Le composant prédit par L.O. Chua en 1971, alors décrit comme le quatrième composant passif élémentaire, est défini comme une résistance variable analogique et non-volatile [28]. Sa propriété majeure concerne la valeur de sa résistance, alors appelée memristance et notée M(q), définie de la manière suivante :

$$M(q) = \frac{d\Phi_m}{dq} = \frac{V(t)}{i(t)} \tag{1.1}$$

Où Φ_m est le flux magnétique crée par le passage des charges élémentaires q à travers le dispositif. V(t) et i(t) représentent respectivement la tension aux bornes du composant et le courant le traversant en fonction du temps, et sont reliés par la loi d'ohm.



FIGURE 1.4: Évolution de la résistance typique d'un memristor en fonction de la tension appliquée, exhibant son caractère multi-états. Les limites notées "ON" et "OFF" correspondent respectivement à la résistance minimale et maximale du composant memristif étudié.

Par cette définition, plus l'amplitude du courant injecté à travers la structure est grande, et plus la durée d'application est prolongée, plus les variations de résistance sont importantes. Ce comportement spécifique justifie l'appellation "memristor" (pour *memory resistor* en anglais), et permet de reproduire la dépendance du poids synaptique (i.e. la conductance) d'une synapse biologique à mesure qu'elle est parcourue par les impulsions électriques des neurones pré- et post- synaptiques. La variabilité typique de la résistance d'un memristor (ou composant memristif) est illustrée en fonction de la tension appliquée en figure 1.4. La valeur de résistance, bornée entre deux états limites de basse (ON) et haute (OFF) résistance, présente des états intermédiaires entre les états limites. Plus le nombre d'états intermédiaires de résistance est important, plus la valeur de la résistance tend vers un comportement analogique, c'est à dire variant de manière continue entre les états ON et OFF, en fonction de la quantité de charge injectée et de la durée d'injection.

Bien que L.O. Chua ait prédit ce composant en 1971, il faudra attendre 2008 pour que le groupe de R. S. Williams (Hewlett-Packard) identifie son existence dans l'article intitulé : *The missing memristor found* [29]. Le dispositif alors réalisé, dont nous détaillerons le mécanisme dans la section suivante, présente un avantage crucial dans le contexte des réseaux de neurones hardware discuté précédemment : une taille à l'échelle nanométrique ($\approx 30 \ge 30 \mod^2$). L'obtention d'un tel composant memristif aux dimensions de quelques dizaines de nanomètres se voit alors accompagné d'un élan de la communauté scientifique pour l'étude et la réalisation de ce type de dispositif. De plus, en conséquence des travaux du groupe Hewlett-Packard il est observé que de nombreux mécanismes anciennement étudiés sont en mesure de présenter un comportement memristif. En effet, toute structure dont la résistance varie en fonction d'une excitation (champ électrique, température, champ magnétique, etc.) constitue un composant memristif [30]. Cette thématique de recherche se voit alors accompagnée d'un nombre impressionnant de travaux depuis les cinq dernières années, se basant sur des processus physiques aussi divers que variés afin de réaliser un tel composant [31–41].



FIGURE 1.5: (a) Empilement 3D d'un circuit hybride CMOS / memristor. La partie inférieure comprend une architecture CMOS conventionnelle tandis que la partie supérieure est réalisée à base de memristors organisés sur plusieurs réseaux matriciels *crossbar* empilés. (b) Dans ce type d'architecture, les électrodes sont situés aux croisements des électrodes supérieures et inférieures. De cette manière, l'écriture et la lecture d'un élément se fait idéalement par simple sélection des électrodes correspondantes. (c) L'état de résistance d'un memristor code l'information, la lecture se fait par mesure du courant. Figures issues de [41].

En parallèle, l'idée d'implémenter ces dispositifs memristifs en tant que synapses artificielles au sein des réseaux de neurones hardware décuple l'intérêt déjà porté à ces réseaux, et aux architectures massivement parallèles inspirées du cerveau en général. En effet, remplacer les synapses actuellement en architecture CMOS par un unique composant aux dimensions nanométriques permet d'une part d'améliorer les performances du réseau en termes de vitesse, d'efficacité, de tolérance aux défauts, et de consommation en énergie (et par conséquent de dissipation de chaleur). D'autre part, ceci permet d'envisager la réalisation d'un réseau de neurones hardware d'une densité et d'une interconnexion encore jamais atteinte. Afin d'obtenir un tel réseau à la fois dense et parallèle, il est possible d'utiliser des empilements hybrides en trois dimensions, composés d'une partie conventionnelle reposant sur la technologie CMOS (les neurones), et d'une partie constituée des dispositifs memristifs nanométriques, agencés en réseau matriciel aussi appelé crossbar array [41–44] (figure 1.5).

La démonstration de l'existence d'un composant memristif faite par le groupe de R. S. Williams en 2008 a donc eu une conséquence importante : elle a relancé l'enthousiasme de la communauté scientifique concernant la réalisation de composants memristifs mimant la plasticité d'une synapse biologique à l'échelle nanométrique, et leur application aux réseaux de neurones artificiels.

1.2.1 Les différents mécanismes utilisés

De cet enthousiasme né des résultats de Hewlett-Packard, de nombreux travaux ont par la suite été effectués afin de réaliser un dispositif memristif [31–41]. Quel que soit le phénomène physique mis en jeu, qui comme nous allons le voir peut être très varié, tous ces dispositifs appartiennent à la catégorie des mémoires résistives, ou ReRAM pour *Resistive Random Access Memory* en anglais. Nous pouvons illustrer la diversité de ces travaux à travers quelques exemples.

La brique de base du memristor du groupe Hewlett-Packard se compose d'un système formé par une succession de matériaux : Pt / TiO₂ / Pt (figures 1.6 (a) et (b)) [29]. Dans cette configuration, le dioxyde de titane (TiO₂) se comporte initialement comme un isolant. Or, l'application d'une tension entre les deux électrodes de platine engendre une électro migration des ions d'oxygène dans une direction donnée, dépendante de la polarité du voltage appliqué. Pour une polarité fixée, la migration des ions va alors séparer le dioxyde de titane en deux zones : une zone riche en oxygène (zone dite "dopée"), et une zone riche en lacunes d'oxygène (dite "non-dopée"). La zone dopée en oxygène constitue alors un contact ohmique au niveau de son interface avec l'électrode de platine, tandis que la zone non-dopée agit comme une barrière Schottky, dont l'épaisseur est modulée par l'amplitude du voltage appliqué. De cette manière, la résistance du système peut être modulée par la tension appliquée, comme illustré par la figure 1.6 (b), issue des travaux du groupe de R. S. Williams [29]. Ce concept de memristor, dit à oxydo-réduction, rassemble une grande majorité des composants memristifs. Leur étude, notamment avec d'autres types d'oxyde [33, 45–47], a permis de metre en avant la complexité de leur principe de fonctionnement, soulevant la présence de nano filaments conducteurs, de changement de phase, et l'importance des conditions aux interfaces.



FIGURE 1.6: (a) Illustration du principe de fonctionnement du memristor à oxido-réduction réalisé par Hewlett-Packard en 2008. L'application d'une tension à travers du dioxyde de titane crée des zones dopée ou non-dopée en oxygène par électro migrations des ions d'oxygène. Les deux interfaces Pt / TiO₂ et TiO₂ / Pt se voient alors associé des propriétés de transport différentes, permettant de moduler la résistance du système en fonction du voltage appliqué [29]. (b) Caractéristique I(V) mesurée sur ces dispositifs, illustrant la dépendance de la résistance avec la tension V appliquée, issue des travaux de D. B. Strukov *et al.* (Strukov2008). (c) Illustration du principe de fonctionnement du memristor *atomic switch* : l'application d'une tension entre une électrode active (AgS₂) et une autre électro chimiquement inerte (Pt) permet la mise en route d'un processus d'oxydation formant un germe métallique (représenté en jaune et d'une épaisseur w). De part ce germe croît un filament métallique entre les deux électrodes, permettant de moduler la résistance de l'ensemble en fonction du régime de transport des électrons. (d) Évolution de la résistance du système (en rouge) en fonction du temps. Figures issues des travaux de T. Hasegawa *et al.* [33].

Nous pouvons alors citer un autre exemple dans la même catégorie, le memristor dit à "pont conducteur" (*conductive bridge* en anglais), aussi appelé *atomic switch*, faisant intervenir ces nano filaments conducteurs [33, 46, 47]. Son principe repose sur l'utilisation d'une électrode active, constituée de composés métalliques à base de cuivre (CuS₂ [48]) ou d'argent [33], et d'une contre-électrode électro chimiquement inerte (Platine ou tungstène). Dans l'exemple illustré en figures 1.6 (c) et (d), issu des travaux de Hasegawa *et al.*, l'électrode active est composée de sulfure d'argent (AgS₂), tandis que la contre-électrode est en platine [33]. Dans cette configuration, l'application d'un champ électrique permet de dissoudre l'élément métallique, ici l'argent, de l'électrode active en s'appuyant sur un processus d'oxydation thermoactif selon la réaction chimique :

$$Ag \rightarrow Ag^+ + e^-$$

Sous l'effet du champ, l'ion métallique d'argent dérive vers la contre-électrode sur laquelle il est réduit puis cristallise en formant un germe (représenté en jaune avec une épaisseur w en figure 1.6 (c)). De part ce germe, couplé au processus d'oxydation, un filament métallique se forme et se propage peu à peu en direction de l'électrode active, permettant à la résistance d'évoluer progressivement avec la tension (figure 1.6 (c)). Une fois que le filament atteint l'électrode active, la valeur de la résistance sature à son niveau bas, correspondant au niveau "ON" de la figure 1.4 (b). Dans ce dispositif, la variation de la résistance avec le courant est ainsi gouvernée par les propriétés de transport tunnel ou balistique des électrons entre les deux électrodes durant la formation du filament.

Les deux concepts de memristor évoqués jusqu'à présent, bien que très étudiés, les memristors à oxydo-réduction, ne constituent pas le seul mécanisme physique à la base des différents concepts de memristor existant. Nous pouvons alors citer également les memristors à changement de phase [37, 38], dont le principe est depuis longtemps utilisé dans le domaine du stockage de données (CD, DVD, Blue Ray, etc.), ou encore les memristors organiques [32, 49]. Hormis ces derniers, ils présentent tous ici un point en commun : le processus physique qui y est associé met en jeu l'implication de défauts, ou de changement structurel important du matériau. D'un point de vue applicatif, la durabilité de ces composants doit être optimisée afin de pérenniser les réseaux hardware de neurones artificiels au sein desquels ils pourraient être implantés. Or, le fait qu'ils impliquent des changements d'ordre structurel dans les matériaux peut impacter à la fois leur durabilité mais également leur vitesse et leur efficacité.

Une dernière catégorie de memristor peut alors être décrite : les memristors électroniques. Bien que peu nombreux, ces derniers présentent un avantage majeur par rapport à leurs homologues précédemment évoqués : les variations de résistance sont fondées sur un effet purement électronique et non structurel, promettant ainsi de hautes performances en termes de durabilité et de rapidité. Deux concepts sont alors proposés en 2010 : le memristor ferroélectrique [36, 50], et le memristor spintronique [51, 52], ce dernier étant au centre des travaux de thèse présentés dans ce manuscrit. Nous pouvons également mentionné un autre concept de memristor électronique, proposé en 2013, à base d'isolant de Mott [53, 54]. Nous détaillerons ici les deux premiers concepts, qui se basent respectivement sur celui des mémoires binaires STT-MRAM (Spin Transfer Torque Magnetic Random Access Memory), déjà commercialisées, et FTJ RAM (Ferroelectric Tunnel Junction Random Access Memory). Pour les memristor ferroélectrique et spintronique, le processus utilisé repose sur l'exploitation de la configuration en domaine (magnétique ou ferroélectrique) d'une couche active dans le but d'atteindre un continuum de niveaux intermédiaires de résistance entre les états limites ON et OFF. L'exemple du memristor ferroélectrique est illustré en figure 1.7, issue des travaux de A. Chanthbouala et al. [36]. Le système étudié consiste alors en une jonction tunnel formée par l'empilement $La_{0.67}Sr_{0.33}MnO_3$ (LSMO) / BaTiO₃ (BTO) / Co / Au, où le BTO joue le rôle de barrière tunnel ferroélectrique. Son comportement ferroélectrique implique qu'il présente une polarisation électrique spontanée, pouvant être manipulée par l'application d'un champ électrique. Comme illustré en figure 1.7 (b), la résistance de la jonction tunnel se voit par conséquent modifiée sur plusieurs ordre de grandeur en fonction de la configuration des domaines ferroélectriques de la couche de BTO. Cet effet, dont nous étudierons "l'analogue magnétique" de manière détaillée, est connue sous l'appellation d'électro résistance tunnel, ou TER pour *Tunnel ElectroResistance*.



FIGURE 1.7: Figure issue des travaux de A. Chanthbouala *et al.* [36] montrant le principe du memristor ferroélectrique. (a) Dépendance de la résistance de la jonction tunnel ferroélectrique après l'application d'un pulse d'une durée de 20 ns et d'une amplitude définie par V_{write} . (b) Variation de la résistance du dispositif cette fois-ci représentée en fonction du pourcentage de domaine dont la polarisation est pointe vers le bas ("down").

Lorsque le BTO présente une polarisation majoritaire de direction "up", correspondant à un pourcentage nul de domaines "down" en figure 1.7 (b), la résistance est alors dans l'état ON. Elle atteint l'état OFF, de haute résistance, lorsque la totalité des domaines s'est renversée par l'application d'un champ électrique. Or, durant ce renversement de polarité, il est possible de stabiliser un grand nombre d'états intermédiaires de résistance, correspondant à différentes configurations en domaines (figure 1.7 (a)). Par ce principe, ce dispositif acquiert une variation de résistance typique d'un memristor.

1.2.2 Le memristor spintronique

Abordons à présent le principe du memristor spintronique, dont la brique élémentaire, qui sera détaillée dans le chapitre suivant dédié à la spintronique, est la jonction tunnel magnétique. Ce dispositif consiste en un empilement de deux couches minces ferromagnétiques, séparées par une fine couche isolante qui joue le rôle de barrière tunnel. De façon similaire au phénomène de TER observé dans des jonctions ferroélectriques, les jonctions tunnel magnétiques présentent un effet analogue : la magnétorésistance tunnel. Cet effet se défini par la variation de la résistance du dispositif en fonction de l'orientation relative des aimantations des deux couches ferromagnétiques. Si ces dernières pointent dans des directions opposées, l'état magnétique est anti-parallèle (AP) et de résistance haute, correspondant à l'état OFF. Si elles pointent dans la même direction, elles décrivent alors la configuration parallèle (P) de basse résistance associée à l'état ON. Dans ce type de systèmes, l'aimantation est contrôlable par l'application d'un champ magnétique extérieur (figure 2.1 (a)), mais également par l'injection d'un courant grâce au phénomène de transfert de spin (figure 2.1 (b)). Avec ce principe, une jonction tunnel magnétique peut donc être décrite comme un memristor à deux états.



FIGURE 1.8: Mesures de la résistance d'une jonction tunnel magnétique en fonction du champ magnétique appliqué (a) et en fonction du courant continue appliqué à champ nul (b).

De la même façon que pour le memristor ferroélectrique, les niveaux de résistance intermédiaires peuvent être obtenus en créant une configuration magnétique non uniforme, c'est à dire présentant deux domaines magnétiques généralement d'orientation opposée. Ceci est rendu possible par la création d'une paroi de domaine magnétique, qui est définie comme la zone de transition entre deux domaines de direction opposées. Une telle configuration est illustrée en figure 1.9, où la paroi de domaine est présente dans la couche ferromagnétique supérieure, tandis que l'aimantation de la couche inférieure est uniforme et de direction d'aimantation fixée. En présence de cette paroi, la résistance de la jonction tunnel magnétique peut alors s'exprimer telle que :

$$R = R_P + \left(R_{AP} - R_P\right)\frac{x}{L} \tag{1.2}$$

Où R_P et R_{AP} décrivent respectivement les valeurs de résistance dans les états parallèle et antiparallèle, x et L définissent quant à eux la position de la paroi et la longueur du dispositif (figure 1.9). La résistance d'un état intermédiaire est ainsi définie par la proportion de domaine parallèle et anti-parallèle, soit directement proportionnelle à la position de la paroi.



FIGURE 1.9: Illustration du principe de fonctionnement du memristor spintronique : la nucléation d'une paroi de domaine magnétique dans la couche supérieure d'une jonction tunnel magnétique permet l'obtention d'états intermédiaires de résistance dont la valeur dépend directement de la position initiale (X_0) de la paroi. Elle peut être déplacée de manière bidirectionnelle grâce à l'effet de transfert de spin où la direction du mouvement dépend de la polarité du courant. Un pulse positif engendre ici un déplacement de la paroi des positions X_0 vers X_1 , se voyant associé une augmentation de la résistance R, équivalent au phénomène de potentialisation synaptique. Un pulse de courant d'amplitude négative et d'une durée inférieure au précédent engendre un déplacement de la paroi des positions X_1 vers X_2 , diminuant la valeur de R et correspondant au principe de dépression synaptique.

Grâce à l'effet de transfert de spin, l'injection d'un courant à travers la jonction permet de déplacer la paroi, dont la direction du mouvement est fixée par la polarité du courant [55–57]. Ainsi, dans l'exemple illustré en figure 1.9, une impulsion de courant positive engendre un déplacement de la paroi de manière à agrandir la proportion des régions anti-parallèle, correspondant à une augmentation de la résistance, qui est alors équivalent à la potentialisation synaptique. De façon opposée, une impulsion de courant d'une amplitude négative se verra ici déplacer la paroi de sorte que la proportion des domaines parallèle s'agrandisse, diminuant la résistance du dispositif, et équivalent au processus de dépression synaptique. Par ce principe, la résistance de la jonction est alors directement liée à la position de la paroi, qui elle-même dépend du courant injecté. Nous pouvons alors définir la caractéristique I(V) du memristor spintronique à déplacement de paroi magnétique par : $V(t) = R_{spin} i(t)$.

Enfin, nous pouvons conclure cette introduction du memristor spintronique en précisant qu'il bénéficie des avantages propres à l'utilisation de jonctions tunnel magnétiques, c'est à dire la compatibilité CMOS, les hautes performances en termes de répétabilité des cycles, et les vitesse de commutation ultra rapide. La compatibilité avec des composants d'architecture CMOS est primordiale au sein des réseaux de neurones hardware actuellement réalisés. Remplacer les synapses CMOS par un unique composant memristif requiert par conséquent l'optimisation de ce dernier, notamment en termes d'adaptation d'impédance, afin qu'il soit compatible aux neurones d'architecture CMOS. En comparaison au memristor ferroélectrique, dont la résistance varie sur plusieurs ordres de grandeur, l'emploi de jonctions tunnel magnétiques apporte au memristor spintronique un intérêt particulier en termes de compatibilité.

Comme nous l'avons déjà mentionné, le memristor spintronique basé sur le déplacement d'une paroi de domaine magnétique est au centre des travaux de thèse présentés dans ce manuscrit. A travers les différents chapitres, nous verrons que dans le but d'atteindre un dispositif memristif qui puisse être utilisé en tant que synapse artificiel, il est nécessaire de bénéficier d'un contrôle précis de la position de la paroi par transfert de spin. Pour y parvenir, nous verrons alors qu'il est essentiel de comprendre les fondements du mécanisme de transfert de spin, et par-dessus tout les propriétés physiques des parois de domaine magnétique.

Chapitre 2

La spintronique : une solution pour la miniaturisation des dispositifs

Nous avons à ce stade introduit certains des éléments majeurs liés au domaine de la spintronique, tels que la magnétorésistance ou encore le transfert de spin, qui sont à la base du memristor spintronique. Au cours de ce chapitre, nous détaillerons davantage ces phénomènes afin de décrire les mécanismes clés des 'outils de la spintronique' qui seront utilisés tout au long de cette thèse.

2.1 La magnétorésistance

La magnétorésistance, ou la propriété qu'ont certains matériaux à voir évoluer leur résistance lorsqu'ils sont soumis à un champ magnétique, a premièrement été découverte en 1851 par William Thomson, autrement célèbre sous le nom de 'Lord Kelvin'. Néanmoins, ce dernier n'a pu observer des variations de résistance que de l'ordre de 5%. L'évolution des moyens technologiques, tout particulièrement des méthodes de dépôt de matériaux en couches minces, ont joué un rôle important afin de donner lieu en 1988 à la découverte de la magnétorésistance géante, ou GMR en anglais (pour *Giant MagnetoResistance*), par Albert Fert [58] et Peter Grünberg [59]. Avec cette découverte s'est ouvert un nouveau champ de recherche : la spintronique, ou l'exploitation du spin des électrons comme vecteur d'information en plus de leur charge. D'un point de vue technologique, la GMR a également ouvert un champ d'applications dans le domaine du stockage de données, via les mémoires magnétiques à accès aléatoire, ou MRAM en anglais pour *Magnetic Random Access Memory*. Plus récemment, le perfectionnement de ces dispositifs a été permis grâce à un autre type de magnétorésistance, appelé magnétorésistance tunnel ou TMR (pour *Tunnel MagnetoResistance* en anglais), qui présente une amplitude supérieure à celle de la GMR.

2.1.1 Les effets de magnétorésistance

Comme décrit lors du chapitre précédent, l'effet de magnétorésistance se manifeste par une variation de résistance d'une structure multi-couche en fonction de l'angle relatif entre les aimantations des couches magnétiques. Ainsi, la structure classique dans laquelle est observable le phénomène de magnétorésistance est un empilement en couches minces souvent abrégé $FM_1 / NM / FM_2$, où FM_1 et FM₂ sont deux couches ferromagnétiques séparées par un métal non magnétique (NM). Cette structure est également connue sous le nom de vanne de spin, ou spin valve en anglais. Pour l'observation de la TMR, l'élément séparateur (NM) devient un isolant en couche mince. Le dispositif résultant, aussi appelé jonction tunnel magnétique, ou MTJ (pour Magnetic Tunnel Jonction en anglais), permet alors le transport par effet tunnel des électrons de conductions lors de l'injection d'un courant. Dans le cas de la GMR, le transport de ces mêmes électrons se fait par un processus de diffusion dépendant du spin [60–63]. Les effets de GMR et TMR ont donc en commun l'influence des propriétés magnétiques sur la conduction des électrons en leur sein. Toutefois, l'amplitude des variations de résistance observées dans des vannes de spin est de quelques pourcents [64], alors qu'elle peut atteindre plusieurs centaines dans des dispositifs TMR [65]. Il existe également d'autres types de magnétorésistance, tels que la magnétorésistance anisotropique [66], ou encore la magnétorésistance colossale [67]. Néanmoins, les jonctions tunnel magnétiques et l'effet de TMR, de forte amplitude et ce même à température ambiante, constituent aujourd'hui la brique de base des futures mémoires magnétiques. De plus, elles sont au cœur des travaux de thèse présentés dans ce manuscrit. Afin d'illustrer le phénomène de magnétorésistance, nous nous appuierons par conséquent sur ce type de dispositifs. Dans ces jonctions, la couche FM_1 est souvent appelée couche de référence, en rapport à sa direction d'aimantation fixée. Cette dernière sert ainsi de référence pour définir l'angle entre sa direction d'aimantation et celle de la couche FM₂, aussi appelée couche libre, car sa direction d'aimantation peut être modifiée. D'une manière générale, l'amplitude des effets magnétorésistifs dans des systèmes multi-couches peut s'exprimer par le rapport suivant :

$$\frac{R_{AP} - R_P}{R_P} \tag{2.1}$$

La figure 2.1 montre le cycle d'hystérésis typique de magnétorésistance tunnel, mesuré par variation du champ magnétique appliqué sur une jonction tunnel magnétique. Les configurations parallèle et anti-parallèle y sont illustrées (respectivement dans les bords gauche et droit). Les grandeurs notées H_c^1 et H_c^2 correspondent aux champs coercitifs de la couche libre (FM₂) et définissent respectivement les valeurs du champ magnétique à appliquer pour retourner l'aimantation de la couche des états AP vers P et P vers AP. On peut alors définir un matériau ferromagnétique dit 'doux' s'il présente un faible champ coercitif. Pour une valeur de H_c plus importante on définit un ferromagnétique 'dur'. Ainsi, le choix de ferromagnétiques respectivement doux et dur pour la couche libre et la couche de référence joue en partie un rôle sur le choix des matériaus. En s'appuyant sur la figure 2.1, l'effet de TMR est ici d'une amplitude de 100 %, où $R_P = 180 \ \Omega$ et $R_{AP} = 360 \ \Omega$. Ainsi, comme nous l'avons préalablement précisé, l'état AP est associé à une haute résistance alors que l'état P présente une résistance basse.



FIGURE 2.1: Exemple d'une mesure classique de magnétorésistance tunnel montrant l'évolution de la résistance en fonction du champ magnétique. Les configurations magnétiques illustrées dans les bords gauche et droit sont respectivement associées aux deux états de résistance AP et P, définis par les résistances R_P et R_{AP} . Les grandeurs notées H_c^1 et H_c^2 désignent les champs coercitifs de la couche libre FM₂.

Les premières mesures de magnétorésistance tunnel furent réalisées par M. Julliere en 1975 dans un empilement Fe / Ge / Co [68]. L'interprétation de ces résultats est accompagnée d'un modèle basé sur l'expression de la conductance d'une jonction tunnel classique, non magnétique. Dans ce modèle, M. Julliere se base sur deux hypothèses : le spin est conservé lors de son passage par effet tunnel entre les deux électrodes ferromagnétiques, et la conduction entre ces dernières se fait par deux canaux de spin indépendants [60]. Dans ce modèle, les deux canaux de spin \uparrow et \downarrow , respectivement illustrés en figure 2.2 par les flèches pointillées orange et bleue, peuvent être assimilés à deux résistances R^{\uparrow} et R^{\downarrow} en parallèle. Ainsi, les valeurs de R^{\uparrow} et R^{\downarrow} décrivent la conductivité de chaque canal de spin, qui est ellemême reliée à la probabilité de transition d'un électron par effet tunnel d'une électrode ferromagnétique à l'autre. De façon similaire à l'effet tunnel classique, cette probabilité est proportionnelle au produit des densités d'état de l'état initial (dans la première électrode FM_1 en figure 2.2) et de l'état final (dans l'électrode FM_2 en figure 2.2). C'est en s'appuyant sur ces arguments que ce modèle à deux courants permet d'expliquer les différences de résistance entre les états P et AP. En effet, en configuration magnétique parallèle (figure 2.2 (b)), les densités d'états de spin \uparrow , notées respectivement n_1^{\uparrow} et n_2^{\uparrow} dans les électrodes FM_1 et FM_2 , sont majoritaires. Par conséquent, au canal de spin \uparrow est associé une forte conductivité, soit une faible résistance R^{\uparrow} . A l'inverse, les densités d'état de spin \downarrow , notées n_1^{\downarrow} et n_2^{\downarrow} sont minoritaires. Pour cette raison, le canal de spin \downarrow est associé à une faible conductivité, soit une



FIGURE 2.2: Illustration du modèle à deux courants élaboré par M. Jullière dans le cas d'une jonction tunnel magnétique composée de deux électrodes ferromagnétiques FM₁ et FM₂ séparées par une barrière isolante, en configuration anti-parallèle (a) et parallèle (b). Les densités d'état de spin \uparrow et \downarrow sont respectivement notées n_1^{\uparrow} (n_2^{\uparrow}) et n_1^{\downarrow} (n_2^{\downarrow}) dans l'électrode FM₁ (FM₂). E_f^1 et E_f^2 désignent les niveaux de fermi dans chaque électrode. En considérant que le spin est conservé lors du passage par effet tunnel, les électrons de spin \uparrow et \downarrow traversent la barrière isolante de façon indépendante, selon deux canaux de spin respectivement illustrés par les flèches pointillées orange et bleu. Ainsi, une analogie avec la conduction électrique peut être faite par l'association en parallèle des deux résistances R^{\uparrow} et R^{\downarrow} , décrivant respectivement la conductivité des canaux de spin \uparrow et \downarrow .

forte résistance R^{\downarrow} . En configuration anti-parallèle (figure 2.2 (a)), les densités d'état n_1^{\uparrow} et n_1^{\downarrow} de spin \uparrow et \downarrow sont respectivement majoritaire et minoritaire dans l'électrode ferromagnétique initiale FM₁. Or, la configuration AP implique une situation opposée dans l'électrode finale FM₂, c'est à dire des densités d'état n_2^{\uparrow} et n_2^{\downarrow} respectivement minoritaire et majoritaire. Ainsi, les résistances R^{\uparrow} et R^{\downarrow} sont toutes deux associées à une faible conductivité, soit une forte résistance. La somme des valeurs des deux résistances R^{\uparrow} et R^{\downarrow} en parallèle, s'exprimant par $\frac{1}{R^{\uparrow}} + \frac{1}{R^{\downarrow}}$, permet ainsi d'expliquer l'observation d'une résistance plus basse en état P qu'en état AP. Avec ce modèle, M. Jullière détermina que la TMR maximum dans le système Fe / Ge / Co est de 26 %, soit légèrement supérieure à celle de 14 % qu'il obtînt lors de ses mesures [68]. Malgré son caractère incomplet, ce modèle est encore très largement utilisé. De plus, cet effet a suscité de nombreux travaux afin de mieux comprendre les mécanismes de transport des électrons de conduction dans les jonctions tunnel magnétiques [69–73].

2.2 La dynamique d'aimantion

2.2.1 L'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG)

La dynamique d'aimantation peut être décrite par l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert, ou équation LLG, introduite à l'origine par L. Landau et E. Lifshitz en 1935 [74]. Elle définit, par une équation différentielle non linéaire du premier ordre, l'évolution en fonction du temps d'une aimantation \overrightarrow{m} soumise au champ effectif $\overrightarrow{H_{eff}}$. Elle s'exprime telle que :

$$\frac{\partial \overrightarrow{m}}{\partial t} = -\gamma \overrightarrow{m} \times \overrightarrow{H_{eff}} + \alpha \overrightarrow{m} \times \frac{\partial \overrightarrow{m}}{\partial t}$$
(2.2)

Où γ (= 1,76.10¹¹ rad.s⁻¹.T⁻¹) désigne le rapport gyromagnétique (rapport entre les moments magnétique et cinétique d'un électron). Le vecteur \vec{m} représente le vecteur unitaire définissant la direction du moment magnétique locale par unité de volume. Il est décrit par $\frac{\vec{M}}{M_s}$, où \vec{M} est le vecteur d'aimantation, et M_s , utilisé comme facteur de normalisation, désigne l'aimantation à saturation. Le premier terme du membre de droite de l'équation 2.2 décrit un mouvement de précession de l'aimantation \vec{m} autour du champ effectif H_{eff} . Ce dernier est dit effectif car il regroupe les différents champs agissant sur \vec{m} . Il peut être décrit comme proportionnel à la dérivée de la densité d'énergie totale du système, et permet de prendre en compte toutes les interactions tels qu'un champ magnétique extérieur, le champ d'anisotropie, les champs dipolaires, etc... Le deuxième terme du membre de droite défini quant à lui l'amortissement magnétique, introduit par T. Gilbert. Il traduit de manière phénoménologique les dissipations d'énergie du système, c'est à dire l'amortissement du mouvement du



FIGURE 2.3: Représentation schématique des différents couples s'exerçant sur l'aimantation \overrightarrow{m} , où $\overrightarrow{H_{eff}}$ tend à maintenir le mouvement de précession (flèche bleue), alors que le terme d'amortissement lié à α (flèche rouge) tend à ramener \overrightarrow{m} dans sa position d'équilibre alignée avec $\overrightarrow{H_{eff}}$ en suivant la ligne grise pointillée.

moment magnétique vers sa position d'équilibre (ici alignée avec H_{eff}). Le paramètre adimensionnel α , appelé constante de Gilbert, décrit le taux d'amortissement associé [75, 76]. Afin de mieux comprendre l'action des couples de force correspondant à chacun des termes, nous avons schématisé en figure 2.3 le cas de l'aimantation \overrightarrow{m} en précession autour du champ H_{eff} . Le champ effectif H_{eff} agit sur \overrightarrow{m} comme un couple qui la maintient dans son régime de précession. Le terme d'amortissement agit quant à lui comme une force perpendiculaire à sa trajectoire, forçant l'aimantation à rejoindre sa position d'équilibre, correspondant à un minimum d'énergie lorsque cette dernière est alignée avec H_{eff} .

Nous avons à ce stade abordé la dynamique d'une aimantation soumise au couple exercé par un champ global H_{eff} . Lors de l'injection d'un courant, les électrons de conduction traversant la couche ferromagnétique exercent un autre couple sur l'aimantation : le couple de transfert de spin.

2.2.2 Le phénomène de transfert de spin

Ce phénomène a été introduit pour la première fois en 1996 par J.C. Slonczewski [77] et L. Berger [78]. En conséquence de leurs travaux, ils prédirent qu'il est possible de renverser l'aimantation d'une couche mince ferromagnétique par un transfert de spin entre les électrons de conduction et de l'aimantation locale. Aujourd'hui, le transfert de spin est le principe d'écriture à la base des mémoires magnétiques de type STT-MRAM (*Spin Transfer Torque*-MRAM en anglais). A travers la fin de ce chapitre, nous allons aborder le principe de ce phénomène, associé au cas d'une configuration d'aimantation uniforme.

2.2.2.1 Le principe du transfert de spin

L'effet de transfert de spin est engendré par l'injection d'un courant polarisé en spin dans un matériau ferromagnétique en couche mince. En s'appuyant sur la figure 2.4 (a), nous pouvons prendre l'exemple d'une aimantation \vec{M} uniforme formant un angle θ avec l'axe z. Nous considérons l'injection d'un courant polarisé en spin dont les électrons de conduction (flèches noires) ont une direction de spin majoritaire, orientée parallèlement à l'axe z ($\vec{m_i}$). En entrant dans la zone ferromagnétique d'aimantation \vec{M} , le spin des électrons de conduction forme un angle θ avec cette dernière. Ainsi, ils possèdent une composante transverse, notée $\overrightarrow{\Delta m_{\perp}}$ sur la figure 2.4 (b), par rapport à \vec{M} . En raison de l'interaction de couplage entre l'aimantation locale et les électrons de conductions, ces derniers entrent en précession autour de \vec{M} (précession de Larmor). Toutefois, le régime précessionnel n'étant pas en phase pour tous les spins, ces derniers sont en moyenne alignés avec l'aimantation \vec{M} après une distance de décohérence noté λ_{decoh} ($\approx 1 - 2$ nm pour le Permalloy). Les électrons de conduction ont alors perdu leur composante transverse. L'interaction d'échange conservant le spin, cela induit, par conservation du moment cinétique, que la composante transverse $-\vec{\Delta m_{\perp}}$ a été transférée à l'aimantation locale \vec{M} . Ce transfert de moment cinétique est ainsi équivalent à un couple exercé sur l'aimantation \vec{M} , noté $\vec{T_{STT}}$ en figure 2.4. Ce dernier est appelé couple de transfert de spin, ou *Spin Transfert Torque* (STT)



FIGURE 2.4: (a) Illustration du principe de transfert de spin, où \vec{M} est l'aimantation uniforme d'une zone ferromagnétique et $\vec{m_i}$ et $\vec{m_f}$ sont respectivement l'orientation des spins portés par les électrons de conduction initiaux et finaux. (b) Angle θ entre l'aimantation de la zone ferromagnétique et le spin des électrons de conduction, formant une composante transverse $-\vec{\Delta m_{\perp}}$ qui est transférée à l'aimantation locale \vec{M} sous la forme du couple de transfert de spin $\vec{T_{STT}}$.

en anglais. Une fois leur composante transverse perdue, les spins des électrons de conduction suivent de façon adiabatique l'aimantation locale, expliquant l'orientation de ces derniers, $\overrightarrow{m_f}$, parallèle à \overrightarrow{M} .

De la même façon que l'action du champ magnétique extérieur $\overrightarrow{H_{eff}}$ sur \overrightarrow{m} , celle du couple de transfert de spin $\overrightarrow{T_{STT}}$ peut être prise en compte dans l'équation LLG tel que :

$$\frac{\partial \overrightarrow{m}}{\partial t} = -\gamma \overrightarrow{m} \times \overrightarrow{H_{eff}} + \alpha \overrightarrow{m} \times \frac{\partial \overrightarrow{m}}{\partial t} + \overrightarrow{T_{STT}}$$
(2.3)

A présent, nous allons étudier puis développer la forme que prend le terme $\overrightarrow{T_{STT}}$ dans le cas d'une injection de courant perpendiculaire aux plans des couches magnétiques. En particulier, nous verrons que ce dernier peut se développer comme la somme de deux couples de transfert de spin indépendants.
2.2.2.2 Cas d'une aimantation uniforme soumise à une injection verticale du courant

Afin de décrire l'expression du couple de transfert de spin $\overrightarrow{T_{STT}}$, nous considérerons ici le cas où le courant est injecté de façon perpendiculaire aux plans des couches magnétiques, dont l'aimantation présente une configuration uniforme. Nous noterons cette injection verticale du courant par l'abréviation CPP, pour *Current Perpendicular to Plane* en anglais. Le type de structure FM₁ / NM / FM₂ telle que celles présentées en début de chapitre (cf section 2.1), présentent une configuration adéquate à ce type d'injection. En effet, les électrons de conduction se déplaçant à travers le système multi-couche de façon perpendiculaire aux plans des couches, ils traversent tour à tour la couche magnétique de référence (FM₁), la couche séparatrice isolante dans le cas d'une jonction tunnel que nous considérons ici, puis la couche libre (FM₂). Ainsi, les électrons de conduction se polarisent en spin lorsqu'ils traversent la couche de référence d'aimantation uniforme. Dans cette configuration, le couple de transfert de spin exercé sur l'aimantation \overrightarrow{m} de la couche libre s'introduit dans l'équation LLG tel que :

$$\frac{\partial \overrightarrow{m}}{\partial t} = -\gamma \overrightarrow{m} \times \overrightarrow{H_{eff}} + \alpha \overrightarrow{m} \times \frac{\partial \overrightarrow{m}}{\partial t} + \underbrace{\underbrace{u}_{\overrightarrow{m}} \times (\overrightarrow{m} \times \overrightarrow{m_{ref}})}_{T_{Slonczewski}} + \underbrace{\beta_{CPP} \cdot \underbrace{u}_{\overrightarrow{m}} \times \overrightarrow{m_{ref}}}_{T_{Field-Like}}$$
(2.4)

Où $u = \frac{JPg\mu_B}{2eM_s}$, avec J la densité de courant, P la polarisation en spin du matériau magnétique considéré, g le facteur de Landé, e la charge de l'électron et M_s l'aimantation à saturation de la couche ferromagnétique. D'une manière générale, ce pré-facteur, dont la dimension est celle d'une vitesse, défini le taux de transfert de moment de spin pour une densité de courant et un matériau donné. Le vecteur $\overrightarrow{m_{ref}}$ décrit l'aimantation de la couche de référence et t l'épaisseur de la couche libre. Le troisième terme de cette expression, $T_{Slonczewski}$, décrit un premier couple de transfert de spin : le couple de Slonczewski (abrégé ST pour *Slonczewski Torque* en anglais). Néanmoins, il existe un autre mécanisme dont la conséquence est un transfert de moment de spin vers l'aimantation locale. Ce second couple de transfert de spin, appelé couple Field-Like (abrégé FLT pour *Field-Like Torque* en anglais) est décrit par le quatrième terme de l'expression 2.4. Son amplitude est déterminée par le paramètre sans dimensions β_{CPP} .

Avant de décrire l'effet engendré par ces deux couples de transfert de spin sur une aimantation uniforme, nous allons, avec l'aide de la figure 2.5, discuter leurs origines physiques dans le cas particulier de la configuration CPP, où la présence des interfaces FM₁ / NM et NM / FM₂ joue un rôle important [79]. Dans cette configuration, les électrons de conduction se polarisent en spin via la couche de référence d'aimantation $\overrightarrow{m_{ref}}$. Ainsi, en arrivant dans la couche non-magnétique, ces électrons incidents possèdent une direction de spin majoritaire, formant un angle θ avec l'aimantation de la couche libre $\overrightarrow{m_{libre}}$ (figure 2.5). De cette manière, ces derniers présentent une composante transverse (flèches vertes en figure 2.5) qui peut être localement transférée à l'aimantation $\overrightarrow{m_{libre}}$, exerçant ainsi un couple sur les spins de cette dernière. Toutefois, la présence de l'interface NM / FM₂ implique qu'une partie des électrons incidents soit transmise vers la couche libre, et qu'une autre soit réfléchie. Comme nous l'avons mentionné, le phénomène de transfert de spin est donné par la conservation dans le temps du moment cinétique total.



FIGURE 2.5: Schéma illustrant les mécanismes de transfert de spin en configuration CPP, où les électrons de conduction se polarisent en spin via $\overrightarrow{m_{ref}}$ avant de se propager long de l'axe z. Les flèches rouges, bleues, et vertes le long de cet axe représentent respectivement la direction majoritaire du spin des électrons de conduction, sa composante longitudinale (parallèle à $\overrightarrow{m_{libre}}$), et sa composante transverse qui est transférée à l'aimantation locale de la couche libre. Les flèches grise, orange et bleu clair illustrent quant à elles le bilan concernant le passage des électrons de conduction à l'interface NM / FM₂.

Ainsi, nous pouvons exprimer le couple de transfert de spin global T_{STT} par le bilan des courant de spin de part et d'autre de l'interface NM / FM₂ :

$$\overrightarrow{T_{STT}} = \overrightarrow{I_{inc\perp}} + \overrightarrow{I_{ref\perp}} - \overrightarrow{I_{trans\perp}}$$
(2.5)

Où $\overrightarrow{I_{inc\perp}}$, $\overrightarrow{I_{ref\perp}}$ et $\overrightarrow{I_{trans\perp}}$ désignent respectivement les composantes transverses des courants de spin incidents, réfléchis et transmis. Concentrons-nous dans un premier temps sur la partie transmise des électrons de conduction. Dès leur entrée dans la couche libre, ils entament un régime précessionnel sous l'influence du couplage d'échange entre eux et l'aimantation locale. Cette précession n'étant pas en phase pour tous les spins, ces derniers sont en moyenne alignés avec l'aimantation $\overrightarrow{m_{libre}}$ au bout d'une longueur λ_{decoh} . Ce principe est donc d'une manière générale très similaire à celui décrit lors de la section précédente, et caractérise ici le couple de Slonczewski. Discutons à présent les origines du couple Field-Like, qui peuvent être décrites par deux mécanismes. La première contribution au couple FLT est importante si l'épaisseur t de la couche libre est inférieure à la longueur de décohérence λ_{decoh} . Dans ce cas, les spins des électrons de conduction ne peuvent pas être alignés en moyenne avec l'aimantation $\overrightarrow{m_{libre}}$ en sortie de la couche libre, et possèdent par conséquent une composante transverse hors du plan (parallèle à l'axe z de la figure 2.5) qui se transfère à l'aimantation. La deuxième contribution au couple FLT est donnée par la partie réfléchie des électrons de conduction. En raison du champ local qu'ils ressentent à l'interface NM / FM₂, leurs spins précessent légèrement au moment de leur réflexion, et acquièrent une composante transverse hors du plan également. Si les spins des électrons réfléchis conservent une cohérence, alors leur composante $\overrightarrow{I_{ref\perp}}$ contribue au bilan total de transfert de spin et renforce l'efficacité du couple FLT. Dans des jonctions tunnel magnétiques, le passage par effet tunnel a pour conséquences de filtrer les électrons de conduction ayant un vecteur d'onde majoritairement perpendiculaire au plan des interfaces. Dans ce cas, la longueur de décohérence λ_{decoh} est plus grande que dans le cas d'une vanne de spin, où le transport des électrons de conductions se fait par diffusion. De plus, dans le cas d'une jonction tunnel magnétique, les spins des électrons de conduction réfléchis conservent une cohérence, et contribuent ainsi au couple FLT [71, 80]. La passage par effet tunnel en comparaison au transport diffusif des électrons de conduction explique pourquoi l'amplitude β_{CPP} du couple Field-Like est quasi nul dans les vannes de spin, alors qu'elle peut atteindre 40 % de l'amplitude du couple de Slonczewski dans des jonctions tunnel magnétiques [57, 81–83].



FIGURE 2.6: Représentation schématique des différents couples s'exerçant sur l'aimantation \overrightarrow{m} , où $\overrightarrow{H_{eff}}$ tend à maintenir le mouvement de précession (flèche bleue), alors que le terme d'amortissement lié à α (flèche rouge) tend à ramener \overrightarrow{m} dans sa position d'équilibre alignée avec $\overrightarrow{H_{eff}}$ en suivant la ligne grise pointillée. En configuration CPP, les deux couples de transfert de spin ST (flèche orange) et FLT (flèche cyan) agissent respectivement de façon parallèle à l'amortissement et au champ effectif $\overrightarrow{H_{eff}}$. Leur direction d'action (c'est à dire respectivement opposée ou dans le même sens que l'amortissement ou $\overrightarrow{H_{eff}}$) est déterminée par le signe du courant. Dans le cas présenté ici, nous considérons un courant I < 0.

A présent, afin d'illustrer l'action des deux couples de transfert de spin en configuration CPP, la figure 2.6 représente, de façon analogue à la figure 2.3, l'action de chacun des termes de l'équation 2.4 sur une aimantation \overrightarrow{m} en précession autour de $\overrightarrow{H_{eff}}$. Dans le cas d'une aimantation uniforme, les deux couples de transfert de spin ST (flèche orange) et FLT (flèche cyan) agissent respectivement de façon

parallèle à l'amortissement (flèche rouge) et au champ effectif $\overrightarrow{H_{eff}}$ (flèche bleue). Ainsi, le couple de Slonczewski peut être décrit comme un "couple de type amortissement", on parle alors de damping-like torque en anglais. Le couple Field-Like agit quant à lui de façon similaire à un champ magnétique, ce qui justifie son appellation. L'action parallèle à l'amortissement du couple de Slonczewski permet, en fonction du champ magnétique extérieur appliqué, de contrôler la dynamique d'aimantation. En effet, la direction dans laquelle le couple ST agit dépend du signe du courant. En prenant comme convention celle de la figure 2.6, c'est à dire que pour un courant négatif le couple de Slonczewski agit de manière à compenser l'amortissement magnétique, il est possible, lorsque l'aimantation est maintenue en configuration uniforme à l'aide d'un champ extérieur suffisamment élevé, d'entretenir le mouvement de précession de l'aimantation uniforme. Au contraire si un courant positif est choisi, le couple ST agira dans la même direction que l'amortissement et favorisera le retour de l'aimantation à sa position d'équilibre. Dans le cas où l'aimantation n'est pas maintenue par un champ, le couple ST peut également permettre d'entrer dans un régime de retournement de l'aimantation uniforme de la couche libre. Le couple Field-Like contribue également au contrôle de l'aimantation par son action tangentielle à la précession de l'aimantation. Néanmoins, son amplitude étant comprise entre 10 et 40 % de celle du couple de Slonczewski [57, 81–83], son efficacité est réduite dans le cas d'une aimantation uniforme. Pour des raisons de symétrie, nous verrons au cours du chapitre suivant que le cas d'une configuration d'aimantation non uniforme présente quelques différences.

Enfin, nous pouvons préciser que nous avons ici introduit le phénomène de transfert de spin associé à une injection verticale du courant, et ce dans le cas général d'une aimantation uniforme. Néanmoins, nous verrons au cours du chapitre suivant que dans le cas d'une configuration d'aimantation non uniforme, telle qu'une paroi de domaine, les effets associés sont différents. Nous verrons également qu'il existe un autre type d'injection du courant, la configuration CIP (pour *Current In Plane* en anglais), pour laquelle ce dernier est injecté de façon latérale dans le plan de la couche magnétique. Nous discuterons alors de l'efficacité de transfert de spin liée à ces deux configurations en présence d'une aimantation non uniforme.

A ce stade, nous avons décrit les outils élémentaires de la spintronique. Nous avons introduit les effets de magnétorésistance liés à la configuration d'aimantation d'un dispositif magnétorésistif, ainsi que l'équation décrivant la dynamique de l'aimantation en fonction des forces qui lui sont appliquées. Bien que nous nous sommes restreint à une configuration d'aimantation uniforme, nous pouvons donner quelques exemples du potentiel applicatif de ces systèmes, dont leur taille à l'échelle nanométrique leur confère un avantage majeur. Un des exemples souvent citer est les mémoires magnétiques binaires non-volatiles (MRAM). Nous pouvons également l'utilisation du régime oscillant d'une aimantation uniforme, peut être appliquée en tant que détecteur de fréquence [84]. De façon similaire, le régime de retournement d'aimantation de certains types de jonction tunnel peut être permettre la réalisation de dispositifs stochastique [85, 86]. L'utilisation d'une configuration magnétique non uniforme, telle que les vortex magnétiques [87, 88] ou les parois de domaines, permettent d'élargir davantage le spectre des applications potentielles lié aux dispositifs de la spintronique. Il existe également d'autres mécanismes

physiques introduits durant la dernière décennie permettant d'agir sur la configuration magnétique de nano-élément, relativement similaire au transfert de spin mais dont les origines physiques sont différentes, tel que les effets associés à l'utilisation de l'intéraction spin-orbit [89] ou à l'intéraction Dzyaloshinskii-Moriya [90, 91]. En particulier, nous pouvons citer les récents travaux de S. Fukami *et al.*, dont le dispositif réalisé, utilisant l'intéraction spin-orbit, pourrait potentiellement être utilisé en tant que dispositif memristif [92]. Afin d'approfondir cette liste, nous pouvons citer plusieurs travaux qui donnent un panel des différentes applications possibles par l'emploi de ces différents effets [84, 93– 98]. A présent, au cours du chapitre suivant, nous nous intéresserons à une configuration d'aimantation non uniforme particulière : la paroi de domaine magnétique.

Chapitre 3

Propriétés des parois de domaines magnétiques

A travers le chapitre précédent, nous avons décrit les outils et mécanismes fondamentaux de la spintronique. A ce stade, nous avons également abordé plusieurs fois les parois de domaine. Dans un matériau magnétique, ces dernières représentent les limites divisant deux régions de directions d'aimantation diffèrent. D'un point applicatif, leur utilisation est très prometteuse en ce qui concerne les mémoires magnétiques [99, 100]. Par conséquent, leurs propriétés dynamiques ont été largement étudiées dans la littérature depuis ces trente dernières années [57, 99, 101–103]. De plus, comme nous l'avons mentionné au cours du chapitre 2, c'est également un des éléments moteurs du memristor spintronique, qui permet le contrôle de sa résistance. Les parois de domaine sont donc au centre de plusieurs études présentées au cours de cette thèse. Ainsi, nous définirons au cours de ce chapitre leurs principales propriétés et le modèle théorique permettant de décrire leur dynamique.

3.1 Les différents types de parois rencontrées

Comme précisé en introduction, une paroi de domaine marque la limite entre deux régions d'un matériau magnétique dont les directions d'aimantation diffèrent. On parle alors d'une paroi à 180°, en référence à l'angle entre les directions d'aimantation des deux régions lorsque ces dernières sont opposées. La paroi de domaine est alors définie comme la région centrale au sein de laquelle l'aimantation se retourne. Bien qu'il existe également des parois pour lesquelles cet angle diffère, nous nous intéresserons dans le cadre de cette thèse uniquement à celles définies par un angle de 180°. En fonction de la rotation des moments magnétiques au sein de cette dernière, c'est à dire sa structure micromagnétique interne, il est possible de distinguer deux types de paroi, illustrés en figure 3.1. Sur la figure 3.1 (a), les moments magnétiques au sein de la paroi, symbolisés par des flèches rouges, tournent autour de l'axe de rotation représenté par la ligne rouge pointillée. Ainsi, nous pouvons constater que dans ce cas, la rotation de l'aimantation s'effectue selon les trois directions de l'espace. Ce type de

paroi est appelé paroi de Bloch. Pour l'autre type de paroi, illustré sur la figure 3.1 (b), la rotation des moments magnétiques se fait dans un unique plan, formé ici par les axes x et z du repère, on définit alors une paroi de Néel.



FIGURE 3.1: Schémas des différents types de paroi rencontrés dans un matériau à aimantation hors du plan. (a) Paroi de type Bloch. (b) Paroi de type Néel. Les flèches rouges représentent les moments magnétiques au sein de la paroi. La ligne rouge pointillée illustre l'axe de rotation de ces derniers. Les longueurs t et w correspondent respectivement à l'épaisseur et la largeur de la couche.

Le type de paroi rencontré dépend à la fois du matériau utilisé et de la structure élaborée. Il dépend notamment de la direction privilégiée de l'aimantation. On parle alors d'axe facile d'aimantation, qui peut avoir différentes sources, telles que la structure cristallographique du matériau (anisotropie cristalline), ou encore sa forme (anisotropie de forme). Dans le cas de couches minces magnétiques, il est possible de distinguer deux types d'anisotropies : l'anisotropie planaire (ou IMA en anglais pour *In plane Magnetic Anisotropy*), pour laquelle l'axe facile d'aimantation est dans le plan de la couche mince, et l'anisotropie perpendiculaire (ou PMA en anglais pour *Perpendicular Magnetic Anisotropy*), présentant un axe facile perpendiculaire à ce même plan. Dans le cas d'un système à aimantation hors du plan (PMA), tel qu'illustré en figure 3.1, le type de paroi est dépendant de la largeur w de la couche magnétique considérée (figure 3.1 (a)). Dans cette configuration, une paroi de Néel est favorisée pour de faibles largeurs, tandis qu'une paroi de Bloch peut être observée pour de plus grandes valeurs de W. Cette dépendance du type de paroi dans des systèmes à aimantation hors du plan sera abordée plus en détails au cours du chapitre 7. Pour des systèmes à aimantation dans le plan, comme ceux illustrés en figure 3.2, les parois rencontrées, dites transverses, sont de type Néel. En effet, la composante de l'aimantation hors du plan caractéristique d'une paroi de Bloch engendre dans ce cas un fort champ démagnétisant. Pour des couches minces, dont l'épaisseur t est limitée, une paroi de Néel est énergétiquement plus favorable. Par conséquent, la rotation de l'aimantation s'effectue dans un plan unique : celui de la couche considérée (figure 3.2). En fonction de l'orientation relative de l'aimantation des deux domaines séparés par la paroi, nous pouvons distinguer deux configurations possibles. On parle alors de paroi *head-to-head* lorsque l'aimantation des deux domaines pointent vers la paroi (figure 3.2 (a)) [104]. Si l'aimantation de ces derniers pointent dans des directions opposées, comme illustré sur la figure 3.2 (b), nous pouvons définir une paroi de type *tail-to-tail*.



FIGURE 3.2: Schémas des différentes configurations pour une paroi de type Néel dans un système à aimantation dans le plan. (a) Paroi de type *head-to-head*. (b) Paroi de type *tail-to-tail*.

Enfin, nous pouvons aborder un dernier type de paroi observable dans des systèmes à aimantation planaire, appelé paroi vortex (figure 3.3). Dans ce cas particulier, les moments magnétiques au sein de la paroi s'enroulent dans le plan de la couche autour d'une singularité. Cette dernière, appelée le cœur du vortex, est définie par un moment magnétique pointant perpendiculairement au plan [105, 106].



FIGURE 3.3: Schéma d'une paroi de type vortex dans un système à aimantation dans le plan.

Pour des systèmes à aimantation dans le plan, la configuration stable de paroi est déterminée par l'épaisseur t et la largeur w de la couche [107]. La figure 3.4 représente ainsi le diagramme de phase des structures de paroi rencontrées dans un barreau de permalloy défini par ses dimensions. Nous pouvons ainsi constater que pour une couche suffisamment épaisse, la paroi vortex est souvent la configuration la plus stable. Ceci s'explique par le fait que cette configuration minimise le champ démagnétisant crée par la composante hors du plan du cœur du vortex. En diminuant l'épaisseur t de la couche, ce champ démagnétisant est plus important, et la paroi transverse de type Néel devient la configuration la plus stable.



FIGURE 3.4: Diagramme de phase des structures de paroi head-to-head pour un barreau de permalloy de largeur w et d'épaisseur t. Source :Y. Nakatani *et al.* [107]

Nous avons à ce stade introduit les différentes configurations associées aux parois à 180° pouvant être observées dans une couche magnétique. Abordons à présent leur largeur. Cette dernière résulte de la compétition entre deux termes : l'énergie d'échange A, et l'énergie d'anisotropie notée K. L'énergie d'échange tend à aligner parallèlement les spins voisins. L'énergie d'anisotropie tend quant à elle à aligner l'aimantation selon une direction privilégiée. Comme introduit au cours du chapitre 2, cette direction dépend du type d'anisotropie rencontrée associée au matériau considérée ainsi qu'à sa structure. La compétition entre ces deux termes permet de définir l'expression de la largeur δ de la paroi (3.1 (a)) telle que [105] :

$$\delta = \sqrt{\frac{A}{K_{tot}}} \tag{3.1}$$

Où A désignent la constante d'échange. Le terme K défini ici l'anisotropie ressentie par la paroi telle que $K_{tot} = K^0 - \frac{1}{2}\mu_0 M_s^2$ [105], où K^0 désigne l'anisotropie magnétique de la couche uniforme. Nous pouvons également préciser qu'en multipliant l'expression 3.1 par un facteur π , il est possible de définir la largeur totale de la paroi, c'est à dire la largeur de la zone complète de renversement d'aimantation.

3.2 Déplacement d'une paroi par transfert de spin

A présent, en s'appuyant sur la section 2.2.2, nous allons illustrer le principe de déplacement de paroi de domaine par transfert de spin. La figure 3.5 montre un déplacement de paroi typique pour lequel nous considérons une injection dans le plan qui la contient (configuration CIP). La paroi transverse illustrée est de type Néel, en géométrie head-to-head, dans un système à aimantation dans le plan. Ce type de configuration peut se retrouver dans un matériau tel que le Permalloy, qui est un alliage de Nickel (Ni) et de Fer (Fe). En effet, en raison de son relativement faible amortissement magnétique et parce que c'est un matériau doux (à faible champ coercitif), ce dernier a été largement utilisé pour étudier des déplacements de paroi par transfert de spin [101, 103, 105, 108]. Dans cette configuration, les électrons de conduction se polarisent en spin en traversant le domaine magnétique à gauche de la paroi, orienté ici dans la direction x. Cette dernière représente ainsi la direction de spin majoritaire des électrons de conduction. De cette manière, lorsque ces derniers atteignent la paroi de domaine, un angle est formé entre l'aimantation locale (flèches noires et rouges) et leur direction majoritaire de spin. En suivant exactement le même processus que celui décrit en section 2.2.2, cet angle induit une composante transverse aux spins des électrons de conduction. De proche en proche, cette dernière se transfère alors à l'aimantation locale sur une distance λ_{decoh} . Le couple de transfert de spin résultant, noté $\overrightarrow{T_{adiab}}$ (flèches bleues en figure 3.5) agit alors sur l'aimantation au niveau de la paroi. Une fois leur composante transverse perdue, les spins des électrons de conduction, illustrés en jaune sur la figure 3.5, suivent de manière adiabatique l'aimantation locale dans la limite où la largeur δ de la paroi est supérieure à la longueur λ_{decoh} . Néanmoins, en prenant l'exemple du Permalloy, δ est de l'ordre de 100 nm, tandis que λ_{decoh} est de l'ordre de 1-2 nm.

En considérant à présent une application en continu du courant, ce mécanisme permet donc un transfert de spin non interrompu au niveau de la paroi. De plus, le couple $\overrightarrow{T_{adiab}}$, qui décrit un des mécanisme de transfert de spin associé à une injection latérale du courant, agit de manière à aligner l'aimantation au sein de la paroi avec celle du domaine magnétique initialement traversé par les électrons de conduction (domaine pointant dans la direction +x en figure 3.5). De cette manière, la paroi se déplace le long de la piste, comme illustré en figure 3.5. Il est ainsi possible de définir l'évolution de la paroi en fonction du temps (notée q(t)), comme illustré par les positions q_1 , q_2 et q_3 aux temps t_1 , t_2 et t_3 . Enfin, par l'étude de q(t), il est possible de déterminer la vitesse à laquelle la paroi se déplace au sein de la piste. Cette vitesse étant la réponse à l'injection d'un courant polarisé en spin, elle est dépendante de l'efficacité de transfert de spin. Nous allons à présent discuter ce point en considérant les différents types d'injection du courant.

3.2.1 Efficacité de transfert de spin

Au cours de la section 2.2.2.2, nous avons détaillé le principe de transfert de spin dans le cas d'une injection verticale du courant (configuration CPP), en considérant une aimantation uniforme. Nous



FIGURE 3.5: Illustration du principe de déplacement de paroi par transfert de spin dans un système à aimantation dans le plan en injection latérale du courant : Transfert de la composante de spin transverse des électrons de conduction (flèches jaunes marquées d'un 's') vers l'aimantation locale (flèches noires et rouges). L'injection du courant engendre l'évolution de la position q de la paroi $(q_1, q_2 \text{ et } q_3)$ en fonction du temps $(t_1, t_2 \text{ et } t_3)$.

avons alors mentionné qu'il est également possible de procéder par une injection latérale du courant dans le plan de la couche mince, comme le cas présenté en section précédente, où nous avons introduit le couple de transfert de spin $\overrightarrow{T_{adiab}}$. Ainsi, nous allons discuter ici de l'efficacité de transfert de spin associée à ces deux types d'injection lors du processus de déplacement de paroi. Nous verrons que les différentes géométries peuvent jouer un rôle sur l'efficacité de transfert de spin dans ce cas particulier. De plus, nous montrerons que les expériences de déplacement de paroi ont permis de détailler la compréhension du phénomène complexe de transfert de spin.

3.2.1.1 Configuration CIP

Dans un premier temps, nous détaillerons la configuration CIP. Pour ce faire, nous considérons une couche mince ferromagnétique pour laquelle le courant est injecté en son plan, comme dans le cas présenté en figure 3.5. Dans cette configuration, nous pouvons réécrire l'équation LLG définie en chapitre 2 (eq. 2.3) en développant l'expression de $\overrightarrow{T_{STT}}$ telle que :

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = -\gamma \vec{m} \times \overrightarrow{H_{eff}} + \alpha \vec{m} \times \frac{\partial \vec{m}}{\partial t} - \underbrace{(u \cdot \nabla) \vec{m}}_{T_{adiab}} + \underbrace{\beta_{CIP} \cdot \vec{m} \times (u \cdot \nabla) \vec{m}}_{T_{non-adiab}}$$
(3.2)

Où le pré-facteur u est le même que celui décrit dans le section 2.2.2.2. Le troisième terme de cette expression, $\overrightarrow{T_{adiab}}$, décrit le couple de transfert de spin dit adiabatique, que nous avons abordé lors de la description de la figure 3.5. Néanmoins, et de façon similaire à la configuration CPP, il existe un second couple de transfert de spin, décrit par le quatrième terme, $\overrightarrow{T_{non-adiab}}$, dont l'amplitude est définie par le paramètre sans dimensions β_{CIP} .

Afin d'illustrer l'efficacité de transfert de spin sur le déplacement d'une paroi, chacun des couples peut être assimilé à un champ magnétique équivalent. Ceci facilite la compréhension de l'action d'un couple sur l'aimantation au sein de la paroi. D'une manière générale un couple s'écrit de la façon suivante : $\vec{m} \times \vec{H}$, où \vec{m} est l'aimantation sur laquelle s'exerce ce dernier, et \vec{H} le champ magnétique équivalent à la perturbation causée par le couple considéré. Ainsi, en développant les expressions des couples $\overrightarrow{T_{adiab}}$ et $\overrightarrow{T_{non-adiab}}$ (équations 3.2), pour lesquelles le gradient d'aimantation est ici considéré comme parallèle à l'axe x (figure 3.6), nous pouvons exprimer :

$$\overrightarrow{H_{adiab}} \Leftrightarrow \vec{m} \times \frac{\partial \vec{m}}{\partial x} \tag{3.3}$$

$$\overrightarrow{H_{non-adiab}} \Leftrightarrow \frac{\partial \vec{m}}{\partial x} \tag{3.4}$$

Comme représenté en figure 3.6, nous pouvons constater que le champ adiabatique tend à soulever la paroi hors du plan, tandis que le champ non-adiabatique tend au contraire à pousser la paroi latéralement. Autrement dit, le couple adiabatique ne présente pas la bonne symétrie afin de déplacer efficacement la paroi. C'est sur cet argument qu'a été introduit l'existence du couple non-adiabatique [109]. En effet, la résolution analytique de l'équation 3.2 sans le terme $\overrightarrow{T_{non-adiab}}$ et les simulations micromagnétiques prévoient des densités de courant critiques d'un ordre de grandeur supérieures aux premiers résultats expérimentaux de déplacement de paroi par transfert de spin. Ces derniers ont mis en avant des densités de courant critiques de l'ordre de $10^8 \ A/cm^2$ [56]. Il a donc été nécessaire d'introduire un couple supplémentaire, présentant la bonne symétrie pour déplacer la paroi [109–111].

Bien que l'introduction du couple non-adiabatique ait permis l'ajustement de résultats expérimentaux, son origine est encore débattue et fait l'objet d'intenses investigations [110, 112–114]. Les valeurs expérimentales de β_{CIP} ayant été mesurées dans le permalloy montrent des résultats très dispersés. Ces valeurs sont ainsi comprises entre α et 8α [115–117], où la valeur de l'amortissement α est ici celle du permalloy, soit 0.01. Cette diversité de résultats se rencontre également dans des systèmes à aimantation perpendiculaire [118, 119]. D'une manière générale, les valeurs calculées et mesurées de



FIGURE 3.6: Représentation des champs équivalents des deux couples de transfert de spin adiabatique (flèche rouge) et non-adiabatique (flèche bleue) agissant sur une paroi de domaine en configuration CIP.

 β_{CIP} sont fortement dépendante des systèmes étudiés. Nous pouvons néanmoins mentionner que sa valeur est toujours du même ordre de grandeur que le paramètre d'amortissement α .

Ainsi, en configuration CIP, il est possible d'exprimer la vitesse V de la paroi se déplaçant par transfert de spin de la manière suivante :

$$V = \frac{\beta_{CIP}.u}{\alpha} \tag{3.5}$$

Le fait que le couple non-adiabatique présente la bonne symétrie pour déplacer la paroi se caractérise dans l'expression 3.11 par le fait que la vitesse de la paroi est directement proportionnelle à son amplitude β_{CIP} . De façon similaire, la capacité du couple non-adiabatique à compenser l'amortissement α se retrouve dans l'expression 3.11 par le terme $\frac{1}{\alpha}$. L'ordre de grandeur des vitesses de paroi est donc défini par le rapport $\frac{\beta_{CIP}}{\alpha}$. Expérimentalement, les vitesses de paroi mesurées dans une couche de permalloy en injection latérale du courant varient de quelques m/s à un peu plus d'une centaine pour des densités de courant relativement élevée de l'ordre de 10⁸ A/m² [111, 120, 121].

3.2.1.2 Configuration CPP

Abordons à présent la configuration CPP, en reprenant les éléments introduits en section 2.2.2.2. La figure 3.7 illustre cette configuration pour la structure typique FM₁ / NM / FM₂, pour laquelle nous considérons ici une paroi de domaine dans la couche libre. Comme dans le cas d'une injection latérale du courant, le couple global de transfert de spin $\overrightarrow{T_{STT}}$ s'exprime comme la somme de deux couples distincts, les couples de Slonczewski et Field-Like, dont les expressions sont :

$$\overrightarrow{T_{Slonczewski}} = \frac{u}{t}\overrightarrow{m} \times (\overrightarrow{m} \times \overrightarrow{m_{ref}})$$
(3.6)

$$\overrightarrow{T_{Field-Like}} = \beta_{CPP} \cdot \frac{u}{t} \overrightarrow{m} \times \overrightarrow{m_{ref}}$$
(3.7)

Afin de déterminer comment agissent ces deux couples sur une paroi de domaine présente dans la couche libre, nous pouvons, comme nous l'avons fait précédemment, exprimer leur champ équivalent tel que :

$$\overrightarrow{H_{ST}} \Leftrightarrow \overrightarrow{m} \times \overrightarrow{m_{ref}} \tag{3.8}$$

$$\overrightarrow{H_{FLT}} \Leftrightarrow \overrightarrow{m_{ref}}$$
(3.9)

Ainsi, nous pouvons constater qu'en configuration CPP, les champs de Slonczewski et Field-Like agissent respectivement de façon similaire aux champs adiabatique et non-adiabatique de la configuration CIP. En effet, le couple qui présente ici la bonne symétrie afin de déplacer efficacement la paroi est le couple Field-Like, agissant selon la direction polarisatrice $\overrightarrow{m_{ref}}$.



FIGURE 3.7: (a) Représentation des champs équivalents des deux couples de transfert de Slonczewski (flèche rouge) et Field-Like (flèche bleue) agissant sur une paroi de domaine en configuration CPP.

Comme nous l'avions fait précédemment en discutant de l'injection latérale du courant, nous pouvons exprimer la vitesse V de déplacement de la paroi par transfert de spin en configuration CPP telle que :

$$V = \frac{\beta_{CPP}}{\alpha} \frac{\delta}{t} u \tag{3.10}$$

Où δ est la largeur de la paroi, et t l'épaisseur de la couche libre considérée. De façon similaire à ce que nous avons pu observer en configuration CIP, la vitesse est ici proportionnelle au facteur β_{CPP} , qui décrit l'amplitude du couple Field-Like.

3.2.1.3 Comparaison

Cette section vient conclure les deux précédentes, dédiées à l'efficacité de transfert de spin lors du déplacement d'une paroi de domaine dans les différentes géométries d'injection du courant. Nous allons donc ici comparer ces deux configurations en rappelant l'expression des vitesses de paroi qui leur est associée :

$$V_{CIP} = \frac{\beta_{CIP}.u}{\alpha} \tag{3.11}$$

$$V_{CPP} = \frac{\beta_{CPP}}{\alpha} \frac{\delta}{t} u \tag{3.12}$$

En comparant ces expressions, deux éléments peuvent être isolés : le facteur $\frac{\delta}{t}$ et la comparaison entre les valeurs de β_{CIP} et β_{CPP} . Ces derniers engendrent tous deux des vitesses de déplacement de paroi supérieures en géométrie verticale. En effet, β_{CPP} présente des valeurs comprises entre 0.1 et 0.4 pour des jonctions tunnel magnétiques à base de MgO [57, 81–83]. Or, comme nous l'avons mentionné, β_{CIP} est quant à lui compris entre 0.01 et 0.08 pour le permalloy, soit généralement de l'ordre de grandeur du paramètre d'amortissement α . En se penchant à présent sur le facteur géométrique $\frac{\delta}{t}$, ce dernier amplifie encore davantage les vitesses de parois. En prenant l'exemple qui sera présenté expérimentalement au cours du chapitre suivant, c'est à dire celui d'une jonction tunnel magnétique à base de MgO avec une couche libre de permalloy, δ et t valent respectivement 100 et 5 nm [108]. Ces deux arguments ont initialement permis de prédire ces vitesses de paroi supérieures en géométrie verticale [122]. De plus, les densités de courant critiques permettant de déplacer la paroi sont plus faibles qu'en géométrie latérale d'un facteur 10^2 [57]. Ainsi, pour des densités de courant similaires, les vitesses de paroi mesurées en configuration CIP sont plus faibles que celles mesurées en configuration CPP au sein de jonctions tunnel magnétiques, qui peuvent atteindre plusieurs centaines de m/s [57], au même titre que les vitesses mesurées par la suite sous l'influence d'un autre mécanisme, l'effet Rashba [95].

En s'appuyant sur ces arguments d'efficacité de transfert de spin, le choix d'une jonction tunnel magnétique est donc approprié pour concilier à la fois des déplacements de parois efficace, mais également des effets de magnétorésistance importants facilitant la lecture de la résistance liée à une position spécifique de paroi.

3.3 Définition du modèle 1D

A présent, nous allons introduire au cours de cette section le modèle théorique, appelé modèle 1D, permettant de décrire la dynamique d'une paroi sous l'influence des différentes interactions auxquelles elle peut être soumise. Pour se faire, nous prendrons l'exemple d'une paroi de domaine dans un système à aimantation hors du plan. Ainsi, nous introduirons dans un premier temps les équations, puis nous analyserons par la suite les différentes interactions prises en compte par ce modèle.

Le modèle 1D de paroi a dans un premier temps été introduit par N. L. Schryer et L. R. Walker pour décrire la dynamique d'une paroi soumise uniquement à l'action d'un champ magnétique extérieur [123], puis a par la suite été étendu pour y inclure les effets de transfert de spin [124]. La première hypothèse considérée par ce modèle concerne son caractère unidimensionnel (1D), et se traduit par le fait qu'il prend en compte une aimantation \overrightarrow{m} qui ne varie que selon une unique direction, qui sera ici représentée par l'axe x de la figure 3.8. Afin de décrire la dynamique de la paroi, l'hypothèse principale consiste à considérer la structure interne de la paroi comme fixée lors de son déplacement. De cette manière, le profil de la paroi, délimité par sa largeur δ (éq. 3.1), se translate de façon rigide le long de l'axe x dans une piste de longueur infinie, de largeur W et d'épaisseur t. Cette hypothèse permet alors de décrire la translation de la paroi sous l'action des forces qu'elle ressent par l'évolution en fonction du temps de deux coordonnées illustrées en figure 3.8 : sa position q(t) et de l'angle $\phi(t)$ du moment magnétique en son sein [105, 123].



FIGURE 3.8: Représentation des deux coordonnées q et ϕ du modèle 1D permettant de définir une paroi de largeur δ dans un système à aimantation hors du plan dont la couche magnétique considérée est de longueur infinie, de largeur w et d'épaisseur t.

En partant des hypothèses formulées, il est possible de simplifier l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert puis de la réécrire, par une intégration sur le profil de la paroi, en fonction des coordonnées q et ϕ . Cette opération permet ainsi d'aboutir au système d'équations différentielles du modèle 1D suivant [105, 123] :

$$\begin{cases} \dot{\phi} + \alpha \frac{\dot{q}}{\delta} = \gamma H_{app} + \gamma \sigma_{FLT} - \gamma \frac{q}{q_c} H_c \\ \frac{\dot{q}}{\delta} - \alpha \dot{\phi} = -\gamma \sigma_{ST} + \gamma H_k \sin(\phi) \cos(\phi) \end{cases}$$
(3.13)

Où les constantes γ et α correspondent respectivement au rapport gyromagnétique et à l'amortissement magnétique. Dans le cas présent, les équations du modèle 1D ci-dessus sont issues de l'équation LLG (éq. 2.4) introduite lors de la section 2.2.2.2. Comme nous l'avons vu, cette dernière est associée à une injection verticale du courant. Les travaux présentés au cours de cette thèse se basant sur des configurations CPP, l'utilisation du modèle 1D sera ici associée à une injection verticale du courant. Nous nous baserons alors de manière systématique sur le système d'équations 3.13 accompagné des différents termes qui vont être présentés.

3.3.1 Les différentes interactions prises en compte dans le modèle

Les forces appliquées

Les forces appliquées influençant la dynamique de la paroi sont au nombre de trois. Nous pouvons considérer d'une part le champ magnétique ressenti par cette dernière, et d'autre part les forces associées aux deux couples de transfert de spin liés à l'injection d'un courant. Dans le système d'équation 3.13, le champ magnétique est représenté par le terme γH_{app} . Le champ magnétique ressenti par la paroi peut d'une manière générale avoir plusieurs sources. Le champ magnétique extérieur appliqué sur le dispositif, mais également les champs de fuites émanant des couches magnétiques inférieures dans le cas d'un système multi-couche.

Les deux couples de transfert de spin engendrés par l'injection d'un courant sont représentés par les termes $\gamma \sigma_{ST}$ et $\gamma \sigma_{FLT}$ de l'équation 3.13. Les facteurs σ_{ST} et σ_{FLT} désignent respectivement les amplitudes des couples de Slonczewski et de Field-Like introduits au cours du chapitre 2. Ils sont définies par :

$$\sigma_{ST} = \frac{JP\hbar}{2eM_S t} \tag{3.14}$$

$$\sigma_{FLT} = \beta \sigma_{ST} \tag{3.15}$$

Où J est la densité de courant, P la polarisation en spin, g et \hbar sont respectivement le facteur de Lande et la constante de Planck, e désigne la charge élémentaire et M_s l'aimantation à saturation. Le terme β , sans dimensions, défini quant à lui l'amplitude du couple Field-Like. En adoptant cette notation, les amplitudes des deux couples présentent la même dimension que celle d'un champ magnétique (ie Tesla). L'utilisation de cette unité nous facilitera les calculs numériques du modèle 1D qui seront présentés lors du dernier chapitre de cette thèse. De plus, nous pouvons faire le lien entre les amplitudes des couples de transfert de spin définies dans ce modèle et dans l'équation LLG 2.4 par :

$$\gamma \sigma_{ST} = \frac{u}{t} \tag{3.16}$$

Où $u = \frac{JPg\mu_B}{2eM_s}$.

L'anisotropie

Le terme d'anisotropie de forme est représenté dans l'équation 3.13 par $\gamma H_k \sin(\phi) \cos(\phi)$. D'une manière générale, il est possible de définir l'anisotropie K telle que [105] :

$$K = \frac{\mu_0 M_S H_k}{2} \tag{3.17}$$

Où H_k désigne le champ d'anisotropie. Dans le cas d'une paroi, ce champ d'anisotropie est le résultat de l'apparition d'une densité de charge, qui peut être surfacique ou volumique en fonction du type de paroi (figure 3.9). Ainsi, une paroi de type Néel (cf. section 3.1) présentera un champ démagnétisant différent d'une paroi de type Bloch (cf. section 3.1). Les figures 3.9 (a) et (b) illustrent ce point pour les deux types de paroi. Nous pouvons voir que dans le cas d'une paroi de type Bloch (figure 3.9 (a)), la densité de charge est surfacique alors qu'elle est volumique dans le cas d'une paroi de type Néel (figure 3.9 (b)).



FIGURE 3.9: Charges magnétiques d'une paroi de domaine dans un film mince pour une paroi de type Bloch (a) et de type Néel (b). En rouge sont représentés les densités de charge superficielle (a) et de volume (b). W représente la largeur du film et t son épaisseur. δ représente la largeur de la paroi.

Le champ démagnétisant associé à un type de paroi de domaine est donc dépendant d'une part des constantes magnétiques associées au matériau, mais également des longueurs caractéristiques du système telles que W la largeur du film et δ celle de la paroi [102, 125]. D'une manière générale, le champ d'anisotropie H_k (expression 3.17) désigne un champ effectif global qui résulte des différentes densités de charge magnétique engendrées par une configuration de paroi donnée. En particulier dans le cas d'un système à aimantation perpendiculaire, il est possible de définir ce champ effectif par la différence des champs démagnétisant associés respectivement aux configurations de Bloch et Néel [126– 128]. En effet, pour des conditions particulières la paroi peut présenter une configuration magnétique à mi-chemin entre les configurations de Bloch et Néel, pour laquelle son champ d'anisotropie résulte du compromis entre l'apparition de densités de charge surfacique ou volumique. Nous aborderons le cas d'une telle paroi, que l'on peut qualifier de configuration hybride, en dernière partie de ce manuscrit.

Le piégeage

Lors de son déplacement, la paroi est susceptible de se piéger dans des puits de potentiel. Par l'intermédiaire de ces derniers couplés au phénomène de magnétorésistance, il est possible d'observer des états de résistance intermédiaires entre les états limites parallèle et anti-parallèle. Le type de piège rencontré par la paroi peut être très varié. Il peut être associé à une zone particulière d'une couche ferromagnétique au sein de laquelle les propriétés magnétiques différent [129]. Il peut également, comme nous le verrons au cours du chapitre suivant, être dû à une forme particulière donnée aux échantillons étudiés [108]. En fonction de la largeur δ de la paroi, la présence de rugosités ou de défauts de bords issus de l'étape de lithographie des échantillons peut également être une source de piège pour la paroi [130]. Nous ne discuterons pas ici en détail tous les types de pièges pouvant être rencontrés en raison de leur grand nombre. Au cours de cette thèse, nous mettrons l'accent et détaillerons davantage certains d'entre eux en se basant sur les dispositifs étudiés.

En ce qui concerne le modèle 1D, le terme de piégeage est représenté par $-\gamma \frac{q}{q_c} H_c$ (equations 3.13), où H_c , le champ de dépiégeage, défini le champ magnétique à appliquer pour extraire la paroi du puits de potentiel dans lequel elle est piégée. Le terme q_c désigne quant à lui les limites spatiales du puits de potentiel. Comme illustré en figure 3.10, qui représente le paysage énergétique vu par la paroi en fonction de sa position, l'énergie E varie avec la position q de façon quadratique, indiquant que la forme du puits de potentiel pris en compte dans le modèle est parabolique. De cette façon, le puits de potentiel modélisé, dont la profondeur est représentée par $\epsilon_{piegeage}$ en figure 3.10, agit comme une force de rappel pour la paroi lorsque cette dernière y est piégée. En se basant sur le terme $\gamma \frac{q}{q_c} H_c$ de l'équation 3.13, pour une valeur du champ extérieur $H_{app} = H_c$, la paroi se stabilise à une position $q = q_c$. Pour une valeur $q > q_c$, la paroi est sortie du piège et ne ressent plus la force de rappel qui lui est associée. Dans ce cas le champ de dépiégeage H_c est nul et le terme de piégeage peut être retiré des équations du système 3.13.



FIGURE 3.10: Illustration d'un puits de potentiel parabolique permettant la modélisation d'un piège pour la paroi dans le modèle 1D. Les termes $\epsilon_{piegeage}$ et q_c définissent respectivement la profondeur du puits de potentiel et les limites spatiales du puits de potentiel. E correspond à l'énergie ressentie par la paroi en fonction de sa position q.

Nous avons à présent défini tous les termes utilisés dans le modèle 1D afin de décrire la dynamique d'une paroi de domaine. En se basant sur la littérature, nous pouvons mentionner que depuis son introduction, le modèle 1D a largement été étudié et utilisé. Ainsi, il est souvent à la base d'études portées sur les parois de domaine [109, 121, 131]. Il permet d'une manière générale la compréhension et l'ajustement de résultats expérimentaux.

3.4 Les différents régimes de déplacement

A présent, nous allons conclure ce chapitre dédié aux parois de domaines magnétiques en abordant leurs propriétés dynamiques au sein d'une piste. Ainsi, nous détaillerons les deux principaux régimes de déplacement de la paroi. Pour ce faire, nous nous appuierons sur les résultats issus du calcul numérique du modèle 1D de la paroi, qui sera utilisé au cours du dernier chapitre de cette thèse. Afin de décrire le système que nous considérons, nous pouvons partir d'une configuration dans laquelle la paroi est piégée dans un puits de potentiel. Ainsi, l'énergie apportée par l'application d'une force extérieure telle que le transfert de spin ou un champ magnétique externe permet à cette dernière de sortir du piège dans lequel elle est stabilisée. Elle est ensuite en mesure de se déplacer le long d'une piste. Dans le contexte du calcul numérique du modèle 1D, nous considérons le cas idéal d'une piste sans défauts, hormis celui dans lequel la paroi se trouve initialement, et d'une température nulle.

La figure 3.11 montre l'évolution de différents paramètres permettant d'illustrer les régimes de la paroi lors de son déplacement sous l'action d'un champ magnétique extérieur H(t) croissant en fonction du temps. Ainsi y sont représentés en fonction de H l'évolution des deux coordonnées du modèle 1D définissant la paroi (figures 3.11 (a) et (c)), et sa vitesse V (figure 3.11 (b)). Où les deux coordonnées du modèle définissent respectivement la position q de la paroi le long de la piste et l'angle ϕ décrivant sa structure magnétique interne. La paroi étant initialement piégée, sa mise en mouvement est d'abord associée à son dépiégeage (ou 'depinning' en anglais), repéré par la droite verticale rouge en figure 3.11. Une fois que le champ extérieur à atteint la valeur critique H_c , la paroi a une énergie suffisante pour franchir la barrière de potentiel. Dans la mesure où le processus de dépiégeage est largement abordé plus tard au cours cette thèse, nous n'en parlerons pas davantage ici. Concentronsnous alors sur les deux autres régimes définissant le déplacement de la paroi. Nous pouvons compter deux régimes distincts : le régime stationnaire ('flow regime'ou 'steady state' en anglais), et le régime de Walker, repéré par la droite verticale bleue en figure 3.11. Le régime stationnaire correspond à un déplacement continu de la paroi au sein de la piste. Ainsi, la position q et la vitesse v évoluent de manière quasi linéaire avec H. Au contraire, l'angle ϕ associé, normalisé par π en figure 3.11 (c), n'évolue quasiment pas. Dans ce régime, la paroi est donc très stable, et possède une vitesse croissante avec les forces mises en jeu. Néanmoins, il a été montré par N. L. Schryer et L. R. Walker qu'il existe un seuil, appelé Walker Breakdown, au-delà duquel la paroi entre dans un régime précessionnel [105, 123]. Dans ce régime, c'est l'aimantation au sein de la structure interne de la paroi qui entre en précession. De cette manière, la paroi oscille entre ses deux principales configurations possibles; Bloch et Néel. Ces oscillations sont caractéristiques de ce régime, et se déduisent de l'évolution des différents paramètres présentés en figure 3.11. Ainsi, lorsque H atteint la valeur critique H_w , appelé champ de Walker, l'angle ϕ de la paroi augmente brusquement (figure 3.11 (c)), contrairement à sa vitesse qui chute (figure 3.11 (b)). La position q de la paroi, quant à elle, diminue légèrement avant d'augmenter à nouveau (figure 3.11 (a)). L'observation de ces caractéristiques typiques du Walker breakdown définit ainsi des mouvements de 'va-et-vient' de la paroi dans la piste.



FIGURE 3.11: Résultats du calcul numérique du modèle 1D de la paroi illustrant son dépiégeage (repéré par la ligne pointillée rouge), ainsi que ses deux régimes de déplacement sous l'action d'une force extérieure (ici le champ magnétique H) dans une piste parfaitement droite : le régime stationnaire et le régime de Walker breakdown (repéré par la ligne pointillée bleue). L'évolution de différents paramètres associée à la paroi sont représentés en fonction de H: (a) sa position q en nm le long de la piste, (b) la vitesse associé en m/s, (c) et l'angle ϕ de l'aimantation en son sein, normalisé par un facteur π . Les grandeurs notées H_c et H_w définissent respectivement les champs critiques de dépiégeage et de Walker.

Comme nous l'avons mentionné en introduisant ce chapitre, les parois de domaines magnétiques présentent un grand intérêt pour leurs applications en termes de mémoires magnétiques (racetrack memory [99] ou DW STT-MRAM [100]. Pour ce type de dispositif, des vitesses élevées de paroi, améliorant les performances, sont requises. Ainsi, nous avons pu voir au cours de ce chapitre que les vitesses de paroi les plus élevées sont rencontrées dans des systèmes de type jonction tunnel magnétique. Néanmoins, quel que soit le dispositif utilisé, la paroi est soumise à la même dynamique. Autrement dit, sa vitesse sera toujours limitée par le seuil de Walker Breakdown. Ainsi, certains travaux ont été réalisés dans le but d'optimiser ce seuil, par exemple par une augmentation du champ de Walker en utilisant l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya [96], ou encore par la suppression du régime de Walker en modulant la forme de la piste dans laquelle la paroi se propage [132].

Nous avons à ce stade défini le contexte scientifique dans lequel se situent les travaux de thèse présents dans ce manuscrit. Les résultats expérimentaux qui vont être présentés dans la suite sont séparés en trois parties, dont chacune est reliée à un aspect du memristor spintronique. Nous aborderons ainsi en partie II et III des aspects davantage associés à l'étude d'une paroi de domaine, à travers les temps caractéristiques liés aux changements de résistance du memristor, et l'observation de certains phénomènes physiques impactant les propriétés de la paroi de domaine, et potentiellement le contrôle de la résistance qui en résulte. Enfin, en partie IV, nous ferons un premier bilan des travaux présentés jusqu'alors, et aborderons les points pouvant être optimisés afin d'utiliser des jonctions tunnel magnétiques en tant que synapse artificielle.

Deuxième partie

Accès au temps de commutation du memristor

Chapitre 4

Mesures de déplacement d'une paroi de domaine résolues en temps

Au cours de ce chapitre, nous associerons l'analyse d'une première série de résultats expérimentaux [108] avec certaines des notions abordées au cours du chapitre précédent, telles que les différents régimes de déplacement ou encore le piégeage d'une paroi de domaine. Nous détaillerons ainsi la structure des échantillons utilisés pour observer le phénomène de magnétorésistance tunnel. Nous étudierons également le processus de nucléation de la paroi, ainsi que son déplacement son l'action des forces de transfert de spin. Enfin, nous mesurerons les temps caractéristiques de déplacement de la paroi entre deux positions.

4.1 Jonctions tunnel magnétiques à base de MgO

Nous avons abordé au cours du chapitre 2 les empilements magnétiques multi-couches associés aux différents effets de magnétorésistance observables (GMR, TMR, etc.). Dans le cadre de cette thèse, la totalité des résultats présentés est obtenue sur des échantillons présentant l'effet de magnétorésistance tunnel. Ainsi, les deux électrodes magnétiques (aussi appelées couche libre et couche de référence) sont dans ce cas séparées par un matériau isolant agissant comme une barrière tunnel. Comme nous allons le détailler par la suite, ce dernier est ici le MgO.

4.1.1 Présentation des échantillons

Les échantillons étudiés sont fabriqués au centre AIST par nos collaborateurs japonais du groupe de S. Yuasa. L'empilement magnétique, illustré en figure 4.1 (a), est déposé par pulvérisation cathodique sur un bâti Canon ANELVA C-7100. Ces jonctions tunnel à barrière MgO présentent une structure classiquement retrouvée dans les dispositifs commerciaux (tête de lecture de disque dur, détecteur de champ, etc.). Un antiferromagnétique synthétique est élaboré à partir d'une couche de CoFe de 2.5 nm et d'un film de CoFeB de 3 nm d'épaisseur, séparés par 0.9 nm de ruthénium (Ru). Déposé sur 15 nm de PtMn antiferromagnétique, l'aimantation du CoFe est bloquée par le couplage d'échange et sa direction est contrôlée par celle du champ magnétique appliqué lors du recuit à 330 °C. La couche de CoFeB est quant à elle couplée de manière antiferromagnétique avec celle de CoFe par l'intermédiaire de l'interaction Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY). Cette interaction particulière est rendue possible grâce à la présence de la couche de ruthénium [133–136]. D'une part, ceci permet d'obtenir une couche de référence de CoFeB dont l'aimantation est fixée, car maintenue par cette interaction. D'autre part, cette stratégie permet de relativement bien préserver l'aimantation de la couche libre de l'influence du champ dipolaire des autres couches magnétiques. Enfin, la couche libre, séparée de la couche de référence par 1.1 nm de MgO épitaxié, est constituée d'un alliage de nickel (80 %) et de fer (20 %) plus généralement appelé Permalloy (Py). La direction d'aimantation de chacune des couches magnétiques est ici dans le plan. En se référant au système d'axe décrit en figure 4.1, ceci correspond à une aimantation parallèle à l'axe x.



FIGURE 4.1: (a) Illustration de l'empilement magnétique des jonctions tunnel étudiées. (b) Image par microscopie électronique à balayage des échantillons de forme I : vue du dessus avant dépôt de l'électrode supérieure. (c) Idem pour les échantillons de forme II, plus grand.

Une fois l'empilement magnétique obtenu, une étape de lithographie électronique permet de définir la forme des échantillons. Ces derniers sont gravés jusqu'à la couche de PtMn afin de définir les deux formes présentées en figure 4.1 (b) et (c). Comme nous le verrons par la suite, la forme en arc de cercle est ici spécialement utilisée pour faciliter la création et la stabilisation d'une paroi de domaine dans la couche libre. Les deux formes d'échantillons lithographiées, notées I (4.1 (b)) et II (4.1 (c)), sont relativement similaires. Malgré les différences de courbure et de dimensions entre les deux formes, leur surface est quasiment identique, de l'ordre de $0.15 \ \mu m^2$. D'une manière générale, tous les échantillons de forme I et II mesurés présentent un pourcentage de magnétorésistance tunnel compris entre 20 et 30 %. Les valeurs de résistance associées sont comprises dans l'intervalle [80, 160] Ω . La figure 4.2 illustre l'évolution de la résistance en fonction du champ appliqué selon l'axe x (cf. système d'axe figure 4.1) caractérisant le cycle d'hystérésis de la couche libre d'un échantillon de forme I.



FIGURE 4.2: Evolution de la résistance en fonction du champ magnétique appliqué dans le plan parallèlement à l'axe x mesurée sur un échantillon de forme I.

En s'appuyant sur cette mesure, nous pouvons extraire la valeur du champ dipolaire émis par la couche de référence et ainsi ressenti par la couche libre, ici d'une valeur de 6.5 Oe. De façon générale, sur tous les échantillons mesurés le champ dipolaire rayonné par la couche de référence n'est jamais supérieur à 10 Oe.

4.1.1.1 Effets de filtrage passe-bas des échantillons

La structure complète de l'empilement magnétique constituant les échantillons est représentée en figure 4.3. L'électrode d'or supérieure ainsi que les deux plots d'or déposés sur l'électrode inférieure permettent, lors de l'injection d'un courant, un passage des électrons de conduction perpendiculaire au plan des couches. Afin d'isoler électriquement l'empilement, ce dernier est entouré d'une couche isolante de SiO2.

Au sein de ces dispositifs, l'électrode supérieure étant séparée de l'électrode inférieure par l'isolant SiO2 d'une épaisseur de 30 nm, chaque échantillon est électriquement équivalent à un condensateur, engendrant par conséquent une capacité parasite. La jonction tunnel formée par l'empilement des différentes couches magnétiques est quant à elle équivalente à une résistance. Ainsi, le système complet est analogue à un circuit RC en parallèle agissant comme un filtre passe-bas. La fréquence de coupure de ce dernier, déterminée expérimentalement, est ici comprise entre 2.5 et 3 GHz, correspondant à un temps caractéristique de l'ordre de 0.4 ns. Nous avons précisé en introduction de ce chapitre que



FIGURE 4.3: Représentation schématique de la structure complète des échantillons étudiés.

nous mesurerons les temps caractéristiques de déplacement de la paroi entre deux positions. L'effet de filtrage limitera par conséquent les temps de transition mesurables à un minimum avoisinant 0.4 ns. Cet effet de filtrage prendra plus d'importance au cours du chapitre suivant, consacré à l'injection d'un courant hyper-fréquence dans les échantillons. En effet, la fréquence du courant alternatif d'entrée sera limitée par la fréquence de coupure du dispositif.

4.1.2 Nucléation de la paroi dans les échantillons

A présent, nous allons revenir sur la forme particulière en arc de cercle des échantillons, utilisée afin de créer une paroi de domaine. Au cours du chapitre 2 (section 2.2), nous avons introduit l'anisotropie magnétique. Dans des dispositifs à aimantation dans le plan, l'anisotropie magnétique de forme est l'une des méthodes utilisée dans le but d'injecter une paroi de domaine [120, 137, 138]. Dans le cas de nos échantillons, la figure 4.4 montre comment leur courbure est utilisée afin de nucléer une paroi dans la couche libre. La procédure appliquée expérimentalement est reproduite par des simulations micromagnétiques grâce au logiciel OOMMF. Les figures 4.4 (a), (b) et (c) montrent trois étapes de ce processus pour des valeurs de champ appliqué selon l'axe y de 300, 80 et 0 Oe.

Afin de créer la paroi, un fort champ de 300 Oe est d'abord appliqué selon y dans le but de saturer l'aimantation de la couche libre (figure 4.4 (a)). Ce dernier est ensuite progressivement diminué jusqu'à une valeur nulle. Sa diminution graduelle a pour conséquence la relaxation de l'aimantation le long des bords de l'échantillon, qui en raison de la géométrie en demi-anneau se fait en créant petit à petit deux domaines magnétiques séparés d'une paroi au centre de l'échantillon, comme le montre la figure 4.4 (b) à 80 Oe. Une fois que le champ atteint une valeur nulle, la paroi, non stable au centre de l'arc de cercle, se déplace vers les extrémités de la piste sous l'influence des champs ressentis. La présence des "pieds" aux extrémités permet à la paroi de se stabiliser dans un site de piégeage (figure 4.4 (c)). Concernant la configuration de paroi transverse créée par cette procédure, cette dernière dépend de la direction du champ de saturation. En effet, s'il est orienté dans la direction + y (figure 4.4), la



FIGURE 4.4: Résultats de simulations micromagnétiques (obtenus grâce au logiciel OOMMF) représentant l'évolution de la configuration magnétique de la couche libre lors du processus de nucléation de la paroi pour les trois valeurs de champ : (a) 300 Oe, (b) 80 Oe et (c) 0 Oe.

paroi créée est alors de type head-to-head (voir section 3.1). Dans le cas d'une orientation du champ de saturation dans la direction - y, cette dernière est alors de type tail-to-tail.

4.1.3 Les positions stables de la paroi dans les échantillons

Nous venons de voir comment la paroi est nucléée dans la couche libre. A présent, discutons des sites de piégeage (cf section 3.10) dans lesquelles cette dernière peut se stabiliser. Ici, la largeur de la paroi est de 100 nm. Cette dernière ne ressent par conséquent quasiment pas les défauts de bord issus de l'étape de lithographie électronique. Ainsi, les sites de piégeage disponibles pour la paroi dans nos échantillons en arc de cercle sont dus à l'anisotropie de forme de ce dernier. Plus particulièrement, la paroi se piège facilement aux niveaux des "pieds" de la piste. Ces deux positions sont illustrées sur les figures 4.5 (b) et (c) pour un échantillon de forme I.

Ces dernières montrent les résultats de simulations micromagnétiques d'une paroi piégée dans le bord gauche de l'échantillon (position 2 sur la figure 4.5 (b)) et dans le bord droit (position 1 sur la figure 4.5 (c)). Ces deux sites de piégeages sont respectivement associés à des positions de la paroi dans l'échantillon (en partant de son extrémité gauche) de 0.24 μm et 0.82 μm . La figure 4.5 (a) montre la mesure des variations de résistance en fonction du champ appliqué Hx associées au déplacement de la paroi entre ces deux positions. Les positions 1 et 2 correspondent respectivement aux états intermédiaires de résistance notés R_1 et R_2 . La ligne rouge montre le cycle de déplacement de la paroi entre ces deux positions en variant le champ dans l'intervalle [-15, 0] Oe. En dehors de cet intervalle,



FIGURE 4.5: (a) Evolution de la valeur de la résistance en fonction d'un champ appliqué parallèlement à l'axe x mesuré sur un échantillon de forme I. La ligne rouge représente le déplacement de la paroi entre les niveaux de résistance R_1 et R_2 associées aux positions de la paroi 1 et 2. Les lignes bleues inférieure et supérieure représentent respectivement l'expulsion de la paroi vers les états P et AP. La ligne noire représente le cycle d'hystérésis de la couche libre entre les états P et AP. (b) Simulation micromagnétique illustrant la paroi piégée en position 2 correspondant à une distance de 0.24 μm du bord gauche de l'échantillon. (c) Simulation micromagnétique illustrant la paroi piégée en position 1 correspondant à une distance de 0.82 μm . Pour toutes ces configurations, l'aimantation de la couche de référence pointe dans la direction + x, et est représentée par la flèche rouge notée REF.

les lignes bleues inférieure et supérieure illustrent respectivement l'expulsion de la paroi vers l'état parallèle (P) pour une augmentation du champ, et vers l'état anti-parallèle (AP) pour sa diminution. La ligne noire représente quant à elle le cycle majeur d'hystérésis de la couche libre entre les états P et AP. L'analyse de ce cycle permet de déterminer l'orientation de l'aimantation de la couche de référence. En effet, l'état AP étant favorisé pour une orientation du champ selon la direction - x, nous pouvons en déduire que l'aimantation de la couche de référence est orientée dans la direction opposée, soit selon +x (représenté par la flèche rouge notée 'REF' en figure 4.5 (c)). Dans la suite de ce chapitre, nous appellerons systématiquement les deux positions de la paroi position 1 et 2 en se référant aux figures 4.5 (b) et (c).

4.2 Montage de l'expérience

L'objectif visé à travers cette étude est la mesure en temps réel, sous l'influence du transfert de spin, du déplacement de la paroi entre les positions 1 et 2 [108]. Afin d'y parvenir, nous utilisons

des impulsions de courant dont nous détaillerons les caractéristiques dans la section consacrée aux résultats. Le montage expérimental utilisé pour cette mesure est illustré en figure 4.6.



FIGURE 4.6: Illustration du montage expérimental utilisé afin d'obtenir une mesure résolue en temps du déplacement de la paroi dans nos échantillons entre les positions stables 1 et 2.

L'électrode supérieure de la jonction est connectée à un générateur d'impulsion produisant le pulse excitateur (circuit vert sur la figure 4.6). Un voltmètre et une source de courant sont également connectés à ce circuit pour mesurer la valeur de la résistance de l'échantillon. L'adaptation d'impédance entre le circuit excitateur ($Z = 50 \ \Omega$) et l'échantillon en série avec le reste du circuit ($Z = R + 50 \ \Omega$) implique que le pulse soit partiellement transmis et réfléchi. Un second pulse, d'amplitude opposée à celui excitateur, est ensuite combiné à la partie transmise de ce dernier (circuit rouge sur la figure 4.6) grâce à un combinateur de puissance. L'amplitude et la forme du second pulse sont choisis afin que le pulse résultant présente une tension moyenne approximativement nulle. Ceci permet par conséquent d'amplifier ce dernier (+ 10 dB) et de l'enregistrer à l'aide d'un oscilloscope (circuit bleu sur la figure 4.6).

4.3 Résultats

4.3.1 Mesures et analyses

Le principe de cette mesure repose sur l'étude en fonction du temps du changement de résistance accompagnant le déplacement de la paroi entre les positions 1 et 2. L'analyse du temps de transition associé au changement de résistance nous permet ici d'évaluer d'une part, la dépendance de la vitesse de la paroi avec la densité de courant. D'autre part, cela nous renseigne sur les régimes stochastique et déterministe du déplacement de paroi engendré par le transfert de spin. Ce type de mesure de déplacement de paroi a déjà été présenté dans la littérature par les travaux de P. Metaxas *et. al* [139]. A travers des mesures dites 'indirectes' (i.e. non résolues en temps), les auteurs ont pu extraire dans les dispositifs présentés en début de chapitre des vitesses de paroi de l'ordre de 500 m/s, associées à des densités de courant d'environ 6 MA/cm^2 . Ici, nous montrerons les mesures temporelles non moyennées (dites 'single shot'), effectuées avec une paroi de type tail-to-tail dans ces échantillons.

La figure 4.7 (a) illustre le déplacement de la paroi de la position 1 vers la position 2 grâce à une impulsion d'amplitude positive (d'une densité de courant de 7.1 MA/ cm^2), et de la position 2 vers la position 1 pour une amplitude négative (d'une densité de courant de -7.1 MA/ cm^2). La figure 4.7 (b) montre le signal normalisé associé aux déplacements de la paroi. Ce signal, qui représente l'évolution de la résistance en fonction de la durée du pulse (ici 10 ns), est normalisé en prenant comme références les niveaux de résistances mesurés dans les états magnétiques P (signal normalisé = 0) et AP (signal normalisé = 1) saturés sous l'application d'un champ extérieur de \pm 400 Oe parallèle à l'axe x. Ces niveaux de références sont respectivement représentés par les droites pointillées rouge et bleue sur la figure 4.7 (b). De cette manière, le signal normalisé s représenté par la ligne noire s'exprime comme :

$$s = \frac{S_{brut} - S_P}{S_{AP} - S_P} \tag{4.1}$$

Où S_{brut} est le signal enregistré, et S_P et S_{AP} les signaux de référence. Ainsi, la position de la paroi x_{DW} le long de la piste s'exprime comme : $x_{DW} \approx l.s$, où l est la longueur de la piste de 1.1 μm . Les valeurs de x_{DW} sont représentées sur l'axe des ordonnées de droite de la figure 4.7 (b).

En ajustant le signal s (lignes oranges), nous pouvons extraire les temps de transition associés au transit de la paroi entre les 2 positions. Ces derniers, notés Δt , sont respectivement de 1.4 et 1.1 ns. Ils correspondent respectivement à des vitesses de 330 m/s et 560 m/s. Ces résultats sont donc en accord avec ceux trouvés par P. Metaxas *et. al* [139]. Ici, la différence entre ces 2 vitesses en fonction de la polarité du pulse est attribuée d'une part à de faibles différences dans la forme des 2 sites de piégeage, et d'autre part à l'asymétrie causée par le léger champ de fuite de la couche de référence.

En reproduisant ces mesures pour des densités de courant différentes, notées J_{pulse} , nous pouvons évaluer la dépendance entre la vitesse v de la paroi et ces dernières. La figure 4.8 illustre ceci pour un déplacement d'une paroi de type tail-to-tail (i.e. nucléation de la paroi par application d'un champ de saturation dans la direction -y (cf. section 4.1.2)) des positions 1 vers 2 (a) et 2 vers 1 (b).

Les temps de transition Δt (axe des ordonnées de droite) sont mesurés 5 fois pour une densité de courant fixée comprise dans l'intervalle [0, 10] MA/ cm^2 , puis moyennées. Les barres d'incertitude sur les valeurs de v sont ainsi calculées en considérant ces 5 répétitions de chaque mesure. Lorsque la paroi est initialement en position 1 (figure 4.8 (a)), nous pouvons observer une évolution de la vitesse



FIGURE 4.7: (a) Déplacement de la paroi des positions 2 vers 1 grâce à un pulse d'amplitude négative, et des positions 1 vers 2 pour une amplitude positive. (b) lignes noires : Signal normalisé s de la valeur de la résistance associée au déplacement de la paroi entre les 2 positions. Les lignes pointillées rouge et bleue correspondent respectivement aux états de référence P et AP. lignes oranges : ajustement.



FIGURE 4.8: Evolution de la vitesse v de la paroi en fonction de la densité de courant traversant la jonction tunnel J_{pulse} pour des déplacements de la paroi des position 1 vers 2 (a) et 2 vers 1 (b).

quasi linéaire avec J_{pulse} . La valeur maximale atteinte est de l'ordre de 600 m/s pour une densité de courant de 10 MA/ cm^2 . Nous pouvons également noter que pour des valeurs de J_{pulse} comprises

61

dans l'intervalle [0, 6] MA/ cm^2 , aucune valeur de vitesse n'est apparente. Ceci s'explique par le fait que pour ces densités de courant, les forces de transfert de spin associées ne sont pas suffisantes pour sortir la paroi de son puits de potentiel. De façon similaire, la figure 4.8 (b) montre l'évolution de la vitesse v de la paroi lors de son déplacement en partant de la position 2. Dans ce cas, la dépendance de la vitesse avec J_{pulse} est moins importante, et présente une valeur maximale inférieure de l'ordre de 500 m/s. Comme pour les résultats présentés en figure 4.7 (b), la différence observée en fonction de l'état initial de la paroi est attribuée à la différence entre les deux sites de piégeage ainsi qu'au champ dipolaire de la couche de référence. En effet, l'aimantation de cette dernière est orientée dans la direction + x (figure 4.5). Par conséquent, le champ dipolaire ressenti au niveau de la couche libre pointe dans la direction - x. Ce dernier freinera donc davantage la paroi lorsqu'elle se déplacera des positions 2 vers 1 que dans la direction opposée.

Pour une paroi de type head-to-head, dont les résultats ne sont pas montrés ici, les observations sont très similaires à celles décrites pour une paroi de type tail-to-tail. En effet, d'une manière générale ces mesures nous permettent d'extraire des vitesses comprises entre 400 et 600 m/s, pour des densités de courant inférieures à 10 MA/ cm^2 . Ces résultats confirment donc l'efficacité accrue du transfert de spin dans des dispositifs à injection verticale du courant [57, 108, 122, 139].

4.3.2 Dynamique de la paroi

Nous venons d'étudier les vitesses associées au déplacement de la paroi entre les deux positions. A présent, nous allons nous intéresser dans un premier temps au processus de dépiégeage de la paroi. Puis, en se référant au chapitre 3 (section 3.4), nous aborderons son régime de déplacement lorsqu'elle transite entre les deux positions.

4.3.2.1 Les régimes stochastique et déterministe

Ces deux régimes sont davantage reliés au processus de dépiégeage de la paroi qu'à son déplacement en tant que tel. En effet, la figure 4.9 (a) montre les signaux *s* mesurés 4 fois pour un déplacement des positions 2 vers 1 sous l'influence d'un pulse négatif d'une amplitude de 7.1 MA/ cm^2 . Ces derniers sont normalisés et tracés en fonction du temps, lors de l'application du pulse excitateur, dont la durée est ici de 10 ns. Le temps noté $\tau_{attente}$ correspond au temps avant le dépiégeage de la paroi. La figure 4.9 (b) illustre la même mesure mais répétée 4 fois pour un pulse d'une amplitude de -8.2 MA/ cm^2 .

Dans le cas du régime stochastique, qui se caractérise par le comportement aléatoire du dépiégeage de la paroi, $\tau_{attente}$ varie selon les mesures. Dans le cas du régime déterministe, la paroi sort de son puits de potentiel dès l'arrivée du pulse ($\tau_{attente} < 1$ ns). Le caractère aléatoire définissant le régime stochastique est associé à un dépiégeage de paroi assisté par les effets de température. Nous reviendrons plus en détails sur ce type de dépiégeage au cours du chapitre 9. Cette différence de régime s'explique



FIGURE 4.9: Signaux normalisés s de la valeur de la résistance lors de son déplacement des positions 2 vers 1 mesurés 4 fois pour des densités de courant J_{pulse} de -7.1 MA/ cm^2 (a) et -8.2 MA/ cm^2 (b). Le temps noté $\tau_{attente}$, représenté par les flèches oranges, correspond au temps avant le dépiégeage de la paroi. Le temps Δt (flèche bleu) correspond au temps de transit de la paroi entre les 2 positions.

par l'amplitude des forces de transfert de spin associées à J_{pulse} . Ceci nous permet d'estimer la densité de courant critique J_c , entre -7.1 et -8.2 MA/ cm^2 . Ainsi, pour des valeurs de $J_{pulse} < J_c$, le dépiégeage de la paroi est thermiquement activé. Dans le cas où $J_{pulse} > J_c$, les forces de transfert de spin sont suffisamment importantes pour dépiéger la paroi instantanément.

4.3.2.2 Le régime de déplacement

A présent, étudions le déplacement de la paroi entre les 2 positions. La figure 4.10 montre l'évolution de la valeur moyenne de la vitesse $\langle v \rangle$ de la paroi pour des valeurs de J_{pulse} comprises dans l'intervalle [0, 34] MA/ cm^2 . Ces résultats sont issus de simulations micromagnétiques du processus de déplégeage puis de déplacement de la paroi entre les positions 1 et 2. Les images correspondent aux configurations magnétiques prises à différents temps de la simulation pour une valeur de $J_{pulse} = 34$ MA/ cm^2 . Comme nous l'avons abordé au cours du chapitre 3 (cf. section 3.4), l'évolution de la vitesse de la paroi nous renseigne sur son régime de déplacement. Ainsi, le régime stationnaire (ou 'steady state') est caractérisé par une variation quasi linéaire de la vitesse avec la densité de courant. Le régime de Walker breakdown
est quant à lui caractérisé par une chute des valeurs de la vitesse, cette dernière étant engendrée par le changement de direction de la paroi associé à sa précession. Or, dans nos mesures de vitesse présentées en figure 4.8, nous n'observons pas de diminutions drastiques de v, mais une saturation à forte densité

de courant.



FIGURE 4.10: Evolution de la vitesse moyenne de la paroi en fonction de la densité de courant J_{pulse} issu de simulations micomagnétiques. Les images correspondent aux configurations magnétiques prises à différents temps de simulation pour le déplacement de la paroi des positions 1 vers 2 pour J_{pulse} = $34 \text{ MA}/cm^2$. Les flèches noires représente la paroi, les flèches blanches la direction de l'aimantation, et les flèches rouges désignent l'anti-vortex nucléé par l'enclenchement du régime de Walker breakdown.

L'analyse des simulations micromagnétiques (images en figure 4.10) peut nous permettre de comprendre plus en détails le mécanisme de déplacement de la paroi. A t= 0 ns, cette dernière, représentée par des flèches noires, est en position 1. Elle atteint la position 2 en un temps Δt de 1.3 ns, correspondant ici à une vitesse d'environ 650 m/s. Aux temps t= 0.5 et 0.9 ns, nous pouvons observer l'apparition d'un anti-vortex, illustré par une flèche rouge. Ce dernier est caractéristique de l'enclenchement du régime de Walker breakdown, associé à la précession de la paroi. Cependant, aucune diminution de vitesse, caractéristique de ce dernier, n'est observée. Ceci se justifie par le fait que même si le processus de Walker breakdown est enclenché, la paroi atteint la position 2 avant d'entrer complètement dans le régime précessionnel, en raison de la taille microscopique de l'échantillon. Nous pouvons également remarquer que l'anti-vortex nucléé disparait lorsque la paroi atteint la position 2.

D'une manière générale, sur l'ensemble des simulations micromagnétiques réalisées, nous observons un régime de déplacement stable de la paroi (augmentation linéaire de la vitesse) pour de faibles densités de courant. Au-delà d'une certaine valeur seuil, correspondant à $\approx 15 \text{ MA}/cm^2$ sur la figure 4.10, la vitesse atteint son maximum et le processus de Walker est enclenché lors de son déplacement. Cependant, la paroi atteint sa position finale avant son déclenchement complet. Les résultats issus des simulations permettent donc de mieux comprendre le régime de déplacement de la paroi dans nos échantillons. Expérimentalement, les densités de courant injectées n'excèdent pas 10 MA/cm². Nous pouvons en déduire que dans nos échantillons le régime majoritaire de déplacement est le régime stationnaire.

4.4 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons donc présenté les dispositifs expérimentaux nous permettant de créer une paroi et d'étudier son déplacement entre deux positions. Nous avons montré que les vitesses de déplacement associées sont comprises entre 400 et 600 m/s, pour des densités de courant modérées inférieures à $10^7 \text{ A}/cm^2$. Ces résultats illustrent l'efficacité de transfert de spin associée à une injection verticale du courant. De plus, grâce à des simulations micromagnétiques, nous avons pu déterminer que le régime de déplacement de la paroi est majoritairement le régime stationnaire.

Troisième partie

Accès aux paramètres permettant le contrôle de la résistance du memristor

Chapitre 5

Propriétés de résonance d'une paroi de domaine : Expérience de spin diode

Dans le chapitre précédent, nous avons vu l'impact qu'avait une impulsion de courant sur la configuration d'aimantation de nos échantillons arqués, en présence d'une paroi de domaine. Dans le chapitre suivant, nous considèrerons les mêmes échantillons que ceux analysés dans le chapitre 4. Cependant, l'impulsion de courant sera ici remplacée par un courant alternatif radio-fréquence (RF), qui nous permettra d'étudier, à travers l'expérience de spin diode, d'autres propriétés de la paroi de domaine [140].

5.1 Description de l'effet spin diode

Dans le cas de l'injection d'un courant alternatif à travers un dispositif magnéto-résistif, les forces de transfert de spin résultantes exercées sur l'aimantation de la couche libre sont également oscillantes. Ceci a pour conséquences de faire osciller l'aimantation autour de sa position d'équilibre, engendrant ainsi des oscillations de la valeur de résistance du dispositif par magnétorésistance. Comme illustré sur la figure 5.1, la présence du courant alternatif dans le dispositif, combinée aux oscillations de la valeur de résistance, génère une tension de sortie moyenne non nulle notée V_{dc} et mesurable aux bornes du dispositif [81]. L'appellation 'spin diode' est donc inspirée des diodes de redressement, permettant la transformation d'un courant alternatif en courant continu.

La tension de sortie V_{dc} dépend de la fréquence du courant RF en entrée. En effet, oscillant à la fréquence f, ce dernier génère par transfert de spin des oscillations forcées de l'aimantation de la couche libre. Ainsi, pour une fréquence propre donnée f_0 , correspondant à la fréquence de résonance ferromagnétique de la couche libre, l'aimantation de cette dernière entre dans un régime précessionel de forte amplitude, ce qui se traduit sous la forme d'un pic de résonance de la tension de sortie V_{dc} .



FIGURE 5.1: Schéma de principe de l'effet spin diode : la combinaison d'un courant et d'une valeur de résistance alternatifs génère une tension de sortie moyenne non nulle et mesurable aux bornes du dispositif étudié.

Comme nous allons le voir dans la suite du chapitre, l'étude de ce signal de résonance donne accès à un certain nombre de paramètres à la fois intrinsèques aux matériaux étudiés mais également relatifs aux effets de transfert de spin.

5.2 Spin diode en présence d'une paroi de domaine

L'effet de spin diode peut être appliqué non seulement à des aimantations uniformes, mais aussi à des nano-objets de configuration magnétique non-uniforme tels que des vortex, ou dans notre cas une paroi de domaine, permettant d'extraire les propriétés de ces derniers à travers leur résonance ferromagnétique.

Nous allons à présent étudier les origines de cet effet dans le cas précis d'une paroi de domaine. En développant l'expression du signal de résonance de la tension V_{dc} à partir du modèle 1D de la dynamique de paroi, nous verrons quelles sont les propriétés de la paroi que l'on peut extraire et étudier à travers la tension de sortie.

Dans le cas d'une expérience de spin diode appliquée à une paroi de domaine, les oscillations de la résistance sont causées par les oscillations de la position de la paroi dans son puits de potentiel, là où elles sont causées par la précession de l'aimantation dans le cas d'une aimantation uniforme. Ce mouvement de translation de la paroi dans son puits de potentiel est associé à un mode de résonance propre à la paroi, appelé 'mode de translation', sur lequel nous reviendrons plus tard au cours de ce chapitre. Dans leurs travaux, Wang et al. ont donné une expression analytique de la tension de sortie V_{dc} dans le cas d'une aimantation uniforme [141]. Nous l'avons ici adapté au cas d'une paroi de domaine par un changement de variable. L'expression de V_{dc} correspondante est la suivante :

$$V_{dc} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial I^2} \left\langle I_{RF}(t)^2 \right\rangle + \frac{\partial^2 V}{\partial I \partial q} \left\langle I_{RF}(t)q(t) \right\rangle$$
(5.1)

Où les deux variables dont dépend V_{dc} sont le courant RF I_{RF} et la position de la paroi q. Le premier terme correspond à une contribution non résonante produisant un signal de fond purement électrique. Le second terme décrit quant à lui l'effet spin diode, c'est à dire le produit moyen entre le courant RF et la position de la paroi en fonction du temps. Son préfacteur, $\frac{\partial^2 V}{\partial I \partial q}$, est une constante permettant de prendre en compte les effets de magnétorésistance, c'est à dire de convertir les oscillations de la paroi définies par q(t) en oscillations de résistance. La valeur de la résistance peut s'exprimer de manière linéaire en fonction de la paroi q : R(q) = a(I)q + b (où b est défini comme la résistance en état parallèle et a(I) dépend à la fois du courant et des propriétés magnétorésistives de l'échantillon analysé). Ainsi :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial I \partial q} = \frac{\partial}{\partial I} \left(\frac{\partial}{\partial q} (R(q)I) \right) = \frac{\partial}{\partial I} \left(I \frac{\partial R(q)}{\partial q} \right) = \frac{\partial}{\partial I} \left(a(I)I \right)$$
(5.2)

A présent, dans le but de développer davantage l'expression de la tension de sortie, il est nécessaire de connaitre l'expression de q(t). Pour se faire, nous utilisons le modèle 1D de la dynamique de paroi introduit au cours du chapitre 3 (système d'équations 3.13) dans la limite d'un angle ϕ très petit :

$$\begin{cases} \dot{\phi} + \alpha \frac{\dot{q}}{\delta} = \gamma H_{app} + \gamma \sigma_{FLT} - \gamma \frac{q}{q_c} H_c \\ \frac{\dot{q}}{\delta} - \alpha \dot{\phi} = \gamma \sigma_{ST} + \gamma H_k \phi \end{cases}$$
(5.3)

Afin de faciliter le calcul, nous pouvons réécrire σ_{ST} et σ_{FLT} (respectivement éq. 3.14 et 3.15 du chapitre 3), les amplitudes des deux couples de transfert de spin, en fonction de I_{RF} en développant la densité de courant J tel que :

$$\sigma_{ST} = \frac{JP\hbar}{2eM_S t} = \frac{P\hbar}{2eM_S tS} I_{RF} = \epsilon_{ST} I_{RF}$$
$$\sigma_{FLT} = \beta \frac{JP\hbar}{2eM_S t} = \beta \frac{P\hbar}{2eM_S tS} I_{RF} = \epsilon_{FLT} I_{RF}$$

Où S est la surface de l'échantillon étudié. Dans le but de considérer uniquement les oscillations de la paroi dans son puits de potentiel autour de sa position d'équilibre de départ, nous pouvons poser : $q = q - q_{eq}$, où q_{eq} est la position d'équilibre de la paroi, et peut être déterminée à partir des conditions initiales. En prenant à t=0 : $\dot{q} = \dot{\phi} = 0$, nous obtenons $q_{eq} = \frac{H_{app}q_c}{H_c}$. L'expression de q_{eq} traduit le fait que la position d'équilibre de la paroi dépend du champ magnétique appliqué ainsi que du puits de potentiel dans lequel cette dernière est piégée. Afin de faciliter la suite du calcul, nous considèrerons ici un champ $H_{app} = 0$, impliquant $q_{eq} = 0$. En considérant un puits de potentiel parabolique, la position d'équilibre nulle de la paroi signifie qu'à t=0, cette dernière se trouve au centre du puits de potentiel. La solution de q(t) est en notations complexes : $q(t) = \tilde{q}e^{i\omega t}$. De la même façon nous pouvons noter : $I_{RF} = \widetilde{I_{RF}}e^{i\omega t}$ et $\phi = \tilde{\phi}e^{i\omega t}$. En considérant ces notations, le système 5.3 devient :

$$\begin{cases} i\omega\widetilde{\phi} + i\omega\alpha\frac{\widetilde{q}}{\delta} = \gamma\epsilon_{FLT}\widetilde{I_{RF}} - \gamma\frac{\widetilde{q}}{q_c}H_c\\ i\omega\frac{\widetilde{q}}{\delta} - i\omega\alpha\widetilde{\phi} = \gamma\epsilon_{ST}\widetilde{I_{RF}} + \widetilde{\phi} \end{cases}$$
(5.4)

La seconde équation du système 5.4 donne l'expression de ϕ :

$$\widetilde{\phi} = \frac{i\omega\frac{\widetilde{q}}{\delta} - \gamma\epsilon_{ST}\widetilde{I_{RF}}}{\gamma H_k + i\omega\alpha}$$
(5.5)

En réinjectant cette expression dans la première équation du système 5.4 nous obtenons :

$$i\omega\left(\frac{i\omega\tilde{\frac{q}{\delta}} - \gamma\epsilon_{ST}\widetilde{I_{RF}}}{\gamma H_k + i\omega\alpha}\right) + i\omega\alpha\tilde{\frac{q}{\delta}} = \gamma\epsilon_{FLT}\widetilde{I_{RF}} - \gamma\frac{\widetilde{q}}{q_c}H_c$$
(5.6)

En développant puis réécrivant l'équation 5.6 avec comme facteurs communs \tilde{q} et I_{RF} nous obtenons :

$$\widetilde{q} = \frac{\delta I_{hf} \left(i\omega\gamma(\epsilon_{ST} + \alpha\epsilon_{FLT}) + \gamma^2 \epsilon_{FLT} H_k \right)}{\gamma^2 H_c H_k \frac{\delta}{q_c} - (1 + \alpha^2)\omega^2 + i\omega\alpha\gamma(H_k + H_c \frac{\delta}{q_c})}$$
(5.7)

A ce stade du développement nous pouvons faire certaines approximations. Nous pouvons prendre comme valeur pour le terme d'amortissement celle du permalloy, soit $\alpha = 0.01$ (nous reparlerons plus en détails de cette valeur plus tard dans ce chapitre). Ainsi, nous pouvons considérer : $1 + \alpha^2 \approx 1$ et $\alpha \epsilon_{FLT} \ll \epsilon_{ST}$. De plus, nous considérons que la largeur de la paroi δ (100 nm) est du même ordre de grandeur que q_c . Enfin, le champ d'anisotropie H_k est supérieur de plusieurs ordres de grandeur au champ de dépiégeage H_c (de l'ordre de quelques dizaine d'Oe). Nous pouvons donc considérer $H_c \ll H_k$. En prenant en compte ces approximations, l'équation 5.7 peut être réécrite telle que :

$$\widetilde{q} = \frac{\delta \widetilde{I_{hf}} \left(i\omega\gamma\epsilon_{ST} + \gamma^2\epsilon_{FLT}H_k \right)}{\gamma^2 H_c H_k \frac{\delta}{a_c} - \omega^2 + i\omega\alpha\gamma H_k}$$
(5.8)

L'expression de q(t) que nous cherchons correspond ici à la partie réelle de \tilde{q} . Afin de supprimer la partie imaginaire du dénominateur de l'équation 5.8, nous multiplions de chaque côté par son complexe conjugué. L'expression de q(t) peut alors s'écrire :

$$q(t) = \left(\frac{A(\omega_0^2 - \omega^2) + B\omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\Delta\omega^2)^2}\right) I_{RF}(t)$$
(5.9)

Avec :

$$\omega_0^2 = \gamma^2 H_k H_c \frac{\delta}{q_c} \tag{5.10}$$

$$\Delta = \gamma \alpha H_k \tag{5.11}$$

$$A = \gamma^2 \delta \epsilon_{FLT} H_k \tag{5.12}$$

$$B = \gamma^2 \delta \epsilon_{ST} \alpha H_k \tag{5.13}$$

L'expression de q(t) obtenue décrit la forme du pic de résonance, c'est à dire une combinaison linéaire entre une composante Lorentzienne (d'amplitude B) et une composante anti-Lorentzienne (d'amplitude A).

Afin de trouver la forme finale de V_{dc} , nous pouvons maintenant remplacer q(t) par son expression dans l'équation 5.1 définissant la tension de sortie :

$$V_{dc} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial I^2} \left\langle I_{RF}(t)^2 \right\rangle + \frac{\partial^2 V}{\partial I \partial q} \left(\frac{A(\omega_0^2 - \omega^2) + B\omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\Delta\omega^2)^2} \right) \left\langle I_{RF}(t)^2 \right\rangle$$
(5.14)

Soit :

$$V_{dc} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial I^2} I_{RF}^2 \left\langle \cos^2(\omega t) \right\rangle + \frac{\partial^2 V}{\partial I \partial q} \left(\frac{A(\omega_0^2 - \omega^2) + B\omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\Delta\omega^2)^2} \right) I_{RF}^2 \left\langle \cos^2(\omega t) \right\rangle$$
(5.15)

Pour finalement obtenir l'expression de V_{dc} normalisée par le carré de l'amplitude du courant RF, où la pulsation ω est remplacée par la fréquence f:

$$\frac{V_{dc}}{I_{RF}^2} = \frac{1}{4} \frac{\partial^2 V}{\partial I^2} + \frac{1}{8\pi^2} \frac{\partial^2 V}{\partial I \partial q} \left(\frac{A(f_0^2 - f^2) + Bf^2}{(f_0^2 - f^2)^2 + (\Delta f^2)^2} \right)$$
(5.16)

Cette expression nous servira dans la suite à ajuster les spectres mesurés. L'extraction et l'étude de ces paramètres (expressions 5.10, 5.11, 5.12, 5.13) nous renseignent sur les propriétés physiques intrinsèques aux modes de résonance observés. En prenant l'exemple d'une résonance associée à une paroi piégée, la fréquence de résonance apporte des informations sur le puits de potentiel dans lequel est piégée la paroi (eq. 5.10). La largeur à mi-hauteur Δ est quant à elle directement reliée à l'amortissement des oscillations de l'aimantation, décrit par la constante de Gilbert α (eq. 5.11). Enfin, comme le montre les expressions 5.12 et 5.13, les amplitudes A et B des composantes anti-Lorentzienne et Lorentzienne sont respectivement reliées aux amplitudes des couples de transfert de spin Field-Like et Slonczewski, permettant ainsi d'étudier leur efficacité [81].

5.3 Résultats expérimentaux

Afin de définir le contexte dans lequel se situe ces résultats, quelques mots concernant l'état de l'art de l'effet spin diode. On trouve dans la littérature des études menées dans le but d'étudier les propriétés d'une aimantation uniforme [142–146], ainsi que de nano-objets magnétiques tels que des vortex ou des parois de domaine [147–153]. Concernant les parois, la totalité des travaux sont effectués sur des échantillons métalliques présentant un pourcentage de magnétorésistance (MR) faible (quelques % pour la magnétorésistance géante (cf. chapitre 2)), limitant l'amplitude de la tension de sortie. Par conséquent, il est difficile dans ce cas d'extraire d'autres paramètres que la fréquence de résonance de la paroi.

Dans le cadre de cette thèse, l'utilisation de jonctions tunnel magnétiques (présentant un pourcentage de MR de 30 %) nous permet d'obtenir un signal de sortie suffisamment important pour extraire tous les paramètres présentés en fin de section précédente.

5.3.1 Montage de l'expérience

Les mesures de spin diode sont réalisées à l'aide d'une partie haute fréquence pour l'injection du courant RF ainsi qu'une partie continue afin de mesurer uniquement la tension de sortie V_{dc} . Le montage présenté en figure 5.2 permet à la fois l'injection d'un courant RF (sans composante DC) via la source RF et la mesure de la tension continue de sortie via un nano-voltmètre.



FIGURE 5.2: Schéma du montage de mesure spin diode.

La fréquence du courant RF injecté est comprise entre 0.1 et 3 GHz. Comme nous l'avons déjà mentionné lors de la présentation des échantillons au début du chapitre 4, ces derniers présentent une fréquence de coupure due à la capacité parasite (cf. section 4.1.1.1). Cette fréquence de coupure est ici comprise entre 2.5 et 3 GHz en fonction des échantillons. La tension de sortie mesurée doit donc être recalibrée afin de supprimer l'effet d'atténuation, c'est pourquoi la tension V_{dc} est normalisée par l'amplitude du courant I_{RF}^2 .

5.3.2 Mesure et analyse des spectres

Les résultats présentés dans cette section ont été obtenus sur un échantillon de forme II (fig. 5.3(b)). La caractérisation de son cycle d'hystérésis est donnée en figure 5.3(a), et permet d'identifier les niveaux de résistance des états parallèle (P) et anti parallèle (AP) ainsi que le champ coercitif. Les états P et AP correspondent respectivement à une résistance de 115 Ω et 147 Ω , équivalent à un ratio de TMR de 30 %.

Afin de nucléer la paroi dans la couche libre, nous suivons la procédure présentée en début de chapitre 4 (section 4.1.2). L'application d'un fort champ magnétique (ici 300 Oe) selon l'axe y transverse à la piste de l'échantillon permet de saturer l'aimantation de la couche libre dans la même direction. Avec la diminution graduelle de ce champ commencent à se former deux domaines magnétiques de directions opposées, séparés par une paroi. Le protocole expérimental suivi pour réaliser ces mesures est le suivant : débutant avec un champ H_y d'une valeur de 300 Oe, nous injectons un courant RF dont la fréquence varie entre 0.1 et 3 GHz entre les deux électrodes et mesurons la tension de sortie correspondante. Le champ H_y est ensuite diminué de 10 Oe et l'opération d'injection et de mesure est répétée. Pour un intervalle de champ décroissant allant de +300 à -175 Oe, cette opération est répétée par pas de 10 Oe. La tension de sortie mesurée dépend donc de la fréquence, mais également de H_y qui détermine l'état magnétique de la couche libre. L'évolution de la résistance de la jonction en fonction de H_y , montrée en figure 5.4(a), nous permet de suivre la position de la paroi de domaine



FIGURE 5.3: (a) Résistance de l'échantillon en fonction du champ appliqué selon l'axe x. (b) Image par microscopie électronique à balayage des échantillons de forme II : vue du dessus avant dépôt de l'électrode supérieure.

de sa nucléation à son expulsion. Pour l'intervalle de champ de +300 à +75 Oe, non montré sur la figure 5.4(a), la résistance vaut 130 Ω , et correspond au processus de nucléation de la paroi après la saturation de la couche libre.



FIGURE 5.4: (a) Résistance de l'échantillon en fonction du champ H_y décroissant appliqué selon l'axe y. Les lignes noires pointillées représentent la valeur de résistance des états P et AP. Les points bleu et orange correspondent respectivement à une résistance de 130 et 115 Ω pour des valeurs de champ de 26 et -85 Oe. (b) Résultats de simulations micromagnétiques montrant l'évolution de la position de la paroi, d'abord nucléée au centre de la piste (1), puis piégée dans le pied droit (2) avant son expulsion (3).

En dessous de +75 Oe, les résultats de simulations micromagnétiques présentés en figure 5.4(b) montrent l'évolution de la position de la paroi. Cette dernière est tout d'abord nucléée au centre de la piste (configuration notée 1 sur la figure 5.4(b)). Cette configuration correspond au plateau de résistance à 130 Ω pour l'intervalle de champ entre +75 et +26 Oe sur la figure 5.4(a). La paroi est maintenue à cette position par le champ appliqué. Pour des valeurs de champ plus faibles, le champ de fuite émis par la couche de référence déplace la paroi qui se piège dans le pied droit de l'échantillon (configuration notée 2 sur la figure 5.4(b)). Ce changement de position de la paroi se traduit sur la courbe de résistance de la figure 5.4(a) par le plateau à 122 Ω correspondant à l'intervalle de champ entre +20 et -35 Oe. Enfin, pour des valeurs de champ négatives inférieures à -40 Oe, la paroi est expulsée de la couche libre pour laisser place à une configuration parallèle (configuration notée 3 sur la figure 5.4(b)).

Les figures 5.5(a) et (b) montrent la tension de sortie mesurée et normalisée par le carré de l'amplitude du courant RF; $\frac{V_{dc}}{I_{RF}^2}$, pour deux valeurs de champ magnétique différentes. Sur la figure 5.5(a) est montré le spectre obtenu pour une valeur de champ de 26 Oe, correspondant à la configuration dans laquelle la paroi est au centre de la piste (représentée par le point bleu noté 1 sur la figure 5.4). La figure 5.5(b) montre quant à elle le spectre mesuré avec un champ appliqué de -85 Oe, correspondant cette fois-ci à la configuration parallèle (représentée par le point orange noté 3 sur la figure 5.4).

Le spectre obtenu à 26 Oe présente deux résonances, une première à 1.24 GHz (mode 1) et une seconde à 2.15 GHz (mode 2) (figure 5.5(a)). Le spectre mesuré à -85 Oe présente quant à lui uniquement une résonance à 2.3 GHz (mode 2)(figure 5.5(b)). Comme le montre la figure 5.5(c), nous



FIGURE 5.5: Tension de sortie rectifiée $\frac{V_{dc}}{I_{RF}^2}$ mesurée pour deux valeurs de champ $H_y=26$ Oe (a), correspondant à une configuration dans laquelle la paroi se trouve au centre de la piste, et $H_y=26$ Oe (b), correspondant à une configuration en état parallèle. (c) Spectres mesurés sur l'intervalle de champ entre 51 et 0 Oe pour lequel une paroi est présente dans la couche libre. (d) Spectres mesurés sur l'intervalle de champ entre -41 et -102 Oe pour lequel la paroi est expulsée.

observons systématiquement deux modes de résonance dans l'intervalle de champ pour lequel la paroi est présente dans la couche libre, tandis que seul le mode de plus haute fréquence (mode 2) est observé dés lors que cette dernière est expulsée (figure 5.5(d)). Le mode de plus basse fréquence (mode 1) peut donc être associé aux oscillations de la paroi, tandis que celui de plus haute fréquence (mode 2) peut être attribué à une précession de l'aimantation dans les domaines. Les origines du mode 2 seront étudiées et discutées plus tard au cours de la section 5.3.4.1. A ce stade, nous pouvons néanmoins noter que lorsque la paroi est expulsée de la couche libre, le mode 2 ne semble pas être modifié (cf. figure 5.5(c) et (d)), seule sa fréquence de résonance est décalée par la diminution du champ extérieur permettant l'expulsion de la paroi. Ceci peut être interprété par le fait que la précession de l'aimantation dans les domaines, donnant lieu au mode 2, est spatialement localisée assez loin de la paroi pour ne pas être impactée par sa présence.

5.3.3 Extraction de la largeur à mi-hauteur

A ce stade, nous avons analysé les signaux de spin diode et identifié deux modes de résonance. Le premier est dû aux oscillations de la paroi (mode 1), et le second aux oscillations de l'aimantation dans les domaines (mode 2). Nous allons à présent ajuster ces différents pics de résonance afin d'en

77

extraire les paramètres associés. Nous avons vu précédemment qu'autour de la fréquence de résonance f_0 , la tension de sortie, normalisée par le carré de l'amplitude du courant RF, prend la forme d'une combinaison linéaire d'un profil Lorentzien et anti-Lorentzien (eq. 5.16). Chacun des pics de résonance mesuré peut donc être ajusté par l'expression 5.16.



FIGURE 5.6: Largeur à mi-hauteur Δ extraite des signaux de résonance associés aux oscillations de la paroi (mode 1 en noir) et aux oscillations de l'aimantation dans les domaines (mode 2 en rouge).

La figure 5.6 montre l'évolution de la largeur à mi-hauteur Δ , extraite de l'ajustement des spectres présentés en figure 5.5 (c), sur l'intervalle de champ entre 51 et 0 Oe. Afin d'évaluer ce paramètre, et par la suite le coefficient d'amortissement α associé à chacun des deux modes, nous prenons en compte sa valeur moyenne, qui est ici de 0.4 ± 0.02 GHz à la fois pour le mode 1 et 2. En utilisant l'équation 5.11, le paramètre α correspondant est de 0.026 ± 0.001 . La valeur usuelle connue et rapportée dans la littérature du paramètre α dans le Permalloy est de 0.01 [143, 154]. Ceci signifie, dans la mesure où le modèle utilisé est correct, que les oscillations de l'aimantation à l'origine des deux modes observés sont sur-amorties par rapport au résultat auquel nous aurions pu nous attendre.

5.3.4 Validation du modèle

Dans le but de vérifier que le résultat obtenu n'est pas faussé par le modèle 1D utilisé, nous allons étudier la validité de ce dernier grâce à des simulations micromagnétiques.

Pour ce faire, nous avons utilisé le logiciel OOMMF pour reconstruire le signal spin diode en simulant la couche libre de Permalloy. De cette manière, en choisissant le paramètre α utilisé pour lancer les simulations, nous devrions être en mesure de prédire la largeur à mi-hauteur qui en résultera. Ceci nous permettra de vérifier la validité de l'équation 5.11 faisant le lien entre les paramètres Δ et α .

Seule la couche libre est prise en compte en considérant la forme II des échantillons (figure 5.3 (b)), avec les paramètres suivants pour le Permalloy : l'aimantation à saturation M_s =0.47 MA/m, la constante d'échange A=13 pJ/m et le paramètre de polarisation en spin P=0.3. La taille de cellule est de 4.4 nm x 4.4 nm x 5 nm, et l'amortissement α est choisi avec une valeur de 0.01, valeur usuelle du Permalloy. Le coefficient β définissant le rapport des amplitudes du couple Field-Like sur le couple de Slonczewski est pris à 0.3. Enfin un champ statique est pris en compte pour simuler le champ de fuite de la couche de référence. Le courant RF simulé est tel que $I_{RF} = I_0 \sin(2\pi ft + \phi)$, dont la fréquence varie de 0.9 à 3 GHz. Afin de reconstruire le signal de spin diode défini par V_{dc} , proportionnel à $\langle qI_{RF} \rangle$, nous traçons en fonction de la fréquence le produit entre la composante x de l'aimantation extraite des simulations (proportionnel à q) et I_{RF} . Le résultat obtenu est illustré en figure 5.7.



FIGURE 5.7: Signal spin diode obtenu à partir de simulations micromagnétiques pour le mode 1 (avec $\phi = \frac{\pi}{2}$) (a) et le mode 2 (avec $\phi = 0$) (b).

Nous obtenons comme dans les expériences deux pics de résonance, un premier à 1.7 GHz attribué à la résonance de la paroi (mode 1) et un second à 2.75 GHz, le mode 2. Ces résultats sont en accord avec les fréquences trouvées expérimentalement. Le léger décalage vers les hautes fréquences des signaux simulés par rapport à ceux obtenus expérimentalement peut être expliqué par le champ statique des simulations, ne reflétant pas exactement les conditions expérimentales. La largeur à mihauteur extraite des signaux simulés est pour les deux modes de 0.15 ± 0.002 GHz. En utilisant une valeur de 0.01 pour le paramètre α dans l'équation 5.11, nous trouvons une largeur Δ de 0.15 GHz, en parfait accord avec les simulations. Ceci signifie que le modèle 1D utilisé est valide pour étudier le paramètre α issu des spectres expérimentaux pour les deux modes. Toutefois, nous pouvons noter un détail qui n'a pas été mentionné jusqu'ici, concernant le fait que le modèle 1D de la dynamique de paroi permette d'ajuster le pic du mode 2 associé à la résonance des domaines. En effet, ce modèle permet de décrire la dynamique d'une paroi de domaine en considérant cette dernière comme un objet magnétique spatialement localisé et confiné. S'il permet également d'ajuster le signal de résonance associé au domaine, cela signifie probablement que les oscillations de l'aimantation responsables du mode 2 sont également spatialement localisées et confinées.

5.3.4.1 Identification des modes de résonance

Afin de comprendre davantage les origines de ces deux modes, nous avons réalisé des simulations avec le logiciel SpinFlow3D, permettant d'extraire les différents modes de résonance d'une configuration magnétique donnée [155, 156]. La configuration de départ que nous avons considéré ici est celle avec une paroi piégée dans le pied droit de l'échantillon (configuration 2 de la figure 5.4 (b)). Ces simulations ont été réalisées en considérant cette fois-ci une structure plus complète des échantillons, c'est à dire la couche libre de Py et les deux couches magnétiques formant le SAF (la couche de référence de CoFeB et la couche de CoFe). Les paramètres utilisés pour décrire ces trois couches sont précisés dans le tableau 5.1 :

	Couche libre (Py)	Couche de référence (CoFeB)	SAF (CoFe)
épaisseur (nm)	5	3	2.5
α	0.01	0.01	0.01
$M_S ({\rm MA/m})$	0.47	1.2	0.69
$A_{ech} (pJ/m)$	13	17	17

TABLE 5.1: Résumé des paramètres de simulation SpinFlow3D utilisés pour chacune des couches en vue d'extraire les modes de résonance : l'épaisseur, la constante de Gilbert α , l'aimantation à saturation M_S et la constante d'échange A_{ech} .

La figure 5.8 montre le résultat de ces simulations via la distribution spatiale de la composante dynamique de l'aimantation. L'échelle de couleur se répartie du rouge au bleu, la partie rouge définissant une forte dynamique de l'aimantation.



FIGURE 5.8: Résultats des simulations SPinFlow3D d'extraction des modes de résonance : distribution spatiale de la composante dynamique de l'aimantation. Les flèches blanches schématisent la direction de l'aimantation. (a) Mode de translation de la paroi associé au mode 1 mesuré expérimentalement.
(b) Mode de bord à l'extrémité gauche de l'échantillon associé au mode 2 mesuré expérimentalement.

Nous pouvons ainsi voir sur la figure 5.8 (a) le mode de translation de la paroi, associé au mode 1 mesuré expérimentalement. Ce mode décrit une translation de la paroi dans son puits de potentiel, dont l'analogie pourrait être celle du pendule oscillant. Quant au mode 2, la figure 5.8 (b) montre qu'il s'agit d'un mode de bord, ici localisé dans l'extrémité gauche de l'échantillon. Ces modes de bord sont relativement courants [157–161] dans la mesure où les propriétés magnétiques, tel que le champ démagnétisant, diffèrent sur les bord de l'échantillon par rapport au centre. Ces types de mode sont donc généralement localisés et confinés, confirmant ici nos prédictions à propos de l'origine du mode 2 observé expérimentalement, et expliquant pourquoi le modèle 1D permet d'ajuster le signal de résonance de ce dernier.

5.4 Augmentation du damping : les différents mécanismes mis en jeu

Nous avons à présent identifié l'origine des deux pics de résonance mesurés expérimentalement. Nous avons également validé l'utilisation du modèle 1D afin d'évaluer le paramètre d'amortissement α . Pour les deux modes, ce dernier est d'une valeur de 0.026 ± 0.001 , supérieur à la valeur connue dans le Permalloy. Afin d'estimer de manière plus précise ce sur-amortissement nous effectuons une mesure du paramètre α dans nos échantillons non-lithographiés.

5.4.1 Mesure du paramètre α dans nos échantillons non-lithographiés

Dans le but de connaitre la valeur exacte du coefficient d'amortissement dans nos jonctions, et particulièrement dans la couche de Py, nous avons effectué des mesures de résonance ferromagnétique sur des échantillons non-lithographiés par analyseur de réseau vectoriel (VNA-FMR en anglais) en collaboration avec Thibaut Devolder à l'IEF. Cette technique consiste, comme toutes techniques FMR, en la mesure de la susceptibilité complexe χ d'un matériau ferromagnétique. Cette dernière caractérisant la réponse de ce matériau à une excitation donnée, elle permet d'en extraire les paramètres intrinsèques, dont l'amortissement [161–165].

La figure 5.9 (a) montre la mesure de la susceptibilité en fonction de la fréquence et du champ magnétique appliqué. Deux signaux peuvent être identifiés : un premier correspondant à la résonance de la couche libre de Py, et un second, dont les fréquences de résonance sont plus faibles, correspondant à la résonance d'une des couches du SAF. Le signal émis par l'autre couche du SAF n'est pas assez intense pour être apparent ici. Dans la mesure où le paramètre nous intéressant est l'amortissement intrinsèque de la couche de Py, nous nous limiterons ici à l'étude du signal FMR de cette dernière.

L'évolution de la largeur à mi-hauteur de la susceptibilité en fonction de la fréquence peut être ajustée pour extraire le paramètre α . En effet, pour des modes de résonance uniformes de la couche



FIGURE 5.9: (a) Dépendance en champ et en fréquence de la partie réelle de la susceptibilité χ où sont identifié le signal de résonance de la couche de Permalloy ainsi que d'une couche du SAF. (b) Évolution de la largeur à mi-hauteur extraite de la partie réelle (rouge) et de la partie imaginaire (noir) du signal de résonance de la couche de Py.

de Py saturée le long du champ magnétique appliqué, la largeur à mi-hauteur ΔH du signal FMR dépend de ce dernier de la manière suivante [164, 166] :

$$\Delta H = \Delta H_0 + \frac{4\pi\alpha f}{\gamma} \tag{5.17}$$

Où ΔH_0 correspond à une mesure de la largeur à mi-hauteur à fréquence nulle. La figure 5.9 (b) montre l'évolution de ΔH extrait de la partie réelle et imaginaire de χ en fonction de la fréquence. Après ajustement par l'équation 5.17, nous pouvons extraire le coefficient α correspondant, qui est de 0.01 ± 0.0015 . Sans surprise, le coefficient d'amortissement mesuré dans nos couches de Permalloy est bien comparable à la valeur qui lui est usuellement attribuée dans des films en couche mince.

5.4.2 Les différents mécanismes mis en jeu

Revenons à présent aux deux modes observés initialement, le mode de translation de la paroi et le mode de bord. Après vérification nous avons pu déterminer que l'amortissement intrinsèque au sein de la couche de Permalloy est de 0.01. Nous savons donc que ces deux modes sont sur-amortis de plus d'un facteur 2, et allons dans cette section discuter des différents phénomènes qui peuvent être à l'œuvre pour justifier une telle augmentation du coefficient d'amortissement.

Il n'est pas rare, lors de l'étude d'objets magnétiques localisés et confinés, de leur extraire un coefficient d'amortissement associé supérieur à l'amortissement intrinsèque de leur couche hôte. Ceci a été reporté dans la littérature pour le cas de parois vortex [167], de modes de bord [161], et dans le

cas présent d'une paroi de domaine [140]. Ceci signifie qu'un autre mécanisme physique est alors mis en jeu pour permettre à l'aimantation de ces objets magnétiques de dissiper de l'énergie autrement qu'en se relaxant à travers l'amortissement intrinsèque de la couche dans laquelle il se trouve. On peut alors parler d'un amortissement extrinsèque. De cette manière, nous pouvons exprimer le paramètre α associé à ces objets comme un amortissement effectif tel que : $\alpha_{eff} = \alpha_{intrinseque} + \alpha_{extrinseque}$. Dans cette notation, le paramètre $\alpha_{intrinseque}$ est toujours égale au coefficient d'amortissement de la couche hôte.

Le premier mécanisme généralement évoqué pour expliquer une augmentation du coefficient d'amortissement est associé aux défauts de fabrication de l'échantillon, tels que des rugosités de surface ou des défauts sur les bords des échantillons [159]. Cependant, il a été montré récemment par des simulations micromagnétiques que l'amortissement extrinsèque due à ces défauts est compris entre 0.001 et 0.005, soit au mieux trois fois plus faible que ce que nous observons ici [161, 167, 168]. Même si ce mécanisme entre en jeu dans l'augmentation de l'amortissement, il ne permet pas de justifier à lui seul nos résultats.

Une autre source d'augmentation de l'amortissement, qui s'applique spécifiquement au cas d'une paroi de domaine, a été mise en avant par Ndjaka et al. [169]. Dans un système tri-couche, le champ dipolaire généré par une paroi de domaine se trouvant dans une couche 1 peut avoir différentes conséquences sur l'aimantation d'une couche 2. Si ces deux couches sont fortement couplées, à l'aide par exemple d'un couplage de type RKKY, le champ dipolaire de la paroi peut conduire à une duplication des domaines magnétiques [170, 171]. Dans ce cas, la configuration d'aimantation de la couche 1 est dupliquée quasi à l'identique dans la couche 2 par cette interaction dipolaire. Si les deux couches sont à présent faiblement couplées, le champ dipolaire de la paroi engendre seulement une légère perturbation de l'aimantation de la couche 2. Dans notre cas, la présence du SAF empêche la duplication de domaine. Nous nous attendons donc davantage à observer une perturbation de l'aimantation dans la couche de référence de nos échantillons. De plus, le fait que la paroi dans la couche libre soit couplée par champ dipolaire à cette perturbation dans la couche de référence peut engendrer une augmentation du coefficient d'amortissement associé à la paroi [169].

5.4.3 Simulations micromagnétiques : Couplage dipolaire entre la paroi et la couche de référence

Dans le but de confirmer et quantifier ce phénomène, nous avons effectué des simulations micromagnétiques. Nous avons pris en compte les trois couches magnétiques ainsi que les paramètres associés décrits dans le tableau 5.1. De plus nous avons également considéré le couplage RKKY entre les couches de CoFeB et CoFe. La taille de cellule choisie est de 4,4 nm x 4,4 nm x 1 nm.

La première observation pouvant être faite est présentée sur la figure 5.10 montrant les configurations des aimantations de la couche libre ainsi que de la couche de référence résultantes des simulations. Comme attendu, nous pouvons remarquer que l'aimantation de la couche de référence présente une perturbation localisée juste en dessous la paroi (figure 5.10 (b)). La présence de cette perturbation confirme le couplage dipolaire entre la paroi dans la couche libre et la couche de référence.



FIGURE 5.10: Résultats de simulations micromagnétiques montrant la composante x de l'aimantation de la couche libre de Py contenant la paroi (a) et de la couche de référence (b).

A présent, dans le but de quantifier ce couplage et d'étudier son impact sur l'amortissement de la paroi, nous analysons l'amortissement de cette dernière, noté α_{paroi} . Pour ce faire nous considérons comme configuration magnétique de départ celle de la figure 5.10. Nous appliquons un champ d'une amplitude de 20 Oe selon l'axe x afin de légèrement déplacer la paroi dans son puits de potentiel sans l'en faire sortir. Ce champ, qui permet de déséquilibrer la paroi, est ensuite retiré pour la laisser revenir à sa position d'équilibre. C'est dans cette phase de retour à l'équilibre que nous pourrons extraire son amortissement α_{paroi} . Le retour à l'équilibre de la paroi est similaire à un ressort oscillant s'arrêtant sous l'effet des forces de frottement. En suivant cette analogie la constante de raideur du ressort correspond ici au puits de potentiel de la paroi. De cette manière, en utilisant les équations du modèle 1D (éq. 5.3), adaptées au cas présent c'est à dire sans les termes de transfert de spin, il est relativement simple d'obtenir une équation du type $\ddot{q} + 2\tau\omega_0\dot{q} + \omega_0^2q = 0$. La solution de cette dernière est la suivante :

$$q(t) = A_0 e^{\frac{-\nu}{\tau}} \cos(\omega_0 + \phi) \tag{5.18}$$

Où A_0 décrit l'amplitude initiale des oscillations de la paroi, ω_0 sa pulsation propre et ϕ un terme de déphasage. Le taux d'amortissement de la paroi s'exprime de la manière suivante : $\tau = \frac{2}{\gamma H_k \alpha_{paroi}}$. La figure 5.11 montre un cas typique d'oscillations amorties de l'aimantation correspondant au retour à l'équilibre de la paroi. L'ajustement de ces dernières avec l'équation 5.18 nous permet d'extraire le coefficient d'amortissement de la paroi α_{paroi} . Comme mentionné précédemment, ce dernier peut être exprimé comme la somme d'un amortissement intrinsèque et extrinsèque. La composante intrinsèque est ici égale à 0.01, le paramètre d'amortissement utilisé pour simuler la couche libre. Le terme qui nous intéresse est la composante extrinsèque, c'est à dire le sur-amortissement de la paroi causé par le couplage dipolaire entre cette dernière et la couche de référence.



FIGURE 5.11: Evolution de la moyenne de la composante x de l'aimantation de la couche libre en fonction du temps correspondant aux oscillations amorties de la paroi. En rouge : ajustement par l'équation 5.18.

Afin d'étudier l'impact de ce couplage sur l'amortissement extrinsèque, nous extrayons le paramètre α_{paroi} en faisant varier le coefficient d'amortissement de la couche de référence, noté α_{ref} , entre 0 et 0.5. De la même manière, nous répétons cette opération pour différentes valeurs de l'aimantation à saturation de la couche de référence : $M_S^{REF} = 0.82$, 1.03 et 1.2 MA/m, ainsi que pour 2 valeurs du couplage RKKY : -1.10^{-4} et $-3.10^{-4}J/m^2$. La figure 5.12 montre l'évolution de α_{paroi} en fonction de α_{ref} pour les différentes valeurs de M_S^{REF} et de couplage RKKY.



FIGURE 5.12: Evolution de α_{paroi} (axe vertical gauche) en fonction α_{ref} pour trois valeurs différentes de l'aimantation à saturation M_S^{REF} de la couche de référence et pour deux valeurs du couplage RKKY. L'axe vertical de droite représente l'évolution de l'amortissement extrinsèque $\alpha_{extrinseque}$.

Nous pouvons observer, et ce quel que soit la valeur choisie pour l'aimantation à saturation de la couche de référence ou pour le couplage RKKY, que α_{paroi} (i.e. $\alpha_{extrinseque}$) augmente avec α_{ref} . Ce comportement confirme bel et bien le couplage entre la paroi et la couche de référence. Nous pouvons également remarquer que le choix d'un fort M_S^{REF} augmente le couplage de la paroi avec la couche

de référence. A l'inverse, un fort couplage RKKY va tendre à rigidifier l'aimantation de la couche de CoFeB, et par conséquent diminuer le couplage dipolaire de la paroi. Les paramètres expérimentaux sont représentés par une étoile orange sur la figure 5.12 (correspondant à $\alpha_{ref} = 0.01, M_S^{REF} = 1.2$ MA/m et $\sigma_{RKKY} = -1.10^{-4} J/m^2$). En considérant ces derniers nous remarquons que l'amortissement α_{paroi} associé est de 0.0115. Ce résultat correspond à un amortissement extrinsèque de 0.0015, soit un ordre de grandeur plus faible que ce que nous avons observé expérimentalement. Nous pouvons toutefois noter, en se basant sur ces simulations, qu'il nous faudrait un coefficient d'amortissement de l'ordre de 0.4 pour la couche de référence pour obtenir $\alpha_{paroi} \approx 0.026$. Cette valeur du paramètre α est extrêmement élevée par rapport aux valeurs usuelles d'amortissement magnétique.

5.5 Discussion

Nous avons démontré au cours de ce chapitre qu'en combinant l'expérience de spin diode avec une jonction tunnel magnétique nous pouvions extraire les paramètres liés à la résonance et en tirer des informations sur les propriétés dynamiques des objets magnétiques sondés. Nous avons pu identifier deux modes de résonance : le mode de translation de la paroi ainsi que le mode de bord. En utilisant le modèle 1D de dynamique de paroi nous avons pu ajuster ces pics de résonance pour extraire le paramètre d'amortissement associé à ces deux modes. Sur l'échantillon de données présenté au cours du chapitre, le paramètre α est de 0.026 \pm 0.001. Le coefficient d'amortissement de la couche libre de Permalloy dans nos échantillons a été mesuré à 0.01. Nous avons pu en déduire que les oscillations de l'aimantation responsables de ces deux modes sont sur-amorties de plus d'un facteur 2. D'une manière générale, sur l'ensemble des 5 échantillons mesurés, nous avons systématiquement observé ces deux modes de résonance. Pour chacun de ces modes, l'amortissement associé est compris dans un intervalle allant de 0.019 à 0.028, soit toujours très supérieur à 0.01.

Dans le but d'expliquer ce sur-amortissement, nous avons analysé les différents mécanismes potentiellement responsables. Parmi ces derniers nous avons vu que l'amortissement extrinsèque $\alpha_{extrinseque}$ associé aux défauts de fabrication était au maximum de l'ordre de 0.005 [167]. De la même façon il est de l'ordre de 0.0015 en ce qui concerne le couplage dipolaire entre la paroi et la couche de référence. Dans les deux cas, l'augmentation de l'amortissement est toujours trop faible pour expliquer nos résultats expérimentaux, y compris si nous considérons les deux effets ensembles.

Les travaux reportés dans la littérature relatant d'un sur-amortissement tel qu'il a été présenté ici introduisent l'effet de spin pumping intralayer [161, 167]. Cet effet, non discuté jusqu'à présent et pouvant intervenir pour expliquer le sur-amortissement observé, fait l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 6

Effet de spin pumping intralayer

Lors du chapitre 5, nous avons entamé une discussion sur les mécanismes pouvant expliquer le suramortissement mesuré lors de la résonance d'une paroi de domaine et d'un mode de bord. Nous avons démontré que cette augmentation de l'amortissement ne pouvait être dû ni aux défauts ni au couplage dipolaire entre la paroi et la couche de référence. Dans la littérature, l'effet de spin pumping intralayer (ou pompage de spin intra-couche) a plusieurs fois été mis en avant pour justifier un sur-amortissement mesuré dans le cas d'une paroi de domaine [167] et de modes de bord [161]. De plus, dans ces travaux, la prise en compte de cet effet dans des simulations micromagnétiques permet d'expliquer les suramortissements mesurés. Afin d'établir un lien potentiel entre l'effet de spin pumping intralayer et nos mesures de sur-amortissement, nous allons dans un premier temps définir le mécanisme associé à cet effet. Puis, en s'appuyant sur un calcul numérique ainsi que des simulations micromagnétiques, nous évaluerons son importance dans nos échantillons.

6.1 Description de l'effet

Cet effet de spin pumping intralayer est initialement engendré par le processus de spin pumping (ou pompage de spin). Comme nous allons le voir, ce processus peut être observé dans différentes structures magnétiques. En effet, sa première observation a été réalisée en 1979 par R.H. Silsbee *et al.* à l'interface entre un métal ferromagnétique et un métal non magnétique [172]. Afin d'introduire le mécanisme mis en jeu d'une manière générale, et de le relier au paramètre d'amortissement α , nous allons d'abord décrire cet effet à l'interface entre deux couches, aussi appelé effet de spin pumping inter-layer (plus largement connu et étudié), avant d'aborder l'effet de spin pumping intralayer.

6.1.1 L'effet de spin pumping inter-layer

Des études ont montré que l'amortissement magnétique associé à une couche ferromagnétique (FM) est augmenté lorsqu'une couche métallique non magnétique (NM) est juxtaposée à cette dernière [172– 174]. En effet, le paramètre α mesuré par résonance ferromagnétique pour une unique couche de Co (FM) [175] est inférieur à celui mesuré sur les systèmes bicouches Cu (NM)/Co [176] et Pt (NM)/Co [177]. L'interface FM / NM ainsi créée en superposant les 2 couches semble donc jouer un rôle dans le mécanisme d'augmentation de l'amortissement qui est mesuré. Afin de comprendre ce dernier, la figure 6.1 illustre un système bicouche FM / NM. L'aimantation de la couche FM est représentée par le vecteur \vec{m} (flèche noire) dans le régime précessionnel de résonance sous l'influence du champ appliqué H_{app} (flèche rouge). Dans le cas d'une précession uniforme de l'aimantation, il a été montré qu'une accumulation de spin se créée sur les surfaces délimitant la couche FM [172–174]. Cette accumulation est représentée à l'interface FM / NM sur la figure 6.1 par la zone orangée. La présence de la couche NM permet alors une diffusion des spin des électrons de conduction accumulés sous la forme d'un courant noté J_s , dont la polarisation en spin est parallèle au champ appliqué H_{app} . Autrement dit, la précession de l'aimantation agit comme une source de spin qui transfère une partie du moment angulaire de la couche FM vers la couche NM. Ce transfert de moment angulaire est alors équivalent à un courant de spin pur (J_s) se propageant dans la couche NM, représenté par des flèches oranges en figure 6.1.



FIGURE 6.1: Schéma illustrant le principe de spin pumping dans un système bicouche composé d'une couche ferromagnétique (FM) et d'une couche métallique non magnétique (NM). La flèche noire représente l'aimantation m de la couche FM en précession sous l'influence du champ appliqué H_{app} (flèche rouge). L'accumulation de spin ainsi créée est représentée par la zone orange de la couche FM. La courant de spin J_s diffusant entre des couches FM vers NM, dont la polarisation en spin est parallèle au champ appliqué H_{app} , est symbolisé par des flèches oranges.

L'augmentation du paramètre d'amortissement qui peut être mesurée dans ce type de dispositif bicouche est reliée à ce courant J_s . En effet, ce dernier permet aux électrons de conduction de transférer un excès de moment angulaire vers la couche NM. Ainsi, il est équivalent à un canal de relaxation de spin à travers lequel une partie de l'énergie précessionnelle peut être dissipée. Nous pouvons alors exprimer le bilan de dissipation d'énergie par un amortissement effectif α_{eff} tel que nous l'avons introduit au cours du chapitre précédent ($\alpha_{eff} = \alpha_{intrinseque} + \alpha_{extrinseque}$). Une partie de l'énergie est dissipée via l'amortissement intrinsèque du matériaux de la couche FM ($\alpha_{intrinseque}$). Puis, une seconde partie est dissipée via la canal de relaxation de spin J_s ($\alpha_{extrinseque}$). En considérant la couche FM seule, la contribution extrinsèque est alors nulle, expliquant les différentes valeurs du paramètre α mesurées entre des systèmes monocouche et bicouche [175–177].

Depuis son observation, ce phénomène a largement été étudié dans la littérature de manière expérimen-tale [172, 174] et théorique [173, 178]. De plus, il a par la suite donné lieu, en choisissant un matériau à fort couplage spin-orbit pour la couche NM, à l'observation des effets Hall de spin [179] et Hall de spin inverse [180] (spin hall et inverse spin hall effects en anglais). Bien que nous ne développerons pas davantage ces effets dans le cadre de cette thèse, nous pouvons mentionner que l'effet hall de spin peut être utilisé afin de générer un couple sur l'aimantation de la couche FM via le courant de spin J_s , donnant lieu à de nouveaux dispositifs spintroniques [181]. D'autre part, l'effet hall de spin inverse permet d'évaluer l'amortissement extrinsèque engendré par l'effet de spin pumping [182–184]. Nous pouvons à ce titre mentionner les travaux de J. Gomez *et al.*, dans lesquels ce paramètre a été mesuré pour un système bicouche Py / Ru en fonction de l'épaisseur de la couche de Py [182]. Malgré le plus grand nombre de couches magnétiques dans nos échantillons, la couche libre est composée de Py et est accolée à une couche de 10 nm de Ru (cf. figure 4.1 du chapitre 4). La structure étudiée par J. Gomez et al. est donc similaire à l'environnement de la couche libre de nos échantillons. Le sur-amortissement mesuré dans ces derniers pourrait donc éventuellement être causé par cet effet de spin pumping à l'interface Py / Ru. Cependant, s'il avait été observable dans nos échantillons, il aurait été révélé lors des mesures VNA-FMR du paramètre α présentées au cours du chapitre 5 (section 5.4.1).

6.1.2 L'effet de spin pumping intralayer

Passons à présent à l'effet de spin pumping intralayer. Cet effet est similaire à celui présenté dans la section précédente, à la différence que tout son processus se déroule au sein d'une unique couche ferromagnétique. A présent, nous ne considérons donc plus une résonance ferromagnétique uniforme de la couche FM mais une résonance ferromagnétique spatialement localisée dans cette dernière. A titre d'exemple, nous pouvons nous appuyer sur les modes de paroi et de bord décrits au cours du chapitre 5. En raison de la dynamique d'aimantation inhomogène dans toute la couche, une accumulation de spin se créée aux abords des zones de résonance (i.e. paroi et bord de l'échantillon). Comme pour l'effet à l'interface, cette accumulation donne lieu à un courant de diffusion de spin J_s . Ce dernier permet une dissipation d'énergie par transfert de moment angulaire. La figure 6.2 illustre ce processus dans le cas d'une paroi de type head-to-head dans la couche libre de Py de nos échantillons. Les flèches blanches représentent la direction d'aimantation au niveau de la paroi. Pour cette figure, nous considérons la paroi comme étant dans le régime de résonance de translation. A ce titre, la flèche rouge illustre les oscillations d'amplitude A_{osc} de la position X_{DW} de la paroi dans la couche libre (axes noirs). La flèche bleue correspond à la largeur de 100 nm de la paroi. La zone d'accumulation de spin résultant du caractère localisé des vibrations de la paroi est ici représentée en orange. Les flèches oranges correspondent au courant de spin J_s se propageant dans le plan de la couche de Py.



FIGURE 6.2: Schéma illustrant le principe de pompage de spin intra-couche (spin pumping intralayer) dans le cas du mode de translation d'une paroi de domaine dans la couche libre de Py de nos échantillons. Les flèches blanches représentent l'aimantation d'une paroi de type head-to-head. La flèche rouge correspond aux oscillations d'amplitude A_{osc} de la position X_{DW} (axes noirs) de la paroi en régime résonant. La flèche bleue représente la largeur δ_{DW} de 100 nm de la paroi. Les flèches oranges illustrent le courant de spin de diffusion J_s .

Comme précisé en introduction, la prise en compte de ce phénomène dans des simulations micromagnétiques a permis de justifier les sur-amortissements mesurés dans les cas d'une paroi et de modes de bord [161, 167]. Dans leurs travaux, H. T. Nembach *et al.* donnent une expression du sur-amortissement $\alpha_{extrinseque}$ causé par cet effet de diffusion latérale de spin [161]. Afin de retrouver cette dernière et comprendre son origine, nous pouvons partir de la définition du couple total d'amortissement Γ_{α} donnée par H. T. Nembach *et al.* [161] et adaptée à nos notations :

$$\overrightarrow{\Gamma_{\alpha}} = \frac{-\alpha_{int}M_s}{\gamma} \left(\overrightarrow{m} \times \frac{\partial \overrightarrow{m}}{\partial t}\right) + \sigma_T \left(\overrightarrow{m} \times \nabla^2 \frac{\partial \overrightarrow{m}}{\partial t}\right) = \overrightarrow{\Gamma_{\alpha}^{int}} + \overrightarrow{\Gamma_{\alpha}^{ext}}$$
(6.1)

Où $\sigma_T = \frac{g\mu_B\hbar G_0}{4e^2M_S}$ est une constante dépendante du matériau considéré que nous définirons plus en détails au cours de la section suivante. γ et M_s sont respectivement le rapport gyromagnétique et l'aimantation à saturation. Le premier terme de la partie centrale de l'équation 6.1 est associé à l'amortissement intrinsèque (α_{int}) et est noté $\overrightarrow{\Gamma_{\alpha}^{int}}$. Le second terme est associé à l'amortissement extrinsèque (α_{ext}), et est noté $\overrightarrow{\Gamma_{\alpha}^{ext}}$. Le laplacien de la dérivée temporelle de l'aimantation permet ici de définir mathématiquement l'inhomogénéité spatiale de la dynamique d'aimantation [178, 185, 186]. Dans le but d'obtenir une expression pour $\alpha_{extrinseque}$, nous pouvons considérer une approche énergétique. En effet, d'une manière générale, la différentielle d'énergie associée à l'action d'un couple $\overrightarrow{\Gamma}$ peut s'écrire comme : $dE = \overrightarrow{d\omega} \cdot \overrightarrow{\Gamma}$, où $\overrightarrow{d\omega}$ correspond à l'axe de rotation autour duquel le couple agit. Ce principe est illustré dans le cas de la précession d'une aimantation \overrightarrow{m} sur la figure 6.3. En considérant l'action du couple créé par l'application d'un champ magnétique, l'aimantation \overrightarrow{m} va entrer en précession autour de $\overrightarrow{d\omega}$. L'élément \overrightarrow{dm} , qui indique la direction de précession, est relié à $\overrightarrow{d\omega}$ par : $\overrightarrow{dm} = \overrightarrow{d\omega} \times \overrightarrow{m}$.



FIGURE 6.3: Schéma illustrant la précession d'une aimantation m (flèche noire) autour de l'axe $d\omega$ (flèche verte) associé à l'action d'un couple Γ . La flèche bleue représente la direction dm de précession.

En considérant cette approche, nous pouvons ainsi calculer la différentielle d'énergie dE_{α} associée au couple $\overrightarrow{\Gamma_{\alpha}}$ (eq. 6.1). Nous avons précisé que ce dernier possède deux composantes $\overrightarrow{\Gamma_{\alpha}^{int}}$ et $\overrightarrow{\Gamma_{\alpha}^{ext}}$. Nous allons donc de la même manière décomposer dE_{α} en deux termes : dE_{α}^{int} et dE_{α}^{ext} . Ainsi nous avons respectivement :

$$\begin{cases} dE_{\alpha}^{int} = \overrightarrow{d\omega} \cdot \overrightarrow{\Gamma_{\alpha}^{int}} \\ dE_{\alpha}^{ext} = \overrightarrow{d\omega} \cdot \overrightarrow{\Gamma_{\alpha}^{ext}} \end{cases}$$
(6.2)

En développant les expressions de $\overrightarrow{\Gamma_{\alpha}^{int}}$ et $\overrightarrow{\Gamma_{\alpha}^{ext}}$ d'après l'équation 6.1 nous obtenons :

$$\begin{cases} dE_{\alpha}^{int} = \frac{-\alpha_{int}.M_s}{\gamma}.\overrightarrow{d\omega} \cdot \left(\overrightarrow{m} \times \frac{\partial \overrightarrow{m}}{\partial t}\right) \\ dE_{\alpha}^{ext} = \sigma_T.\overrightarrow{d\omega} \cdot \left(\overrightarrow{m} \times \nabla^2 \frac{\partial \overrightarrow{m}}{\partial t}\right) \end{cases}$$
(6.3)

En utilisant à présent les identités vectorielles afin de réécrire les produits mixtes $\overrightarrow{d\omega} \cdot \left(\overrightarrow{m} \times \frac{\partial \overrightarrow{m}}{\partial t}\right)$ et $\overrightarrow{d\omega} \cdot \left(\overrightarrow{m} \times \nabla^2 \frac{\partial \overrightarrow{m}}{\partial t}\right)$, le système d'équation 6.3 devient :

$$\begin{cases} dE_{\alpha}^{int} = \frac{-\alpha_{int}.M_s}{\gamma} \cdot \frac{\partial \overrightarrow{m}}{\partial t} \cdot \left(\overrightarrow{d\omega} \times \overrightarrow{m} \right) \\ dE_{\alpha}^{ext} = \sigma_T \cdot \nabla^2 \frac{\partial \overrightarrow{m}}{\partial t} \cdot \left(\overrightarrow{d\omega} \times \overrightarrow{m} \right) \end{cases}$$
(6.4)

Où la relation $\overrightarrow{dm} = \overrightarrow{d\omega} \times \overrightarrow{m}$ nous permet de réécrire le système 6.4 tel que :

$$\begin{cases} dE_{\alpha}^{int} = \frac{-\alpha_{int}.M_s}{\gamma} \cdot \frac{\partial \vec{m}}{\partial t} \cdot \vec{dm} \\ dE_{\alpha}^{ext} = \sigma_T \cdot \nabla^2 \frac{\partial \vec{m}}{\partial t} \cdot \vec{dm} \end{cases}$$
(6.5)

En réécrivant le vecteur \overrightarrow{dm} comme $\overrightarrow{dm} = \frac{\partial \overrightarrow{m}}{\partial t} dt$ nous obtenons :

$$\begin{cases} \frac{dE_{\alpha}^{int}}{dt} = \frac{-\alpha_{int}.M_s}{\gamma} \cdot \left\| \frac{\partial \overrightarrow{m}}{\partial t} \right\|^2 \\ \frac{dE_{\alpha}^{ext}}{dt} = \sigma_T \cdot \frac{\partial \overrightarrow{m}}{\partial t} \cdot \nabla^2 \frac{\partial \overrightarrow{m}}{\partial t} \end{cases}$$
(6.6)

Les expressions obtenues correspondent respectivement à la dissipation d'énergie en fonction du temps causée par l'amortissement intrinsèque, et par l'amortissement extrinsèque ici engendré par l'effet de spin pumping intralayer. Ces expressions sont vraies pour un moment magnétique localisé \vec{m} . Afin de les considérer sur une configuration magnétique plus complète, telle que celle de la couche libre de nos échantillons, nous pouvons intégrer les équations du système 6.6 telles que :

$$\frac{dE_{\alpha}^{int}}{dt} = \frac{-\alpha_{int}.M_s}{\gamma}.\int_S \left\|\frac{\partial \overrightarrow{m}(\overrightarrow{x})}{\partial t}\right\|^2 dx^2$$
(6.7)

$$\frac{dE_{\alpha}^{ext}}{dt} = \sigma_T \cdot \int_S \frac{\partial \overrightarrow{m}(\overrightarrow{x})}{\partial t} \cdot \nabla^2 \left(\frac{\partial \overrightarrow{m}(\overrightarrow{x})}{\partial t}\right) dx^2$$
(6.8)

Où S représente la surface d'intégration. La variable d'intégration \vec{x} correspond aux 2 dimensions de l'espace définissant la surface intégrée. A présent, nous pouvons exprimer la dissipation d'énergie totale en fonction du temps $\frac{dE_{\alpha}}{dt}$. Cette dernière peut s'exprimer de deux manières, d'une part, par la somme de $\frac{dE_{\alpha}^{int}}{dt}$ et $\frac{dE_{\alpha}^{ext}}{dt}$ que nous venons de décrire (équations 6.7 et 6.8). D'autre part, en faisant une analogie avec l'équation 6.7 qui détermine l'énergie dissipée pour un amortissement α_{int} donné. Ainsi en remplaçant ce dernier par l'amortissement total $\alpha_{int} + \alpha_{ext}$, nous pouvons écrire :

$$\frac{dE_{\alpha}}{dt} = \frac{dE_{\alpha}^{int}}{dt} + \frac{dE_{\alpha}^{ext}}{dt} = \frac{-(\alpha_{int} + \alpha_{ext})M_s}{\gamma} \int_S \left\|\frac{\partial \overrightarrow{m}(\overrightarrow{x})}{\partial t}\right\|^2 dx^2$$
(6.9)

En développant l'égalité de droite à l'aide des équations 6.7 et 6.8, le premier terme définissant $\frac{dE_{\alpha}^{int}}{dt}$ se simplifie avec α_{int} et nous permet d'écrire :

$$\sigma_T \cdot \int_S \frac{\partial \overrightarrow{m}(\overrightarrow{x})}{\partial t} \cdot \nabla^2 \left(\frac{\partial \overrightarrow{m}(\overrightarrow{x})}{\partial t}\right) dx^2 = \frac{-\alpha_{ext} M_s}{\gamma} \int_S \left\|\frac{\partial \overrightarrow{m}(\overrightarrow{x})}{\partial t}\right\|^2 dx^2 \tag{6.10}$$

Nous pouvons ainsi extraire l'expression du sur-amortissement α_{ext} due à l'effet de spin pumping intralayer :

$$\alpha_{ext} = \frac{-\sigma_T \cdot \gamma}{M_s} \cdot \frac{\int_S \frac{\partial \overrightarrow{m}(\overrightarrow{x})}{\partial t} \cdot \nabla^2 \left(\frac{\partial \overrightarrow{m}(\overrightarrow{x})}{\partial t}\right) dx^2}{\int_S \left\|\frac{\partial \overrightarrow{m}(\overrightarrow{x})}{\partial t}\right\|^2 dx^2}$$
(6.11)

6.2 Etude dans le cas d'une paroi de domaine

Nous connaissons à présent l'expression du sur-amortissement α_{ext} engendré par l'effet de spin pumping intralayer. Nous pouvons ainsi l'appliquer pour calculer ce paramètre dans le cas particulier du régime de translation de la paroi, et du mode de bord, observés dans nos couches de Py (cf. chapitre 5). Ceci nous permettra de déterminer si l'effet de spin pumping intralayer est à l'origine du sur-amortissement mesuré. Au cours de cette section, nous nous appuierons sur le cas du mode de résonance de la paroi afin d'illustrer les différentes étapes suivies pour le calcul de α_{ext} selon l'équation 6.11.

Nous avons préalablement défini le paramètre σ_T de l'équation 6.11 comme $\frac{g\mu_B\hbar G_0}{4e^2M_S}$. Afin de prendre en compte les paramètres expérimentaux définissant la couche de Py de nos échantillons, nous considérons une valeur M_s de 0.47 MA/m, et une valeur de la conductivité $G_0 = (5\mu\Omega cm)^{-1}$ [185]. Nous avons également besoin de connaitre l'évolution $\frac{\partial \vec{m}(\vec{x})}{\partial t}$ de l'aimantation dans le régime particulier de translation de la paroi. Afin d'y parvenir, nous avons effectué des simulations micromagnétiques similaires à celles présentées au cours de la section 5.3.4 du chapitre 5. Nous considérons uniquement la couche libre de Py (5nm), dont la forme est celle des échantillons de forme II. La paroi est préalablement créée puis piégée à l'extrémité gauche de la piste (cf. position 2 présentée en chapitre 4). L'injection d'un courant RF d'une fréquence de 1.7 GHz et d'une amplitude de 10^{10} A/m^2 permet par la suite de simuler le mode de translation de la paroi. Grâce au logiciel OOMMF, nous sommes en mesure d'extraire la configuration magnétique à des intervalles de temps espacés de 0.03 ns pendant une période d'oscillation de la paroi, qui est de 0.6 ns. Ceci nous permet d'obtenir l'évolution de $\overrightarrow{m}(\overrightarrow{x})$ en fonction du temps pour une période de la paroi. Afin de calculer le terme $\frac{\partial \vec{m}(\vec{x})}{\partial t}$, les configurations magnétiques extraites à chaque pas de temps sont soustraites à la configuration magnétique d'équilibre initiale (correspondant à t=0 ns). En faisant cela, nous conservons uniquement la composante dynamique de l'aimantation. La figure 6.4 (a) montre le maximum de cette dernière, en unité arbitraire, pris sur une période de la paroi. Les axes X et Y représentent le système de coordonnées de l'échantillon simulé. Le gradient de couleur du violet au rouge indique de manière croissante l'importance de la composante dynamique de l'aimantation. Nous pouvons ainsi constater que cette dernière est localisée au niveau et autour de la paroi (piégée en position 2), décrivant son mouvement de translation.



FIGURE 6.4: (a) Représentation du maximum de la norme de la composante dynamique de l'aimantation $\frac{\partial \vec{m}(\vec{x})}{\partial t}$ issue de la simulation micromagnétique du mode de translation de la paroi pour une densité de courant de 10¹⁰ A/m^2 . Les axes X et Y représentent les axes de coordonnées associés à l'échantillon simulé de forme II. (b) Illustration des 4 surfaces d'intégrations S_1 (0.08 μm^2), S_2 (0.04 μm^2), S_3 (0.02 μm^2) et S_4 (0.003 μm^2) choisies pour calculer le paramètre α_{ext} selon l'équation 6.11.

A l'aide du logiciel MATLAB, nous pouvons par la suite calculer le terme $\nabla^2 \left(\frac{\partial \vec{m}(\vec{x})}{\partial t}\right)$ en appliquant l'opérateur laplacien (en coordonnées cartésiennes) au champ de vecteur $\frac{\partial \vec{m}(\vec{x})}{\partial t}$ issu des simulations micromagnétiques. Cette opération nous permet d'obtenir tous les termes de l'équation 6.11 nécessaires au calcul de α_{ext} . Le dernier paramètre à prendre en compte est la surface d'intégration S. Afin d'estimer correctement le sur-amortissement associé à un mode de résonance localisé, cette surface doit comprendre les régions de dynamique d'aimantation associées à ce dernier [161]. Dans le but d'évaluer la dépendance du sur-amortissement avec cette surface, nous avons effectué le calcul de α_{ext} pour 4 surfaces d'intégration différentes. Ces dernières, notées S_1, S_2, S_3 et S_4 et correspondant respectivement à des surfaces de 0.08, 0.04, 0.02 et 0.003 μm^2 , sont représentées en figure 6.4 (b). La figure 6.5 montre l'évolution des valeurs obtenues pour α_{ext} en fonction de la surface d'intégration S. De plus, les simulations micromagnétiques effectuées dans le but d'obtenir $\frac{\partial \vec{m}(\vec{x})}{\partial t}$ ont été réalisées pour 3 tailles de cellule élémentaire différentes. Ces dernières, décrit par L x L x 5 nm^3 (où 5 nm est l'épaisseur de la couche), sont représentées par la longueur L sur la figure 6.5 : 6.6 nm (ligne noire), 4.4 nm (ligne rouge) et 2.2 (ligne bleue).



FIGURE 6.5: Évolution du paramètre α_{ext} défini par l'équation 6.11 calculé pour une densité de courant de 10¹⁰ A/m^2 en fonction de la surface d'intégration S. Trois tailles de cellule élémentaire, décrite par L x L x 5 nm^3 , ont été choisis pour les simulations micromagnétiques à l'origine du calcul : L = 6.6 (ligne noire), 4.4 (ligne rouge) et 2.2 nm (ligne bleue).

En analysant le figure 6.5, nous pouvons dans un premier temps constater que la taille de cellule choisie pour les simulations n'a qu'un impact très faible sur les valeurs de α_{ext} ainsi que sur la tendance observée dans son évolution avec S. Nous observons systématiquement l'augmentation du paramètre α_{ext} lorsque la surface d'intégration diminue. Cette divergence de l'amortissement extrinsèque peut s'interpréter par le fait que pour la surface d'intégration la plus petite ($S_4 = 0.003 \ \mu m^2$), l'ensemble du mode de résonance de translation de la paroi n'est pas pris en compte. Cet argument se justifie visuellement en figure 6.4(b), où l'on peut constater que la surface S_4 ne comprend qu'une faible proportion de la composante dynamique de l'aimantation. Ainsi, les valeurs obtenues pour le paramètre α_{ext} sont comprises dans l'intervalle [2, 9].10⁻⁴, mais convergent vers une valeur d'environ 3.10⁻⁴ lorsque l'ensemble du mode de résonance est pris en compte. En comparaison au sur-amortissement mesuré expérimentalement dans le cas de la paroi, ces valeurs sont donc inférieures de presque deux ordres de grandeur. De plus, en reproduisant ces simulations pour une densité de courant plus importante de 8.10¹⁰ A/m^2 , nous n'avons observé aucunes différences avec les résultats de la figure 6.5. En suivant exactement la même procédure que celle décrite ci-dessus, nous avons également calculé le paramètre α_{ext} dans le cas du mode de bord. Pour une taille de cellule de 2.2 nm et pour une surface d'intégration permettant de prendre en compte l'ensemble de ce mode, le résultat obtenu converge vers une valeur de 4.10^{-4} , soit toujours très inférieur aux mesures expérimentales.

Ainsi, en se basant sur ces résultats, l'effet de spin pumping intralayer ne permet donc pas d'expliquer les résultats expérimentaux présentés au cours du chapitre 5. Les sur-amortissements calculés dans le cas du mode de translation de la paroi et du mode de bord sont en effet beaucoup trop faibles en comparaison aux résultats expérimentaux. Les travaux récents de J. V. Kim *et al.* montrent, à l'aide de calculs analytiques, que l'augmentation de l'amortissement due à l'effet de spin pumping intralayer pour une paroi est très faible [187]. Ces derniers confirment donc les résultats présentés au cours de cette section. Avant de passer aux conclusions de cette étude, nous allons à présent étudier cet effet dans le cas d'un vortex magnétique.

6.3 Etude dans la cas d'un vortex magnétique

Dans le cas d'un vortex magnétique, il a été prédit par S. Zhang *et al.* que le sur-amortissement lié à l'effet de spin pumping intralayer est supérieur à celui observé dans le cas d'une paroi de domaine [185]. En se basant sur l'équation 6.11, cette différence s'explique par le terme $\nabla^2 \left(\frac{\partial \vec{m}(\vec{x})}{\partial t}\right)$. En effet, l'aimantation au niveau du cœur du vortex varie très fortement sur une échelle inférieure à 10 nm [185]. Ainsi, le terme en laplacien sera plus important dans le cas d'un vortex que dans celui d'une paroi de domaine [185]. De plus, le paramètre α_{ext} a été estimé, par simulations micromagnétiques, à environ 0.012 dans le cas d'une paroi vortex [167]. Dans cette section, nous allons donc appliquer la même méthode de calcul que celle présentée précédemment afin d'estimer ce paramètre pour un vortex dans nos échantillons.

Pour ce faire, nous considérons dans les simulations micromagnétiques la forme II des échantillons. Toutefois, les dimensions latérales de cette dernière sont multipliées par un facteur 2.3 afin de pouvoir y stabiliser un vortex. Pour la même raison l'épaisseur considérée pour la couche de Py est ici de 50 nm. La figure 6.6 (a) montre la configuration magnétique de la couche libre, issue des simulations micromagnétiques, dans laquelle un vortex est piégée au centre de la piste, dans le pied droit des échantillons (position 1). La figure 6.6 (b), analogue de la figure 6.4 pour le cas du vortex, illustre le maximum de la norme de la composante dynamique de l'aimantation $\frac{\partial \vec{m}(\vec{x})}{\partial t}$ issue des simulations de résonance d'un vortex piégé en position 1. La résonance de ce dernier est engendrée par un courant RF de 0.23 GHz et d'une amplitude de $8.10^{10} A/m^2$.

En analysant la figure 6.6 (a), nous pouvons d'abord observer que le mode de résonance du vortex au centre de la piste est couplé à un second vortex, crée sur le bord gauche, lors de l'injection du courant. Pour le calcul du paramètre α_{ext} , nous considérons uniquement la composante dynamique de celui au centre de la piste. Pour ce faire, nous intégrons l'expression 6.11 sur les différentes surfaces notées S_i représentées par les cadres blancs en figure 6.6 (b). Ces dernières, toutes centrées sur le cœur du vortex au centre de la piste, sont définies dans l'ordre décroissant par les surfaces suivantes : 0.125, 0.05, 0.01, 0.003 et 0.001 μm^2 , où la surface de 0.001 μm^2 , non illustrée en figure 6.6 (b), ne comprend qu'une faible proportion du cœur du vortex. La figure 6.7 montre l'évolution du paramètre α_{ext} calculé pour le vortex en fonction de la surface d'intégration (ligne noire). Pour une taille de cellule similaire, la ligne rouge illustre en comparaison le même résultat pour le cas d'une paroi (issu de la figure 6.5). L'analyse de la figure 6.7 nous révèle que les valeurs du paramètre α_{ext} , calculées pour une taille de cellule similaire, sont plus importantes dans le cas du vortex que dans celui de la paroi. De plus, de façon similaire au cas de la paroi, nous observons pour le vortex l'augmentation du sur-amortissement α_{ext} lorsque la surface d'intégration diminue. Toutefois, cette divergence de



FIGURE 6.6: (a) Résultat de simulations micromagnétiques illustrant la configuration magnétique de la couche libre en présence d'un vortex piégée dans la pied droit (position 1). (b) Représentation du maximum de la norme de la composante dynamique de l'aimantation $\frac{\partial \vec{m}(\vec{x})}{\partial t}$ issue de la simulation micromagnétique du mode de translation d'un vortex piégé en position 1. Les axes X et Y représentent les axes de coordonnées associés à l'échantillon simulé de forme II. (c) Illustration des surfaces d'intégrations notées S_i et définis dans l'ordre décroissant par :0.125, 0.05, 0.01, 0.003 et 0.001 μm^2 , choisies pour calculer le paramètre α_{ext} selon l'équation 6.11. En raison de sa petite taille la surface de 0.001 μm^2 n'est pas illustrée, elle comprend uniquement le cœur du vortex magnétique.

l'amortissement extrinsèque est beaucoup plus importante dans le cas du vortex. Cependant, malgré la forte augmentation du paramètre α_{ext} observée, atteignant une valeur de 1.10^{-2} pour une surface de 0.001 μm^2 , la surface d'intégration associée est beaucoup trop petite pour décrire à elle seule l'ensemble de la dynamique du vortex.

Le calcul du sur-amortissement α_{ext} dans le cas d'un vortex dans nos échantillons nous permet donc



FIGURE 6.7: Évolution du paramètre α_{ext} calculé pour un vortex (ligne noire) en fonction de la surface d'intégration S, et pour une taille de cellule définie par L= 2 nm. La ligne rouge représente en comparaison le même paramètre calculé dans le cas d'une paroi pour une taille de cellule définie par L= 2.2 nm.

d'une part de vérifier, en accord avec les prédictions de S. Zhang *et al.*, que ce paramètre est supérieur dans le cas d'un vortex magnétique que dans celui d'une paroi de domaine [185]. D'autre part, cette analyse nous permet également de constater que malgré cette augmentation dans le cas du vortex, le sur-amortissement engendré par l'effet de spin pumping intralayer reste d'une manière générale relativement faible. Il est en effet compris dans l'intervalle [3, 10].10⁻³ pour le vortex, et converge vers une valeur d'environ 3.10^{-3} lorsque la surface d'intégration considérée permet de prendre en compte l'ensemble du mode de résonance du vortex. Ainsi, même dans le cas d'un vortex magnétique, le sur-amortissement α_{ext} est inférieur à celui observé sur les modes de paroi et de bord présentés lors du chapitre 5.

6.4 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons défini puis étudié quantitativement le sur-amortissement associé au phénomène de spin pumping intralayer. Nous avons ainsi montré que ce dernier converge vers des valeurs de 3.10^{-4} et 4.10^{-4} respectivement pour le mode de translation de la paroi et pour le mode de bord étudiés expérimentalement au cours du chapitre précédent. Nous avons également vérifié que ce dernier est plus important dans le cas d'un vortex, convergeant vers une valeur de 3.10^{-3} , confirmant ainsi les prédictions de S. Zhang *et al.* [185]. Cependant, l'objectif visé à travers cette étude est de relier l'effet de spin pumping intralayer aux sur-amortissements mesurés au cours du chapitre 5, compris dans l'intervalle [0.009, 0.018]. Or, en se basant sur les résultats obtenus, il semble que cet effet est négligeable dans nos échantillons. Pourtant, nos mesures de sur-amortissement, dans le cas de la paroi, sont en accord avec des observations similaires faites dans la littérature [131, 188]. Il a été montré expérimentalement que dans le cas de larges amplitudes de résonance de nanostructure telle qu'une paroi, des contributions non-linéaires de l'amortissement magnétique, non prises en compte dans les simulations micromagnétiques, peuvent engendrer une très forte augmentation de ce dernier (Boone2009). Dans le cas de l'expérience de spin diode présentée au cours du chapitre précédent, le densité de courant injectée est de $1.43.10^9 A/m^2$, soit environ 10 fois inférieure aux densité de courant critiques nécessaires au dépiégeage de la paroi (cf chapitre 4). Nous avons pu calculer, en se basant sur les spectres de l'expérience de spin diode (figure 5.5), que l'amplitude d'oscillation de la paroi dans son régime de translation est d'environ 5 nm. Cette dernière n'est donc pas négligeable en comparaison à la largeur de 100 nm de la paroi. Au cours de ce chapitre et du précédent, nous avons testé plusieurs hypothèses afin de justifier le sur-amortissement associé à la paroi (et au mode de bord). Nous avons ainsi pu écarter l'implication de différents mécanismes dans ces mesures. En procédant par élimination, et en se basant sur la littérature, il semblerait que le sur-amortissement mesuré soit associé aux contributions non-linéaires de l'amortissement magnétique, engendré par une large amplitude de résonance.
Quatrième partie

Le memristor spintronique à aimantation perpendiculaire

Chapitre 7

Passage à une aimantation perpendiculaire

Nous avons étudié au cours des chapitres précédents une première génération de jonctions tunnel magnétiques à aimantations dans le plan. Ces échantillons nous ont permis de concentrer les études sur les propriétés physiques et dynamiques liées à une paroi de domaine magnétique, élément moteur au centre du concept du memristor spintronique. Lors des trois prochains chapitres qui concluront cette thèse, nous aborderons, en nous basant sur ces résultats préliminaires, les changements opérés sur les échantillons afin d'aboutir à une deuxième génération de jonctions tunnel magnétiques visant à réaliser le memristor spintronique, et à l'utiliser en tant que synapse artificielle.

7.1 Les motivations

Deux études préliminaires pour l'élaboration du memristor spintronique ont été réalisées. L'une d'elle est antérieure aux travaux présentés dans cette thèse, et l'autre est décrite par les chapitres 4 et 5 [108, 140]. Nous allons voir à travers la section suivante quel est le bilan de ces études menées sur ces premières générations de jonction tunnel magnétique à aimantation dans le plan. Nous verrons que d'un point de vue applicatif, ces dernières ne répondent pas à tous les critères d'une synapse artificielle. Ceci nous permettra de cibler les points à optimiser afin de réaliser une deuxième génération d'échantillons.

7.1.1 Bilan sur la première génération de jonctions tunnel à aimantation dans le plan

Les premiers travaux expérimentaux réalisés dans le but d'étudier et approfondir le concept du memristor spintronique ont été effectués par A. Chanthbouala et al. [57]. Les échantillons utilisés pour

ces travaux sont illustrés en figure 7.1.



FIGURE 7.1: (a) Image MEB des échantillons étudiés par A. Chanthbouala et al. [57]. (b) Empilement magnétique de ces derniers.

Ces derniers présentent quelques différences mineures avec les échantillons étudiés jusqu'à présent (cf. figures 4.1 (b) et (c) du chapitre 4). Concernant leur forme générale, leurs 'pieds' aux extrémités gauche et droite sont beaucoup plus petits que pour les échantillons étudiés au cours des chapitres précédents. De plus, la largeur de la piste est plus grande (ici de 210 nm, comme indiqué sur la figure 7.1 (a)). L'autre différence concerne l'empilement magnétique au sein de la couche libre, qui est ici composée d'une couche de CoFe d'une épaisseur de 1 nm et d'une couche de permalloy (Ni₈₃Fe₁₇) de 4 nm (figure 7.1 (b)). Hormis ces quelques points, ces échantillons sont très similaires à ceux étudiés jusqu'à présent au cours de cette thèse. En effet, ils présentent également une forme arquée utilisée pour injecter une paroi de domaine dans la couche libre en suivant une procédure similaire à celle décrite en début de chapitre 4 (cf. section 4.1.2). De plus, une fois cette paroi présente dans la couche libre, l'injection perpendiculaire d'un courant permet son déplacement entre différentes positions stables.



FIGURE 7.2: (a) Evolution de la résistance en réponse à un courant continu dans les échantillons étudiés par A. Chanthbouala et al. [57]. Les variations de résistance correspondent au déplacement d'une paroi dans la couche libre entre les 3 niveaux de résistance notés 0,1 et 2. (b) Positions de la paroi dans la couche libre associés aux 3 niveaux de résistance notés 0, 1 et 2.

La figure 7.2 (a) montre l'évolution de la résistance de ces échantillons en réponse à un courant continu. Nous pouvons voir qu'une fois la paroi présente dans la couche libre, il est possible de déplacer cette dernière, de manière bidirectionnelle, entre 3 positions stables représentées en figure 7.2 (b). Ces dernières correspondent aux 3 états intermédiaires de résistance notés 0, 1 et 2 en figure 7.2 (a). Les travaux réalisés par A. Chanthbouala et al. ont donc permis de valider de manière expérimentale le concept du memristor spintronique. Les études menées au cours des chapitres 4 et 5 ont ensuite permis d'approfondir la caractérisation du concept, en se portant davantage sur les propriétés de la paroi. Ainsi ont été mises en avant des vitesses de déplacement de paroi élevées de l'ordre de 500 m/s (chapitre 4), mais également des phénomènes de sur-amortissement (chapitre 5).

Abordons à présent ces résultats d'un point de vue applicatif, c'est à dire visant à réaliser un dispositif memristif mimant la plasticité d'une synapse biologique. La résistance de cette dernière, comme introduit lors du premier chapitre de cette thèse, est définie comme continûment variable. Or, cette première génération de memristor spintronique présente uniquement trois états intermédiaires de résistance (cf. figure 7.2), ne suffisant pas à traduire le caractère continûment variable de la résistance d'une synapse biologique. Dans le but d'utiliser des jonctions tunnel magnétiques en tant que synapse artificielle, il est donc nécessaire d'augmenter le nombre d'états intermédiaires de résistance, ce qui se traduit à travers le concept du memristor spintronique par une augmentation du nombre de positions stables pour la paroi. De plus, la paroi se déplace ici pour des densités de courant comprises en valeur absolue entre 2 et $4.10^6 A/cm^2$, correspondant à des courant de l'ordre de quelques mA (cf. figure 7.2 (a)). D'un point de vue applicatif, ces courants critiques sont relativement élevés. Un argument qui explique cette observation est associé à la largeur de la paroi, ici de 100 nm [108]. L'obtention d'une dizaine d'états intermédiaires de résistance avec une telle paroi nécessite la fabrication d'une piste longue d'au moins 1 μm . Obtenir un grand nombre d'états intermédiaires de résistance avec une paroi large implique donc d'augmenter la surface des échantillons, et par conséquent les courants critiques.



FIGURE 7.3: Représentation schématique de l'action des couples de transfert de spin sur la paroi dans la première génération de memristor. Les flèches rouge et bleue représentent respectivement les champs magnétiques équivalents des couples de Slonczewski et Field-Like. Les flèches noires et blanches représentent la direction de l'aimantation.

Un dernier point important à propos de cette première génération de memristor spintronique concerne l'efficacité de transfert de spin. En s'appuyant sur l'expression des couples de transfert de spin en configuration CPP introduite au cours du chapitre 2 (cf. section 2.2.2.2), ainsi que sur les notions de symétrie et de champ magnétique équivalent de chacun de ces couple dans cette configuration (cf.

section 3.2.1.2 du chapitre 3), nous pouvons rappeler que le couple le plus efficace ici pour déplacer la paroi est le couple Field-Like. Comme illustré sur la figure 7.3, le couple Field-Like tend à pousser la paroi latéralement tandis que le couple de Slonczewski tend à la soulever hors du plan. Le couple Field-Like a donc la symétrie la plus appropriée pour déplacer la paroi. Cependant, comme nous l'avons mentionné au cours du chapitre 3, c'est également le couple le moins important en amplitude. En effet, le paramètre β , définissant son amplitude relative par rapport au couple de Slonczewski dans la relation : $\sigma_{FLT} = \beta \sigma_{ST}$, est compris dans l'intervalle [0.1, 0.4] pour des jonctions tunnel magnétiques à base de MgO [57, 81–83]. Dans les échantillons étudiés par A. Chanthbouala et al. (figure 7.1), β a été expérimentalement évalué à 0.4, définissant l'amplitude du couple Field-Like comme égale à 40 % de celle du couple de Slonczewski. De ce fait, l'utilisation du couple de transfert de spin le plus important en amplitude (i.e. le couple de Slonczewski) pour déplacer la paroi pourrait être un moyen

Dans le but de réaliser un dispositif memristif spintronique, et de l'utiliser en tant que synapse artificielle, il est donc nécessaire d'optimiser de nouveaux échantillons dans lesquels le nombre d'états intermédiaires de résistance est largement augmenté en comparaison aux trois états présents dans notre première génération. De plus, d'un point de vue applicatif il serait bénéfique de penser ces échantillons de façon à ce que le couple de Slonczewski soit le plus efficace pour déplacer la paroi.

7.1.2 Conséquences du passage à une aimantation perpendiculaire

supplémentaire de diminuer les densités de courant critiques.

L'utilisation de matériaux à aimantation perpendiculaire au plan des couches (c'est à dire pointant dans la direction z selon la figure 7.3) va engendrer des changements concernant les propriétés de la paroi de domaine. Nous allons voir quels sont les conséquences de ces derniers et les avantages que nous pouvons en tirer pour l'optimisation du memristor défini dans la section précédente.

L'anisotropie magnétique K associée à une aimantation perpendiculaire est supérieure à celle associée à une aimantation dans le plan [189]. Comme nous l'avons mentionné au cours du chapitre 3, la largeur δ d'une paroi est définie par l'expression suivante : $\delta = \pi \sqrt{\frac{A}{K}}$, où A est la constante d'échange et K l'anisotropie magnétique. Le fait d'augmenter K tout en conservant le même ordre de grandeur pour la constante d'échange A a pour conséquence la diminution de la largeur de la paroi de domaine [130, 190]. Le fait de réduire cette dernière va conférer à la paroi la possibilité de se piéger dans des défauts de bord ou de surface issus de l'étape de lithographie électronique des échantillons. De cette manière, nous attendons une augmentation du nombre de positions stables pour la paroi, et par conséquent du nombre d'états intermédiaires de résistance.

Comme nous l'avons abordé au cours du chapitre 3, les défauts dans lesquels la paroi peut se piéger peuvent être de différents types (cf. section 3.10). Nous nous intéresserons dans cette section uniquement aux défauts de bords ou surface (rugosités) dues à la lithographie électronique. La taille caractéristique de ces derniers dépend de nombreux paramètres propres à l'étape de lithographie. Ainsi, la taille du faisceau d'électrons, la taille des pixels utilisés pour segmenter la forme de l'échantillon à lithographier via le logiciel assistant le processus, vont avoir un impact sur ces défauts. A titre d'exemple, la figure 7.4 montre la différence entre les contours idéal et réel d'un des échantillons de première génération sur une image prise par microscope électronique à balayage.



FIGURE 7.4: Image MEB d'un échantillon de première génération où est illustrée la présence de défauts de bord due à l'étape de lithographie électronique. La ligne rouge pointillée représente le contour idéal. La ligne noire représente le contour réel.

En se basant sur l'échelle de 100 nm présente sur la figure 7.4, nous pouvons estimer la taille de ces défauts à quelques dizaines de nanomètres pour les plus importants. D'une manière générale, nous pouvons considérer que la taille de ces défauts peut évoluer de quelques nanomètres à plusieurs dizaines [191, 192]. Afin que la paroi se piège dans ce type de défaut, il n'est pas nécessaire que sa largeur soit du même ordre de grandeur que la taille du défaut, la géométrie de ce dernier joue également un rôle. Cependant, plus la paroi est large plus sa sensibilité aux défauts est amoindrie. En particulier, dans nos premiers échantillons à aimantation dans le plan, les pièges disponibles pour la paroi de 100 nm sont dues à la forme de l'échantillon (piégeage dans les pieds de l'échantillon (cf. position 1 et 2 en figure 4.5 du chapitre 4) et non aux défauts de bord, que la paroi ne ressent pas en raison de sa largeur.

C'est en se basant sur ces arguments que nous attendons du passage à une aimantation perpendiculaire l'augmentation du nombre d'états intermédiaires de résistance, qui est indispensable à l'utilisation du memristor en tant que synapse artificielle.

7.2 Efficacité de transfert de spin

Nous avons abordé au cours de la section précédente un moyen d'augmenter le nombre d'états intermédiaires de résistance. Ceci permet d'effectuer un premier pas dans l'optimisation du memristor. A présent, comme nous l'avons mentionné dans la section 7.1.1, une deuxième étape de ce processus d'optimisation concerne l'efficacité de transfert de spin. L'enjeu étant d'utiliser le couple de Slonczewski, plus important en amplitude que le couple Field-Like, pour dépiéger et déplacer la paroi. Dans le but de rendre le couple de Slonczewski le plus efficace pour déplacer la paroi, il est d'abord nécessaire de comprendre quelle est l'action de chacun des couples de transfert de spin dans le processus de dépiégeage de la paroi. Pour ce faire, rappelons les équations du modèle 1D préalablement définies dans la section 3.3, pour lesquelles nous considèrerons ici un champ magnétique appliqué nul $(H_{app}=0)$:

$$\begin{cases} \dot{\phi} + \alpha \frac{\dot{q}}{\delta} = \gamma \sigma_{FLT} - \gamma \frac{q}{q_c} H_c \\ \frac{\dot{q}}{\delta} - \alpha \dot{\phi} = \gamma \sigma_{ST} + \gamma H_k \sin(\phi) \cos(\phi) \end{cases}$$
(7.1)

A travers ce modèle, la dynamique d'une paroi de domaine peut se traduire par deux variables, sa position q et l'angle ϕ de l'aimantation en son sein.

7.2.1 Action du couple Field-Like

Nous allons à présent considérer et étudier le cas d'un dépiégeage de paroi gouverné uniquement par le couple Field-Like. Ceci revient à considérer $\sigma_{ST}=0$ dans les équations du modèle. La figure 7.5 représente le paysage énergétique au cours d'un tel processus, où est illustré un puits de potentiel dans lequel la paroi est susceptible de se piéger.



FIGURE 7.5: Paysage énergétique d'un dépiégeage de paroi gouverné par le couple Field-Like.

Le couple Field-Like agit de la même façon qu'un champ magnétique. Par conséquent, il agit sur la position q et pousse la paroi en dissymétrisant le puits de potentiel dans lequel elle est piégée. En analysant le terme de droite de la première équation du système 7.1, nous pouvons constater que le terme du couple Field-Like ($\gamma \sigma_{FLT}$) est uniquement opposé au terme de piégeage ($\gamma \frac{q}{q_c} H_c$). Ceci se traduit par le fait que la barrière d'énergie à surpasser dans ce cas est directement reliée au champ de dépiégeage H_c , qui dépend des propriétés intrinsèques au site dans lequel est piégée la paroi.

7.2.2 Action du couple de Slonczewski

A présent, faisons une étude similaire en considérant cette fois le cas d'un dépiégeage de paroi gouverné uniquement par le couple de Slonczewski (c'est à dire $\sigma_{FLT}=0$). La figure 7.6 est l'analogue de la figure 7.5 dans ce cas.



FIGURE 7.6: Paysage énergétique d'un dépiégeage de paroi gouverné par le couple de Slonczewski.

A l'inverse du couple Field-Like, le couple de Slonczewski n'agit pas sur la position q de la paroi mais sur l'angle ϕ . En analysant cette fois ci le terme de droite de la seconde équation du système 7.1, l'unique terme s'opposant à celui du couple de Slonczewski ($\gamma \sigma_{ST}$) est celui lié à l'anisotropie de la paroi ($\gamma H_k \sin(\phi) \cos(\phi)$). Ceci signifie que la barrière d'énergie à dépasser dans ce cas est directement liée à l'anisotropie K de la paroi, définie par son champ d'anisotropie H_k (cf. section 3.3.1) [126– 128, 193]. De plus, une fois que le couple de Slonczewski a transmis une énergie suffisante à la paroi pour surpasser l'anisotropie, l'angle ϕ ne cesse d'augmenter. La paroi se déplace ainsi dans le régime précessionnel de Walker (cf. section 3.4).

7.2.3 Utilisation d'une paroi hybride

Nous venons de voir que lors d'un dépiégeage de paroi gouverné par le couple Field-Like, la barrière d'énergie à dépasser est associée à H_c . Si le couple de Slonczewski gouverne ce processus, cette dernière est liée à l'anisotropie K de la paroi, c'est à dire à son champ d'anisotropie H_k . Dans le but de rendre le couple de Slonczewski le plus efficace dans le processus de dépiégeage, une solution consiste alors à diminuer l'anisotropie de la paroi en comparaison au champ de dépiégeage. De cette façon, la barrière d'énergie associée à H_k est inférieure à celle associée à H_c , favorisant ainsi un dépiégeage de paroi par le couple de Slonczewski [127, 128]. Dans la littérature, l'utilisation d'une telle paroi à anisotropie réduite a été étudiée dans des systèmes à aimantation perpendiculaire sous différents aspects : la théorie [128], les simulations micromagnétiques [126, 128] et les mesures expérimentales [127]. Toutefois, de façon similaire à l'objectif visé ici par ces travaux de thèse, le point commun de ces différentes études réside dans la caractérisation d'un dispositif pour lequel les densités de courant critiques de dépiégeage de paroi sont diminuées par l'utilisation du couple de Slonczewski (ou couple adiabatique) sur une paroi à anisotropie réduite. En introduisant les différents types de paroi existants au cours du chapitre 3, nous avons spécifié que la configuration de paroi obtenue dépend des dimensions de la piste dans laquelle elle se trouve, de largeur W et d'épaisseur t. Ainsi, une paroi de type Néel est favorisée dans une piste de faible largeur, tandis qu'une paroi de type Bloch l'est pour une grande largeur de piste. Ceci se visualise de manière assez intuitive en se basant sur la figure 3.9 du chapitre 3, illustrant les origines physiques du champ démagnétisant des parois de type Bloch (densité de charge surfacique en figure 3.9 (a)) et de type Néel (densité de charge volumique en figure 3.9 (b)). C'est en s'appuyant sur cette dépendance du type de paroi avec la largeur de piste W qu'il est possible d'optimiser des dispositifs dans lesquels l'anisotropie de la paroi est réduite. En effet, il existe une largeur de piste optimale pour laquelle l'énergie de la paroi en configuration de Bloch est équivalente à celle de la paroi en configuration de Néel [126–128]. Dans ce cas particulier, on peut alors parler de paroi hybride, en référence à la configuration hybride de la paroi entre les configurations de Bloch et de Néel, comme illustrée en figure 7.7.



FIGURE 7.7: Illustration d'une paroi dite hybride où l'aimantation au sein de la paroi (représentée par la flèche rouge) est définie pour un angle un angle ϕ compris entre 0 et $\frac{\pi}{2}$. Un angle ϕ nul est associé à une paroi de Bloch (flèche noire), et une valeur de ϕ de $\frac{\pi}{2}$ correspond à une paroi de Néel (flèche bleue).

D'une manière générale, l'anisotropie d'une paroi de domaine peut s'exprimer comme la différence entre les anisotropies en configuration de Bloch et de Néel telle que $K = K_{Bloch} - K_{Neel}$ [126]. Ainsi, dans le cas d'une paroi hybride, pour laquelle l'énergie des deux configurations est équivalente, l'anisotropie K résultante est diminuée en comparaison aux configurations de Bloch ou de Néel.

A titre d'exemple, la figure 7.8, issue des travaux de S.W. Jung *et al.*, illustre, par des résultats de simulations micromagnétique, la dépendance du courant critique J_c de dépiégeage de paroi (où seul le couple de Slonczewski est considérée) dans une piste de largeur W en présence d'un défaut caractérisé par la largeur notée δW . A travers la figure 7.8, les auteurs déterminent la largeur de piste W optimale du dispositif étudié pour laquelle la configuration hybride de paroi permet d'atteindre une densité de courant critique minimale [126].

Ainsi, la diminution de l'anisotropie de la paroi souhaitée afin d'utiliser dans nos futurs dispositifs le couple de Slonczewski comme force majeure dans le processus de dépiégeage peut être atteinte par l'optimisation d'une largeur de piste spécifique, pour laquelle la configuration de paroi hybride présente une anisotropie réduite.



FIGURE 7.8: Résultats de simulations micromagnétiques issus des travaux de S.W. Jung *et al.* montrant la dépendance du courant critique de dépiégeage de paroi J_c en fonction de la largeur W de la piste et en présence d'un défaut de largeur δW [126]. Les auteurs démontrent ici la présence d'un minimum dans les valeurs de J_c pour une largeur W optimale correspondant à une paroi de type hybride à anisotropie réduite. Les carrés noirs, cercles rouges et triangle bleus correspondent respectivement à des largeurs de défaut δW de 7.5, 12.5 et 17.5 nm.

7.3 Optimisation des échantillons

En se basant sur une première génération de memristor à aimantation dans le plan, nous avons vu à travers les sections précédentes les différentes optimisations à apporter à des jonctions tunnels magnétiques en vue de réaliser un dispositif memristif utilisable en tant que synapse artificielle. Ainsi, nous avons vu que par le passage à une aimantation perpendiculaire nous attendons une augmentation du nombre d'états intermédiaires de résistance. Concernant l'aspect memristif, ceci permettra une meilleure plasticité de la synapse artificielle. De plus, nous avons vu qu'il est possible d'optimiser la largeur W d'une piste afin d'y accommoder une paroi hybride d'anisotropie réduite. En diminuant cette dernière suffisamment par rapport au champ de dépiégeage H_c , le couple de Slonczewski peut être privilégié dans le processus de dépiégeage de la paroi, diminuant ainsi les courants critiques associées.

Nous avons donc à présent en main tous les ingrédients pour nous lancer dans la réalisation de nouvelles jonctions tunnel magnétiques, dont la première étape est l'optimisation par simulations micromagnétiques des futurs échantillons. Ceci nous permet de concevoir ces derniers en y accommodant tous nos critères, qui sont ici les suivants : un système à aimantation perpendiculaire et une paroi de type hybride. Comme pour notre première génération d'échantillons, l'injection d'une paroi dans la couche libre nécessite d'optimiser la géométrie. Dans nos jonctions tunnel à aimantation dans le plan, la forme arquée des échantillons permet la nucléation d'une paroi via l'anisotropie de forme. Or, dans un système à aimantation perpendiculaire, utiliser un processus de nucléation de paroi basé sur l'anisotropie de forme n'est pas possible dans la mesure où l'anisotropie perpendiculaire est dominante. Cependant, d'autres procédés sont envisageables, comme l'utilisation d'un réservoir de nucléation [130, 194, 195]. Ce principe est illustré sur la figure 7.9, qui présente la forme générale des échantillons simulés.



FIGURE 7.9: Géométrie des nouveaux échantillons à aimantation perpendiculaire composés d'un réservoir de nucléation et d'une piste de propagation d'une longueur L.

Ces derniers se composent de 2 parties. Le réservoir de nucléation consiste en un volume magnétique plus important (en comparaison au reste de l'échantillon) et dans lequel il est plus aisé de retourner l'aimantation. La piste de propagation, une fois l'aimantation du réservoir de nucléation retournée, permet à une paroi de domaine de se propager. La procédure de nucléation d'une paroi par l'application d'un champ magnétique extérieur représenté sous la forme (Hx, Hy, Hz) a été simulée (où les composantes Hx, Hy et Hz sont exprimées en Oe). Les différentes étapes sont présentées en figure 7.10. L'aimantation est orientée initialement dans la direction +Z (figure 7.10(a)). Afin de renverser l'aimantation dans le réservoir de nucléation, un champ magnétique majoritairement transverse (110, 220, 15) est appliqué (figure 7.10(b)). Ce dernier permet la saturation de l'aimantation de la couche libre dans le plan. Ce champ de saturation est ensuite coupé pour laisser l'aimantation relaxer et se renverser dans le réservoir de nucléation. Un champ de faible amplitude défini par (0, 0, -5) est ensuite appliqué afin de s'assurer du renversement et de l'extension du domaine orienté dans la direction -Z (figures 7.10(c), (d) et (e)), jusqu'à la propagation d'une unique paroi de domaine dans la piste (figure 7.10(f)).

A présent, afin d'optimiser la largeur de la piste W dans le but d'y accommoder une paroi hybride, nous avons vu au cours de la section précédente qu'il existe une largeur spécifique répondant à ce critère. Il existe également différentes façons d'extraire cette largeur optimale. L'une d'entre elles est présentée en figure 7.8, où la valeur optimale de W peut être déterminée par le minimum des densités de courant critiques J_c de dépiégeage [126]. Une autre méthode consiste à calculer les énergies totales de la paroi en configuration de Bloch et Néel en fonction de la largeur de piste, et d'extraire la valeur de W pour laquelle les énergies des deux configurations de paroi sont équivalentes [128]. Enfin, la méthode qui nous utiliserons ici à travers les simulations micromagnétiques consiste à extraire la largeur optimale en étudiant l'angle ϕ de l'aimantation au sein de la paroi en fonction de W. En effet, la configuration hybride de la paroi entre les configurations de Bloch et Néel implique une valeur de ϕ comprise entre 0 et $\frac{\pi}{2}$, où $\phi = 0$ correspond à une paroi de type Bloch, et $\phi = \frac{\pi}{2}$ à une paroi de type Néel (cf. figure 7.7).

Pour ces simulations d'optimisation, nous avons considéré les paramètres du matériau qui sera utilisé pour la couche libre des futures échantillons, c'est à dire du FeB [196]. Ainsi, la couche libre simulée possède une épaisseur de 2 nm, son aimantation à saturation M_S vaut 1,05 MA/m, la constante



FIGURE 7.10: Simulations micromagnétiques présentant les étapes successives du processus de nucléation d'une paroi de domaine sous l'application d'un champ extérieur (Hx, Hy, Hz). (a) Aimantation initialement orientée dans la direction +Z. (b) Saturation dans le plan de l'aimantation de la couche libre sous un champ (110, 220, 15) Oe. Apparition et extension du domaine magnétique orienté selon -Z sous un champ (0, 0, -5) Oe (c), (d) et (e). Propagation d'une paroi de domaine dans la piste (f).



FIGURE 7.11: Évolution de l'angle ϕ de l'aimantation au sein de la paroi en fonction de la largeur de la piste de propagation W permettant d'extraire la largeur optimale afin d'accommoder dans nos futurs échantillons une paroi hybride.

d'échange A = 13 pJ/m, et l'anisotropie perpendiculaire $K_Z = 7. Merg/cm^3$ (soit $7.10^5 J/m^3$) [196]. Le paramètre d'amortissement α est quant à lui fixé à une valeur de 0,5. Cette valeur est volontairement supérieure à sa valeur réelle (de 0.005 [197]) afin que le temps de convergence des simulations ne soit pas trop élevé. En considérant ces paramètres, la dépendance de l'angle ϕ au sein de la paroi, c'est à dire du type de paroi, avec la largeur W est représentée en figure 7.11. Nous pouvons constater sur cette dernière que la largeur de piste optimale pour accueillir une paroi de type hybride est comprise dans l'intervalle [80,120] nm. Pour une largeur de piste inférieure à 80 nm, la paroi est de type Néel. Pour une largeur supérieure à 120 nm elle est de type Bloch. En s'appuyant sur ces résultats, nous avons optimisé au total neuf échantillons. Ces derniers se différencient par trois tailles de réservoir de nucléation différentes représentés en figure 7.12, dont les surfaces sont de 0.03, 0.04 et 0.07 μm^2 . Pour chacun des réservoirs de nucléation, nous avons considéré trois largeurs de piste W différentes comprises dans l'intervalle de stabilité d'une paroi de type hybride : 90, 100, et 110 nm. La figure 7.12 montre les résultats de propagation d'une paroi hybride pour les trois réservoirs de nucléation différents où la largeur de la piste est de 100 nm.



FIGURE 7.12: Résultats des simulations d'optimisation des échantillons montrant une paroi hybride se propageant dans une piste de 100 nm pour un réservoir de nucléation de 0.03 μm^2 (a), 0.04 μm^2 (b) et 0.07 μm^2 (c).

La surface totale de chacun des échantillons est fixée à $0.14 \pm 0.005 \ \mu m^2$ en considérant un produit résistance-surface ('RA' pour Resistance Area product en anglais) de 6 $\Omega.\mu m^2$. Ceci permettra de définir plus ou moins précisément la valeur moyenne de la résistance des futurs échantillons, dont la cible est d'environ 50 Ω . Leur surface totale étant fixée, plus la surface du réservoir est élevée plus celle réservée à la piste diminue. Ainsi, la longueur L de la piste de propagation varie de 1.09 μm pour le réservoir le plus petit (avec W= 90 nm) à 710 nm pour le plus grand (avec W= 110 nm). Enfin, en se basant sur ces mêmes simulations micromagnétiques, il est possible d'évaluer la largeur δ de la paroi nucléée dans le piste des échantillons. A ce titre, la figure 7.13 (b) montre l'évolution de la composante perpendiculaire de l'aimantation m_z , normalisée par l'aimantation à saturation M_s (1,05. 10^6 A/m), extraite le long de l'axe x du profil d'aimantation simulé représenté en figure 7.13 (a).

Le retournement de l'aimantation m_z caractéristique de la présence d'une paroi de domaine peut être ajusté par l'expression suivante [103] :



FIGURE 7.13: (a) Résultat d'une simulation micromagnétique montrant une paroi hybride se propageant dans une piste de 100 nm pour un réservoir de nucléation de 0.07 μm^2 . (b) ligne noire : évolution de la composante m_z de l'aimantation normalisée par M_s extraite le long de l'axe X au centre de la piste illustré en figure (a). ligne rouge : l'ajustement avec l'équation 7.2 permet d'extraire la largeur δ de la paroi.

$$m_z = tanh\left(\frac{x - x_0}{\delta}\right) \tag{7.2}$$

Où x_0 décrit la position de la paroi le long de l'axe x. En procédant à cet ajustement (ligne rouge en figure 7.13 (b)), nous pouvons évaluer la largeur δ de la paroi à 16.63 \pm 0.01 nm, ainsi que sa position x_0 à 295 nm correspondant à la figure 7.13 (a).

7.4 Conclusion

Dans ce chapitre consacré au passage à une aimantation perpendiculaire, nous avons dans un premier temps établit un bilan de la première génération de memristor à aimantation dans le plan. L'objectif souhaité pour la suite est d'approfondir ce concept afin de réaliser une seconde génération de memristor utilisable en tant que synapse artificielle. Ainsi, nous avons vu que pour ce faire il est nécessaire d'augmenter le nombre d'états intermédiaires de résistance, et par conséquence le nombre de positions stables pour la paroi. Le passage à une aimantation perpendiculaire occasionne une diminution de la largeur de la paroi. Ce faisant, cette dernière sera plus sensible aux défauts de lithographie, ce qui engendrera une augmentation de son nombre de sites de piégeage et par conséquent du nombre d'états intermédiaires de résistance. De plus, nous avons vu qu'une paroi de type hybride possède une anisotropie plus faible que des parois de type Néel ou Bloch. Après avoir étudié les mécanismes de dépiégeage en considérant de façon isolée chacun des couples de transfert de spin, nous avons vu que ceci peut être utilisé dans le but de favoriser le couple le plus important en amplitude, le couple de Slonczewski, dans le processus de dépiégeage. Enfin, en se basant sur tous ces critères, nous avons optimisé par simulations micromagnétiques la géométrie de neuf échantillons à réaliser.

Chapitre 8

Les résultats expérimentaux : caractérisation des échantillons

Au cours de ce chapitre, nous présenterons les premiers résultats expérimentaux obtenus sur les nouveaux échantillons. Nous décrirons dans un premier temps ces derniers, ainsi que leur étape de fabrication, avant de caractériser leurs effets de magnétorésistance tunnel sous l'application d'un champ magnétique. Nous déterminerons les conditions optimales afin de nucléer et déplacer une paroi dans le but de sonder toutes ses positions accessibles. Enfin, nous pourrons vérifier si le passage à une aimantation perpendiculaire répond bel et bien à nos attentes concernant l'augmentation du nombre d'états intermédiaires de résistance.

8.1 Présentation des échantillons

Les échantillons présentés dans cette section ont été largement introduits au cours du chapitre précédent, dans lequel nous avons décrit toute l'étape de leur optimisation par simulations mircomagnétiques. Concernant à présent leur réalisation, comme pour notre première génération d'échantillons ils sont fabriqués au centre AIST par nos collaborateurs japonais du groupe de S. Yuasa. Les différentes couches de l'empilement magnétique présenté en figure 8.1 (a) sont déposées par pulvérisation cathodique. Ces jonctions tunnel à barrière MgO présentent une structure générale classique, qui consiste en : un antiferromagnétique synthétique (CoPt / Ru / [CoPt / Ta / FeB]), une barrière tunnel de MgO, une couche magnétique libre (FeB / Ta / FeB) [196], et une couche supplémentaire de MgO (dite en 'capping').

La couche supérieure de l'antiferromagnétique synthétique (l'empilement CoPt / Ta / FeB) correspond à la couche magnétique de référence. La couche inférieure (l'empilement CoPt de six répétitions) est quant à elle déposée sur une épaisseur de 2 nm de Pt. En ce point que ces jonctions tunnel



FIGURE 8.1: (a) Schéma de l'empilement magnétique des échantillons à aimantation perpendiculaire. (b), (c) et (d) Images par microscopie électronique à balayage de 3 des 9 échantillons fabriqués : (b) Réservoir de nucléation le plus petit (0.03 μm^2) avec une largeur de piste W=90 nm. (c) Réservoir de nucléation moyen (0.04 μm^2) avec une largeur de piste W=100 nm. (d) Réservoir de nucléation le plus grand (0.07 μm^2) avec une largeur de piste W=110 nm.

magnétiques à base de MgO diffèrent de celles à aimantation dans le plan présentées en début de chapitre 4. En effet, dans ces premiers échantillons, la couche inférieure de l'antiferromagnétique synthétique (la couche de CoFe illustrée en figure 4.1) repose sur 15 nm de PtMn qui est un antiferromagnétique naturel, et qui permet grâce à un fort couplage d'échange de figer l'aimantation de la couche de CoFe. Dans ces jonctions à aimantation hors du plan, la couche de Pt sur laquelle repose l'antiferromagnétique synthétique n'engendre pas de couplage d'échange figeant l'aimantation de l'empilement CoPt. Ainsi, il est possible de retourner l'aimantation des couches de l'antiferromagnétique synthétique pour une certaine valeur de champ magnétique appliqué (de l'ordre de 2000 Oe [196]), que nous nous garderons de ne pas atteindre dans les expériences afin de conserver les mêmes conventions. La couche de ruthénium (Ru) au sein de l'antiferromagnétique synthétique sert à coupler de manière anti-parallèle les couches de CoPt et de [CoPt / Ta / FeB] via l'interaction Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY) (cf. chapitre 4). Enfin, la couche de MgO de 1 nm en capping est ici utilisée pour renforcer l'anisotropie perpendiculaire dans la couche libre [197], permettant d'y stabiliser plus aisément une aimantation perpendiculaire.

La forme des échantillons, présentée au cours du chapitre précédent, est obtenue par une lithographie électronique. Les figures 8.1 (b), (c) et (d) montrent des images prises par microscope électronique à balayage de trois échantillons différents sur les neuf au total. Les trois tailles différentes de réservoir de nucléation sont représentées, ainsi que les trois largeurs de piste. Ces neuf échantillons sont résumés sur le tableau 8.1. Ces derniers seront numérotés afin d'être cités plus simplement par la suite.

	$S_{res} = 0.03 \mu m^2$	$S_{res} = 0.04 \mu m^2$	$S_{res} = 0.07 \mu m^2$
W = 90 nm	A.1	A.2	A.3
W = 100 nm	B.1	B.2	B.3
W = 110 nm (MA/m)	C.1	C.2	C.3

TABLE 8.1: Numérotation des neuf types d'échantillon fabriqués. Les lettres A, B et C correspondent respectivement aux trois largeurs de piste 90, 100 et 110 nm. Les numéros 1, 2 et 3 correspondent respectivement aux trois tailles différentes de réservoir de nucléation, dont les surfaces S_{res} sont 0.04, 0.03 et 0.07 μm^2 .

8.2 Montage expérimental

Les mesures effectuées consistent principalement en l'étude de la résistance de la jonction tunnel en réponse à l'application d'un champ magnétique extérieur et d'un courant continu. Pour ce faire, le montage expérimental utilisé (photographié en figure 8.2(a)) repose sur le circuit illustré en figure 8.2 (b) dans lequel sont présents : une source de courant continu, l'échantillon étudié, et un nano-voltmètre permettant la mesure de la résistance au sein de ce dernier. L'injection perpendiculaire du courant à travers la jonction est réalisée par une méthode sous pointes. Le champ magnétique appliqué est obtenu grâce à un électroaimant. Son amplitude est mesurée au niveau de l'échantillon via une sonde de Hall 3D placée juste en dessous.



FIGURE 8.2: (a) Photographie du montage expérimental où l'on peut voir : le nano-voltmètre (1), la source de courant (2), l'échantillon connecté par pointes (3) et l'électroaimant générant le champ magnétique extérieur (4). (b) Schéma du circuit électrique correspondant.

8.3 Caractérisation des échantillons

La première mesure effectuée afin de caractériser ces échantillons concerne le cycle d'hystérésis de la couche libre de FeB. Ce dernier permet de déterminer les champs nécessaires à appliquer pour retourner l'aimantation de la couche libre. La figure 8.3 montre l'évolution de la résistance en fonction du champ appliqué pour un échantillon de type C.1, utilisé pour les mesures qui seront présentées en figures 8.4 et 8.5 lors de la prochaine section. En se référant au système d'axe décrit en figure 8.1 le champ appliqué H_z est parallèle à l'axe Z. L'aimantation de la couche de référence pointe dans la direction -Z comme illustré sur les schémas de la figure 8.3 représentant les configurations magnétiques. Nous pouvons à ce titre noter que la configuration magnétique de l'antiferromagnétique synthétique considérée par la suite sera systématiquement celle illustrée sur ces schémas.



FIGURE 8.3: Évolution de la résistance en fonction du champ appliqué H_z montrant le cycle d'hystérésis de la couche libre d'un échantillon de type C.1, c'est à dire avec la taille de réservoir de nucléation la plus grande et une largeur de piste de 90 nm. L'échantillon présenté ici est utilisé pour les mesures présentées en figures 8.4 et 8.5 de la section 8.3.1.

Le pourcentage de magnétorésistance tunnel correspondant à la mesure de la figure 8.3 est de 80 % pour des niveau de résistance en état parallèle (P) et anti-parallèle (AP) de 36,8 Ω et 65,3 Ω . Nous pouvons également constater que le cycle d'hystérésis n'est pas centré sur une valeur de champ nul. Ceci s'explique d'une part par le fait que les deux couches formant l'antiferromagnétique synthétique rayonnent un champ magnétique dipolaire qui n'est pas parfaitement compensé. D'autre part, le fait que les bords lithographiés de la jonction ne soient pas parfaitement verticaux mais légèrement inclinés peut également jouer un rôle dans le décalage observé [196]. En résulte un champ magnétique négatif non compensé et ressenti par la couche libre qui se traduit par un décalage dans le cycle d'hystérésis. En analysant ce décalage nous pouvons évaluer ce champ de fuite qui est ici d'une valeur de -180 Oe.

D'une manière générale, sur tous les échantillons mesurés le pourcentage de magnétorésistance tunnel est compris entre 80 et 100 %. Les niveaux de résistance associés sont eux compris entre 25 et 35 Ω pour l'état parallèle et entre 55 et 70 Ω pour l'état anti-parallèle. Le champ de fuite est également présent et non négligeable pour la majorité des échantillons. L'évaluation de ce dernier montre qu'il est en moyenne compris entre -150 et -250 Oe pour tous les échantillons mesurés.

8.3.1 Création de la paroi

A présent, nous allons étudier la possibilité d'injecter une paroi de domaine dans la couche libre ainsi que le processus associé. Nous avons préalablement analysé ce processus par simulations micromagnétiques pendant l'étape d'optimisation des échantillons (cf. section 7.3). Lors de cette étape nous avons considéré uniquement l'application d'un champ magnétique extérieur, où il était nécessaire d'appliquer un champ transverse afin de saturer l'aimantation de la couche libre dans le plan avant le retournement de l'aimantation dans le réservoir de nucléation. Expérimentalement, cette procédure est relativement complexe à appliquer dans la mesure où elle nécessite des variations de la direction du champ magnétique en fonction du temps. Cependant, nous avons observé au cours de mesures préliminaires que l'obtention d'états intermédiaires de résistance, c'est à dire la nucléation d'une paroi, pouvait se faire par l'injection d'un courant continu à travers la jonction en partant d'un état initial uniforme (P ou AP).

En effet, la figure 8.4 illustre cette observation. Les mesures qui y sont présentées ont été réalisées sur l'échantillon de type C.1 dont le cycle d'hystérésis de la couche libre est caractérisé en figure 8.3. La figure 8.4 (a) montre l'évolution de la résistance en fonction de l'intensité du courant traversant la jonction, soit une R(I). En rouge sont représentées les R(I) mesurées en états parallèle et anti-parallèle saturés servant ici de références. La courbe rouge supérieure est mesurée sous un champ appliqué H_z = 700 Oe saturant la valeur de la résistance en état anti-parallèle. De la même façon, la courbe rouge inférieure est mesurée sous un champ H_z = -300 Oe saturant ainsi la valeur de la résistance en état parallèle. La courbe noire montre l'obtention d'un état intermédiaire de résistance à 52.5 Ω pour un champ appliqué de 85 Oe. En partant à courant nul de l'état anti-parallèle, un courant positif est progressivement augmenté, jusqu'à une valeur de 2.1 mA pour laquelle la valeur de la résistance chute sur le plateau à 52.5 Ω . Cette chute de résistance correspond à la nucléation d'une paroi et à sa propagation jusqu'à un site de piégeage.

De façon similaire, la figure 8.4 (b) montre la même mesure, c'est à dire l'obtention de l'état intermédiaire de résistance à 52.5 Ω . Cependant, cette fois-ci cet état est atteint en partant à courant nul de l'état parallèle. En effet, l'application d'un courant cette fois-ci négatif jusqu'à une valeur de -4.2 mA permet d'observer un saut de résistance jusqu'à un premier plateau à 57 Ω . La diminution progressive du courant vers 0 mA entraine ensuite une chute de résistance sur un plateau inférieur, situé à 56 Ω , puis une seconde chute sur le même plateau de résistance que celui de la figure 8.4 (a). Tous ces changements de résistance correspondent à un déplacement de paroi dans la couche libre. Les chutes de résistance observées lors de la diminution du courant peuvent s'expliquer par la présence du champ de fuite de -180 Oe. Le champ appliqué pendant ces mesures étant de 85 Oe, il ne compense pas totalement le champ de fuite. La couche libre ressent ainsi un champ négatif d'environ -95 Oe pouvant agir sur la paroi en la déplaçant vers des états de résistance inférieurs, plus proche de l'état P. La diminution du courant engendre une diminution des forces de transfert de spin avec son intensité, laissant davantage le champ de fuite agir sur la paroi.

L'obtention de cet état intermédiaire de résistance à 52.5 Ω est reproductible sous les mêmes conditions. Ceci nous montre que le puits de potentiel associé est relativement stable pour la paroi.



FIGURE 8.4: Évolution R(I) de la résistance de la jonction en fonction du courant la traversant. Les lignes rouges supérieure et inférieure représentent les R(I) mesurées respectivement à H_z = 700 et -300 Oe. Ces valeurs de champ sont respectivement associées aux états AP et P saturés. (a) La ligne noire correspond à la R(I) obtenue en partant de l'état AP (65,3 Ω) pour atteindre un état intermédiaire de résistance à 52.5 Ω sous un courant positif compris entre 0 et 2.8 mA. (b) La ligne noire correspond à la R(I) obtenue en partant de l'état P (36.8 Ω) pour atteindre un état intermédiaire de résistance à 52.5 Ω sous un courant négatif compris entre 0 et -5 mA.

A présent, les figures 8.5 (a) et (b) permettent de vérifier que les sauts de résistance observés sont bien associés aux déplacements d'une unique paroi dans la couche libre. En effet, la présence de deux parois de domaine dans la couche libre pourrait être envisageable, particulièrement pour la plus grande taille de réservoir de nucléation. Les figures 8.5 (a) et (b) montrent la suite des figures 8.4 (a) et (b), c'est à dire le dépiégeage de la paroi de l'état intermédiaire de résistance à 52.5 Ω pour la même valeur de champ H_z = 85 Oe. La figure 8.5 (a) montre l'évolution de la résistance sous l'application d'un courant négatif en partant à courant nul de l'état intermédiaire. Deux sauts de résistance peuvent être observés avant que cette dernière n'atteigne l'état anti-parallèle (correspondant à l'expulsion de la paroi), qui était l'état initial avant la nucléation de la paroi. Il est donc possible de répéter ce cycle de nucléation/expulsion de la paroi en boucle pour une valeur de champ fixée. La figure 8.5 (b) montre cette fois l'application d'un courant positif en partant à courant nul de l'état intermédiaire. De façon similaire au dépiégeage de la paroi vers l'état anti-parallèle, la résistance diminue par plateaux avec le courant jusqu'à atteindre l'état parallèle (correspondant à l'expulsion de la paroi). Comme précédemment, il est donc possible de répéter ce cycle de nucléation/expulsion de la paroi en boucle.



FIGURE 8.5: Description similaire aux figures 8.4 (a) et (b). (a) La ligne bleue correspond à la R(I) obtenue en partant de l'état intermédiaire de résistance à 52.5 Ω pour atteindre l'état AP (65,3 Ω) sous un courant négatif compris entre 0 et -5 mA. (b) La ligne bleue correspond à la R(I) obtenue en partant de l'état intermédiaire de résistance à 52.5 Ω pour atteindre l'état P (36.8 Ω) sous un courant positif compris entre 0 et 5 mA.

Ces mesures nous montrent qu'un courant positif, par transfert de spin, déplace toujours la paroi dans la même direction, correspondant à une diminution de la résistance vers l'état parallèle. Un courant négatif déplace quant à lui la paroi dans la direction opposée, c'est à dire correspondant à une augmentation de la résistance vers l'état anti-parallèle. Ce déplacement bidirectionnel de la paroi, déjà observé dans nos premières générations d'échantillons, valide l'idée qu'une seule paroi se déplace dans la couche libre. En effet, la présence de deux parois dans la couche libre piégées dans deux puits de potentiel différents engendrerait des augmentations et diminutions de la valeur de résistance pour une direction fixée du courant (courant positif ou négatif). Ceci s'expliquant par le déplacement non simultané des deux parois [198]. Or ici, nous observons bien une variation unidirectionnelle de la valeur de la résistance associée à une direction fixée du courant.

L'étude du dépiégeage de la paroi sera davantage abordée au cours du dernier chapitre. Pour le moment, nous avons montré qu'il est non seulement possible de nucléer et déplacer une paroi de manière bidirectionnelle, mais qu'il est également possible, pour une valeur de champ fixée, de répéter en boucle le cycle nucléation/expulsion de cette dernière. De plus, les mesures présentées ici montrent que l'évolution de la résistance se fait par plateau. Ceci signifie que la paroi se déplace entre plusieurs sites de piégeage. Cette première observation est donc prometteuse concernant l'augmentation du nombre d'états intermédiaires de résistance attendu suite au passage à une aimantation perpendiculaire.

8.3.2 Processus de nucléation de la paroi

A présent, nous allons aborder le processus de nucléation de la paroi. Comme nous l'avons observé lors de la section précédente, ce processus, décrit par le renversement de l'aimantation puis la propagation d'une paroi jusqu'à un piège, s'opère au départ d'un état magnétique uniforme (P ou AP) par l'injection verticale du courant à travers la jonction. Cette observation est similaire à celle faite dans leur travaux par D. Ravelosona *et al.* [199]. Cependant, la nucléation de la paroi peut ici se faire dans le réservoir de nucléation, ou par le bout de la piste de propagation [200]. La position de la paroi dans la couche libre est par conséquent dépendante de l'emplacement auquel s'opère sa nucléation. Or, la mesure de la valeur de résistance ne permet pas de déterminer de façon non ambiguë la position de la paroi. En effet, à titre d'exemple les figures 8.6 (a) et (b) illustrent deux configurations magnétiques dans lesquelles une paroi est présente à deux positions différentes dans la couche libre, et pour lesquelles la valeur de résistance de la jonction est la même.



FIGURE 8.6: Représentation de deux configurations magnétiques dans lesquelles une paroi est présente à deux positions différentes dans la couche libre et pour lesquelles la valeur de résistance de la jonction tunnel magnétique est la même. Les flèches bleues et noires représentent respectivement les directions d'aimantation hors du plan +Z et -Z en référence à la description de nos échantillons en figure 8.1.

L'intérêt du réservoir de nucléation réside dans son large volume magnétique permettant d'augmenter statistiquement les chances de retournement de l'aimantation par la présence de défauts. Cependant, il a été montré au cours de travaux sur des dispositifs similaires, c'est à dire des systèmes à aimantation perpendiculaire présentant un réservoir de nucléation et une piste de propagation, que l'aimantation peut se retourner à l'extrémité de la piste de propagation [200–202]. En effet, dans leur travaux, R. Mansell *et al.* ont observé que le champ coercitif mesuré sur leurs dispositifs diminuait lorsque la taille de la piste, à laquelle est accolé un réservoir de nucléation, diminue [200]. La figure 8.7, issue de ces travaux, illustre cette observation.

La chute des valeurs du champ coercitif est expliquée par la différence de volume d'activation dans la piste et dans le réservoir de nucléation, où le volume d'activation correspond au volume magnétique élémentaire se renversant pour nucléer une paroi de domaine [203]. La configuration de la paroi ainsi nucléée, notamment sa longueur, se verra impactée par la nature du volume d'activation (taille, forme, ...) [204]. Dans le réservoir de nucléation, ce dernier est circulaire de rayon r, et peut être décrit par le volume $V_{nuc} = \pi r^2 t$, où t est l'épaisseur de la couche. Dans ce cas, la longueur L de la paroi nucléée est donnée par le périmètre de la surface circulaire d'activation, soit $L = 2\pi r$. Dans le cas d'une nucléation



FIGURE 8.7: Évolution du champ coercitif d'un dispositif à aimantation perpendiculaire (formé d'une et plusieurs répétitions de couches de CoFeB/Pt) en fonction de la largeur de piste de propagation à laquelle est accolé un réservoir de nucléation. Figure issue des travaux de R. Mansell *et al.* [200].

à l'extrémité de la piste de propagation, le volume d'activation est rectangulaire, et la longueur de la paroi nucléée est fixée par la largeur W de la piste. Par conséquent, il existe une largeur critique W_c telle que $W_c = 2\pi r$ (évaluée à 200 nm pour les systèmes étudiés dans [200]). Pour des largeurs de piste inférieure à cette largeur critique, il devient énergétiquement plus favorable de renverser l'aimantation et nucléer une paroi par l'extrémité de la piste de propagation que dans le réservoir de nucléation [200, 201].

Dans le cas de nos échantillons, qui présentent des largeurs de piste de l'ordre d'une centaine de nm, l'hypothèse d'un processus de nucléation s'amorçant à l'extrémité de la piste de propagation n'est pas à exclure. De plus, nous avons étudié l'influence du champ d'œrsted généré par le courant. Ce dernier étant injecté de manière perpendiculaire à travers la jonction, le champ d'œrsted qui en résulte agit comme un champ magnétique appliqué dans le plan de la couche libre (figure 8.8).



FIGURE 8.8: Calcul du champ d'œrsted avec Spin-Flow 3D dans la structure d'un échantillon de type B.1. La densité de courant considérée est de $5.10^6 A/cm^2$.

Afin d'évaluer son rôle potentiel dans le processus de retournement de l'aimantation, nous avons calculé via le logiciel Spin-Flow 3D sa distribution spatiale dans la couche libre pour un échantillon de type B.1. Cette dernière, illustrée par la figure 8.8, révèle que le champ d'œrsted est plus important sur les bords du réservoir de nucléation ainsi qu'en début et à l'extrémité de la piste de propagation. La densité de courant considérée pour le calcul du champ d'œrsted est de $5.10^6 \ A/cm^2$, soit relativement proche des densités de courant utilisées expérimentalement. En termes d'amplitude, nous pouvons constater que le champ d'œrsted est plus important à l'extrémité de la piste. Bien qu'il soit limité à environ 20 Oe, ce champ magnétique agissant dans le plan de la couche libre peut avoir un impact non négligeable afin de déstabiliser l'aimantation, menant à la nucléation d'une paroi. La répartition du champ d'œrsted majoritairement localisé en fin de piste renforce l'hypothèse d'un processus de nucléation s'opérant à l'extrémité de la piste dans nos échantillons. Nous verrons au cours du chapitre suivant que l'étude des différents dépiégeages de paroi observé semble valider cette hypothèse.

8.4 Déplacement de la paroi sous courant DC : caractérisation du comportement memristif

A ce stade, nous avons montré qu'il est possible de nucléer une paroi unique dans la couche libre, et de déplacer cette dernière par transfert de spin de manière bidirectionnelle. Lors de la section 8.3.1 nous avons pu observer en analysant le cycle de nucléation/expulsion d'une paroi de domaine que son dépiégeage était associé à une évolution de la résistance par plateaux. Nous avons pu déduire de cette observation que plusieurs sites de piégeage sont disponibles pour la paroi. A présent, nous allons sonder tous les sites de piégeage disponibles pour cette dernière via l'application d'un courant continu dans différents échantillons. Ceci nous permettra de vérifier si le nombre d'états intermédiaires de résistance est bel et bien augmenté par le passage à une aimantation perpendiculaire. Nous pourrons ainsi caractériser cette nouvelle génération de memristor et vérifier si cette dernière est utilisable en tant que synapse artificielle.

Nous avons préalablement mentionné que le processus de nucléation se faisait par le renversement de l'aimantation et la propagation d'une paroi. C'est lors de son étape de propagation que cette dernière rencontre les différents sites de piégeage qui lui sont disponibles. Or, ces derniers dépendent du champ magnétique extérieur. En effet, pour une forte amplitude de champ appliqué parallèlement à l'axe z, une fois la paroi nucléée cette dernière traverse instantanément la couche libre. Sous l'action de ce champ, la paroi ne ressent aucun puits de potentiel associés aux différents sites de piégeage. Afin de sonder ces derniers il est donc nécessaire d'appliquer une valeur de champ extérieur optimale, pour laquelle nous pouvons observer des états intermédiaires de résistance. La figure 8.9 montre le diagramme de phase champ/courant de la valeur de la résistance pour un échantillon de type B.2. La figure 8.9 (a) représente l'évolution de la résistance pour des courants positifs, c'est à dire favorisant l'état P. L'état initial est donc l'état AP. Au contraire, la figure 8.9 (b) montre les résultats pour des courants négatifs qui favorisent l'état AP, l'état initial est donc l'état P. Nous pouvons noter que le niveau maximum de résistance atteint sur la figure 8.9 (b) est de 52 Ω , alors qu'il est de 57 Ω pour la figure 8.9 (a). Cette différence s'explique par le phénomène de dépendance en tension ('bias dependence' en anglais) du coefficient de magnétorésistance tunnel d'une jonction tunnel magnétique [82]. Plus particulièrement, c'est ici l'asymétrie de ce phénomène en fonction de la polarité du courant qui permet de justifier l'observation de cette différence.



FIGURE 8.9: Diagrammes de phase champ/courant de la valeur de la résistance pour un échantillon de type B.2. (a) Mesures par application d'un courant positif variant de 0 à 8 mA en partant de l'état uniforme AP. (b) Mesures par application d'un courant négatif variant de 0 à -8 mA en partant de l'état uniforme P. Les zones de variation graduelle de la résistance associées à des états intermédiaires sont notés EI. Le champ de fuite de la couche de référence est noté H_{ref} . La ligne en pointillés blanc indique la valeur de champ optimale pour sonder les états intermédiaires, et est ici d'environ 80 Oe.

En examinant ces diagrammes de phase nous pouvons pour chacun d'eux distinguer trois régions. Celles des états uniformes P et AP, ainsi qu'une pour laquelle nous observons un changement graduel de la valeur de la résistance avec l'augmentation du courant. Cette région, notée EI, correspond à des états intermédiaire de résistance. En se basant sur ces mesures, il est possible de déterminer une valeur de champ optimale permettant de sonder un maximum de sites de piégeage en partant des états P et AP. Cette valeur d'environ 80 Oe est repérée par la ligne blanche pointillée de la figure 8.9. La détermination de cette valeur de champ optimale est importante afin de pouvoir nucléer, déplacer et expulser la paroi uniquement grâce aux variations du courant continue injecté. De cette façon, nous pouvons sonder un maximum de pièges disponibles pour la paroi.

La figure 8.10 montre l'évolution de la résistance en fonction du courant appliqué pour un échantillon de type B.3. La valeur du champ optimale est ici de 95 Oe et nous permet de sonder un grand nombre d'états intermédiaires de résistance. En effet, environ 15 états sont observables et stables à courant nul. Les valeurs de résistance des états P et AP sont ici respectivement de 37 et 68 Ω .

Afin d'obtenir la figure 8.10, plusieurs cycles en courant ont été réalisés. Le protocole suivi est identique à celui décrit lors de la section 8.3.1, et est répété ici dans le but de sonder un maximum



FIGURE 8.10: Evolution de la résistance en fonction du courant appliqué entre -7 et 7 mA mesurée sur un échantillon de type B.3 pour une valeur de champ fixée de 98 Oe. Les résistances des états P et AP sont respectivement de 37 et 68 Ω . La densité de courant est calculée en normalisant le courant continu par la surface totale de l'échantillon, soit 0.15 μm^2 .

d'états intermédiaires. En appliquant un courant positif compris entre 0 et 7 mA en partant de l'état AP, la paroi est nucléée puis propagée à travers la couche libre en passant par des états intermédiaires. De cette manière il est possible de déterminer les cycles en courant à appliquer afin sonder ces différents états. A titre d'exemple, l'application d'un courant continue de 0 à 2.4 mA en partant de l'état AP permet de stabiliser un état correspondant à une valeur de résistance de 62 Ω . La variation du courant de 2.4 à 0 mA permet ensuite de vérifier la stabilité de cette état à courant nul. L'application de la même procédure pour un courant allant cette fois jusqu'à 3.5 mA permet quant à elle la stabilisation à courant nul d'un état à 55 Ω . Le même protocole expérimental est également réalisable en appliquant un cycle en courant négatif et en partant de l'état P. Ainsi l'application du cycle en courant [0, -4.8] mA permet l'obtention d'un état stable à courant nul de 48 Ω .

Cette première mesure confirme donc l'augmentation du nombre d'états intermédiaires de résistance attendu par le passage à une aimantation perpendiculaire. Afin de vérifier le caractère reproductible de ce résultat nous avons également sondé les états intermédiaires de résistance sur des échantillons de type B.2 (figure 8.11 (a)) et B.1 (figure 8.11 (b)). De façon similaire à l'échantillon décrit en figure 8.10, ces derniers présentent entre 15 et 17 états intermédiaires stables à courant nul. Les valeurs de champ optimales appliquées sont ici respectivement de 85 et 100 Oe pour les figures 8.11 (a) et (b). Les cycles en courant sont effectués dans des intervalles respectifs de [-7, 7] mA et [-10, 10] mA.

D'une manière générale, le passage à une aimantation perpendiculaire répond donc à nos attentes concernant le nombre d'états intermédiaires de résistance. Sur tous les échantillons mesurés, nous pouvons compter en moyenne entre 15 et 20 états intermédiaires de résistance, correspondant à une augmentation d'un facteur 5 à 7 en comparaison aux trois états observés dans nos premières



FIGURE 8.11: Evolution de la résistance en fonction du courant illustrant le grand nombre d'états intermédiaires de résistance disponibles dans des échantillons : (a) de type B.2 et (b) de type B.1. Les champs fixes appliqués sont respectivement de 85 et 100 Oe. Les états de résistance P et AP sont respectivement de 29 et 56 Ω et de 23 et 36 Ω . Les densités de courant sont calculées en normalisant le courant continu appliqué par la surface totale des échantillons, soit respectivement.

générations de jonction tunnel à aimantation dans le plan. Maintenant que nous avons évalué de façon quantitative l'augmentation du nombre d'états de résistance, il serait bénéfique de pouvoir évaluer si ce dernier est à présent suffisant afin d'utiliser ces dispositifs à aimantation perpendiculaire en tant que synapses artificielles. Pour ce faire, nous pouvons nous appuyer sur les travaux de D. Querlioz et al., qui ont simulé un système neuromorphique où chaque synapse est composée de plusieurs jonctions tunnel magnétiques binaires en parallèle [6, 205]. Avec cette étude, ils ont montré qu'entre 7 et 10 jonctions binaires sont nécessaires dans chaque synapse afin d'exécuter une tâche de reconnaissance de motifs (consistant ici en la reconnaissance de chiffres écrits à la main [6]) avec un taux de succès raisonnable supérieur à 75 %. Ceci signifie qu'un système présentant entre 13 et 19 états intermédiaires de résistance peut être suffisant en vue d'être utilisé pour des tâches de reconnaissance de motifs, une des applications actuellement majeures pour ce type de dispositifs. La transposition de ces travaux à notre système permet d'établir que nos jonctions tunnel magnétiques à aimantation hors du plan sont appropriées pour être utilisées en tant que synapses artificielles au sein d'applications neuromorphiques. De plus, les différents états intermédiaires sont ici sondés par application d'un courant continu. Ce dernier impose la présence continue des forces de transfert de spin sur la paroi, même à courant constant. Par conséquent, l'emploi d'impulsions de courant pourrait nous permettre d'observer encore davantage de pièges accessibles à la paroi en comparaison de ceux déjà observés sous l'application d'un courant continu. Enfin, nous pouvons mentionner que les densités de courant seuils sont ici de l'ordre de 3 à 4 $10^6 A/cm^2$, soit du même ordre de grandeur que dans nos jonctions à aimantation dans le plan (cf. section 7.1). Cette deuxième génération d'échantillons présente un avantage d'un point de vue applicatif. L'utilisation idéale de ce dispositif en tant que synapse artificielle se situe dans le contexte d'un réseau, c'est à dire implémentée de manière non isolée au sein d'un

manière répétée après chaque expulsion de paroi au sein d'un tel réseau. Ainsi, la répétabilité du cycle nucléation/déplacement/expulsion de la paroi en variant uniquement l'amplitude du courant appliqué dans les jonctions à aimantation perpendiculaire s'avère être ici un atout.

8.5 Conclusion

Ce premier chapitre dédié aux mesures de caractérisation des échantillons nous montre qu'un des objectifs visés par le passage à une aimantation perpendiculaire est atteint, c'est à dire l'augmentation du nombre d'états intermédiaires de résistance. Nous avons montré que ce dernier est compris pour chaque échantillon entre 15 et 20, et correspond à une augmentation d'un facteur 5 à 7 en comparaison aux échantillons de première génération à aimantation dans le plan. De plus, en s'appuyant sur les travaux de D. Querlioz *et al.* [6, 205], nous avons pu évaluer le nombre d'états intermédiaires de résistance comme suffisant pour utiliser ces nouveaux échantillons en tant que synapses artificielles au sein d'un réseau neuromorphique, pour l'exécution de tâche telle que la reconnaissance de motif.

Chapitre 9

Etude du depiégeage de la paroi

Le premier objectif visé à travers l'emploi d'un système à aimantation perpendiculaire était l'augmentation du nombre d'états intermédiaires de résistance. Nous avons montré au cours du chapitre précédent que ce dernier est à présent vérifié. Le second objectif visait, lors de l'étape d'optimisation des échantillons, à obtenir une paroi de type hybride afin de favoriser son déplacement sous l'action du couple de Slonczewski. Afin de vérifier également ce point, le chapitre final de cette thèse est dédié à l'étude du dépiégeage de la paroi par transfert de spin, afin de mettre en avant le rôle dominant ou non du couple de Slonczewski au sein du mécanisme de dépiégeage. Nous verrons ainsi au cours de ce chapitre les différents types de dépiégeage observés, et étudierons les densités de courant critiques qui y sont associés. En s'appuyant sur des calculs numériques appliqués au modèle 1D de la paroi, nous comparerons les résultats expérimentaux obtenus afin de déterminer le couple de transfert de spin dominant dans le processus de dépiégeage de la paroi.

9.1 Détermination de l'emplacement de la paroi dans la couche libre

Lors de l'optimisation des échantillons, seule la piste de propagation a été optimisée pour accueillir une paroi de type hybride. Or, nous avons vu au cours du chapitre précédent qu'un grand nombre de positions stables sont accessibles pour la paroi, et réparties sur tout l'intervalle de résistance entre les états P et AP. Certaines d'entre elles sont par conséquent associées à la présence de la paroi dans le réservoir de nucléation. Les propriétés de cette dernière y sont alors différentes de celles d'une paroi dans la piste de propagation. Afin d'étudier le processus de dépiégeage il est donc nécessaire de s'assurer que le piège étudié correspond à la présence d'une paroi dans la piste et non dans le réservoir de nucléation. Afin d'y parvenir, nous pouvons déterminer le niveau de résistance équivalent à la position d'une paroi à la limite entre le réservoir de nucléation et la piste de propagation. La figure 9.1 illustre une telle configuration magnétique, pour laquelle le niveau de résistance est noté R^{lim} .



FIGURE 9.1: Résultat de simulations micromagnétiques illustrant la configuration magnétique correspondant à la valeur de résistance R^{lim} pour un échantillon de type C.2.

Connaitre cette valeur de résistance nous permet de la comparer avec celles des états intermédiaires étudiés et de déterminer l'emplacement de la paroi dans la couche libre. Cependant, comme nous l'avons mentionné au cours du chapitre précédent, ce dernier dépend du processus de nucléation, en particulier de l'emplacement par lequel s'opère le renversement de l'aimantation. L'étude réalisée lors de la section 8.3.2 étaye l'hypothèse que le renversement s'effectue par le bout de la piste. En prenant cette hypothèse, pour une configuration magnétique initiale uniforme (P ou AP), tous les états intermédiaires rencontrés entre R_P (ou R_{AP}) et $R^{lim}(P)$ (ou $R^{lim}(AP)$) correspondent à un piégeage de la paroi dans la piste. Nous pouvons calculer la valeur de R^{lim} en fonction de l'état magnétique initial telle que :

$$R^{lim}(P) = \frac{1}{G_P + \Delta G.\frac{S_{piste}}{S_{totale}}}$$
(9.1)

$$R^{lim}(AP) = \frac{1}{G_{AP} - \Delta G. \frac{S_{piste}}{S_{totale}}}$$
(9.2)

Où (P) et (AP) désignent l'état initial. G_P et G_{AP} correspondent à la conductivité associée respectivement aux états P et AP. ΔG est défini comme la différence entre G_{AP} et G_P , et correspond à la conductivité associée à l'écart en résistance ΔR décrit par la magnéto résistance tunnel. Enfin, S_{piste} et S_{totale} décrivent la surface de la piste de propagation et la surface totale de l'échantillon considéré. De plus, nous pouvons noter qu'en remplaçant S_{piste} par la surface du réservoir de nucléation S_{res} , le résultat des équations 9.1 et 9.2 correspondra à la valeur de R^{lim} dans le cas d'un renversement de l'aimantation par le réservoir.

9.2 Les différents types de dépiégeage observés

Nous venons de montrer comment déterminer l'emplacement de la paroi dans la couche libre. A présent, nous allons au cours de cette section présenter les différents types de dépiégeage observés lors des mesures. Le dépiégeage de la paroi est associé à une variation de la valeur de la résistance. Cette

dernière correspond au déplacement de la paroi dans la couche libre entre deux sites de piégeage. Nous verrons qu'à ces variations de résistance peuvent être associées différents types de dépiégeages. Nous ferons en particulier un lien entre ces derniers et la position de la paroi dans le réservoir de nucléation ou la piste de propagation. D'une manière générale, nous montrerons que ces différents types de dépiégeage sont indépendamment observés sous l'action du transfert de spin ou d'un champ magnétique extérieur et ce pour différents échantillons.

9.2.1 Dépiégeage instantané

Ce type de dépiégeage est majoritairement observé dans nos échantillons. Il se caractérise par un déplacement "instantané" de la paroi entre deux sites de piégeage, où une fois sortie de son puits de potentiel, cette dernière est directement déplacée vers une autre position sous l'action des forces qu'elle ressent. C'est ce type de dépiégeage qui est étudié au cours du chapitre 4 à travers la mesure en temps réel du déplacement de la paroi [108], et qui est ici discuté à titre de comparaison avec les dépiégeages par gonflement ou stochastique qui seront abordés par la suite. La figure 9.2 illustre ce processus sous l'action d'un courant continu (figure 9.2 (a)) et d'un champ magnétique (figure 9.2 (b)) pour deux échantillons différents de type A.1. Les points rouges y illustrent les variations de résistance associées à ce type de dépiégeage, caractérisées par une diminution (figure 9.2 (a)) ou une augmentation (figure 9.2 (b)) soudaine de la valeur de la résistance, qui évolue ainsi par plateau.



FIGURE 9.2: (a) Mesure d'un dépiégeage "instantané" sous l'action d'un courant continu pour un échantillon de type A.1. La valeur du champ est ici fixée à 100 Oe. (b) Mesure d'un dépiégeage "instantané" sous l'action d'un champ magnétique pour un second échantillon de type A.1. La valeur du champ est ici fixée à 0.1 mA. Les lignes bleues pointillées inférieur et supérieur correspondent respectivement aux niveaux de résistance des états P et AP. La zone grise représente l'intervalle de résistance associé à la présence d'une paroi dans le réservoir de nucléation. Les portions de courbe rouge indiquent les variations de résistance associées à un dépiégeage instantané. Les flèches noires indiquent le sens dans lequel évolue le courant (a) et le champ magnétique (b).

En s'appuyant sur les valeurs de résistance des états intermédiaires illustrés en figure 9.2, nous pouvons déterminer la position de la paroi. Les échantillons étant de même type (A.1) mais différents,

les états de résistance intermédiaires ne sont pas les mêmes. L'état stabilisé à courant nul, en partant de la configuration AP sous un champ de 100 Oe, montré sur la figure 9.2 (a) est de 43 Ω . Pour la figure 9.2 (b), l'état initial est de 40 Ω , et évolue par plateau sous l'action d'un champ jusqu'à atteindre l'état AP. Cet état intermédiaire a préalablement été obtenu en partant de l'état AP, comme celui de 43 Ω illustré sur la figure 9.2 (a). Les niveaux de résistance des états P et AP sont respectivement de 32 et 62 Ω pour les deux échantillons étudiés. En utilisant l'expression 9.2, la valeur de $R^{lim}(AP)$ est calculée à $35 \pm 0.3 \Omega$. L'incertitude associée est calculée en considérant une erreur de $\pm 0.05 \ \mu m^2$ pour les différentes surfaces considérées. La valeur de $R^{lim}(AP)$ est relativement proche de celle de l'état P car les échantillons de type A.1 présentent le plus petit réservoir de nucléation. Ainsi le rapport des surfaces $\frac{S_{piste}}{S_{total}}$ est grand. Dans ce cas, tout état intermédiaire rencontré dans l'intervalle [35, 62] Ω peut être associé à la présence d'une paroi dans la piste.

Le type de dépiégeage "instantané" discuté au cours de cette section confirme l'hypothèse que la paroi est nucléée dans la piste de propagation. En effet, dans la piste, la paroi est moins déformable que dans le réservoir qui présente des dimensions plus grandes [206] (on peut également parler d'élasticité de la paroi [207]).

9.2.2 Dépiégeage par gonflement

Passons à présent à l'étude des dépiégeages "par gonflement", qui se caractérisent par une variation progressive de la valeur de la résistance associée à une déformation de la paroi. Bien que peu observés dans nos échantillons, leur présence peut être associée à un emplacement bien particulier de la paroi. A l'inverse de l'étude présentée au cours de la section précédente, la valeur de résistance associée à ce type de dépiégeages n'évolue plus par plateau mais de manière continue, et les variations de résistance observées sont relativement faibles en comparaison. De plus, étant associé à une déformation de la paroi, ce type de dépiégeage présente un caractère réversible (une fois la paroi déformée sous l'application d'une force, le retour à une force nulle permet de retrouver la configuration initiale de la paroi), qui n'est pas observé lors des dépiégeage instantanés évoqués précédemment (une fois la paroi sortie de son puits de potentiel, cette dernière ne revient pas en position initiale malgré la diminution des forces extérieures). La figure 9.3 représente ce type de dépiégeage par "gonflement" sous l'action d'un courant (figure 9.3 (a)) et d'un champ magnétique (figure 9.3 (b)) pour un même échantillon de type B.3. Les points rouges y mettent en avant les variations de résistance caractéristiques, qui sont ici de l'ordre de quelques Ω .

Ce type de variations de résistance associées à une déformation de la paroi est, contrairement à la section précédente, davantage attendu dans le réservoir de nucléation que dans la piste. Toutefois, les faibles variations présentées en figure 9.3 peuvent également être interprétées par une position de paroi à l'intersection piste-réservoir, définie par la résistance R^{lim} (cf. figure 9.1). En effet, en raison de la nucléation à l'extrémité de la piste (section 8.3.2), la paroi se déplace de la piste vers le réservoir.



FIGURE 9.3: Mesures d'un dépiégeage par gonflement effectuées sur un échantillon de type B.3 : (a) sous l'action d'un courant continu. La valeur du champ est ici fixée à 85 Oe. (b) sous l'action d'un champ magnétique, où la valeur du courant est ici fixée à 0.1 mA. Les lignes bleues pointillées inférieur et supérieur correspondent respectivement aux niveaux de résistance des états P et AP. La zone grise représente l'intervalle de résistance associé à la présence d'une paroi dans le réservoir de nucléation. Les portions de courbe rouge indiquent les variations de résistance associées à un dépiégeage par gonflement. Les flèches noires indiquent le sens dans lequel évolue le courant (a) et le champ magnétique (b).

Or, les différences de dimensions entre ces derniers (respectivement caractérisés par une largeur de 100 nm et par S_{res} = 165 x 350 nm^2 en figure 9.3) jouent le rôle de conditions aux limites pour la paroi, qui peut ainsi trouver à l'intersection piste-réservoir un piège relativement stable [200, 201]. Cette configuration est alors similaire à celle étudiée par D. Ravelosona *et al.* pour une paroi piégée dans une croix de Hall [208]. La figure 9.4, issue de ces travaux, illustre la configuration magnétique associée. Nous pouvons constater que dans ce cas particulier, la paroi ne se déplace pas de manière uniforme, comme elle le fait dans la piste, mais se déforme (où l'analogie avec un "gonflement" de la paroi discutée ici vient de cette déformation particulière). De cette manière, le domaine magnétique s'étend en adoptant un comportement similaire à celui d'une bulle magnétique [208]. L'extension du domaine se fait alors de manière progressive, comme le montre l'évolution de sa surface repérée par les numéros allant de 1 à 4 sur la figure 9.4.

Ce type de déformation peut être à l'origine des mesures présentées en figure 9.3. Afin de le vérifier, nous pouvons déterminer l'emplacement de la paroi. L'état intermédiaire de départ sur la figure 9.3 est de 48 Ω . Ce dernier est ici préalablement obtenu en partant de la configuration parallèle. Nous pouvons donc utiliser l'expression 9.1 afin de calculer $R^{lim}(\mathbf{P})$. Les niveaux de résistance des états P et AP étant ici de 35 et 63 Ω , ce dernier est calculé à une valeur de 46.5 \pm 0.5 Ω . Ceci signifie que pour l'intervalle de résistance [35, 46.5] Ω , la paroi se trouve dans la piste. L'état duquel la paroi se dépiège à 48 Ω est donc relativement proche de $R^{lim}(\mathbf{P})$. Cette observation pourrait donc expliquer la variation progressive de faible amplitude de la résistance illustré en figure 9.3. D'une manière générale, ce type d'observation est principalement attendu pour une position de paroi à l'intersection piste-réservoir, et non dans le réservoir de nucléation. A titre d'exemple nous pouvons constater sur la figure 9.3


FIGURE 9.4: Illustration issues des travaux de D. Ravelosona *et al.* montrant le comportement en bulle magnétique d'une paroi de block dans une croix de Hall de 200x200 nm^2 . H_{fre} représente ici le champ magnétique total ressenti par la couche libre [208].

(b) qu'après le gonflement de la résistance, son évolution se fait par plateau. Ceci illustre le fait que malgré la différence des propriétés de la paroi dans la piste et le réservoir, les changements de résistance associés à son déplacement dans l'un ou dans l'autre sont ici relativement similaires. De plus, comme pour les dépiégeage 'instantanés' discutés dans la section précédente, l'observation de dépiégeage par gonflement valide également l'hypothèse de la nucléation de la paroi à l'extrémité de la piste.

9.2.3 Dépiégeage stochastique

Au dernier type de dépiégeage observé dans nos échantillons est associé le phénomène de stochasticité, qui se traduit par des déplacements successifs de la paroi entre deux états généralement bistables [209]. Expérimentalement, il s'accompagne d'une variation de résistance oscillant entre les deux valeurs de résistance associées à ces états. La figure 9.5 (a) montre ce type de phénomène pour le dépiégeage d'une paroi vers l'état AP sous l'action d'un courant négatif à un champ fixe de 82 Oe. Les points rouges illustrent les variations de la valeur de la résistance associées. La figure 9.5 (b) montre ce dépiégeage au départ du même état intermédiaire (38.7 Ω) sous l'action d'un champ magnétique. Or, sous l'action de ce dernier aucun processus stochastique n'est observé. Nous reviendrons sur cette observation plus tard au cours de cette section.

Les états parallèle et anti-parallèle sont ici respectivement de 33 et 63 Ω . L'état intermédiaire à 38.7 Ω est obtenu en partant de l'état uniforme AP. Nous pouvons donc appliquer l'expression 9.2 pour évaluer $R^{lim}(AP)$. Ce dernier montre une valeur de $35.5 \pm 0.5 \Omega$, signifiant que pour l'intervalle de résistance [35.5, 63] Ω nous pouvons considérer une paroi présente dans la piste. En observant la figure 9.5 (a), nous pouvons en déduire que la stochasticité observée et illustrée par les points rouges est associée à des déplacements de paroi dans la piste entre plusieurs sites de piégeage assez proches.



FIGURE 9.5: Dépiégeage d'une paroi depuis un état intermédiaire à 38 Ω vers l'état AP mesuré sur un échantillon de type C.2 : (a) par application d'un courant continu entre 0 et -6mA pour une valeur de champ extérieur de 82 Oe. (b) par application d'un champ magnétique pour une valeur du courant de 0.1 mA. Les lignes bleues pointillées inférieur et supérieur correspondent respectivement aux niveaux de résistance des états P et AP. La zone grise représente l'intervalle de résistance associé à la présence d'une paroi dans le réservoir de nucléation. Les portions de courbe rouge indiquent les variations de résistance associées au phénomène de stochasticité (a). Les flèches noires indiquent le sens dans lequel évolue le courant (a) et le champ magnétique (b).

La figure 9.6 illustre d'une meilleure façon ce comportement. La figure 9.6 (b) montre, comme pour la figure 9.5 (a), une mesure du dépiégeage sous l'action du courant de la paroi en partant de l'état intermédiaire à 38.7 Ω , mais pour un champ légèrement plus important de 90 Oe. Nous pouvons y observer qu'une fois la paroi dépiégée, elle atteint un premier plateau de résistance défini par R_1 = 41.4 Ω , puis un second défini par R_2 = 42.6 Ω , avant de retomber sur le plateau R_1 . Nous avons pu observer sur plusieurs mesures que pour un champ extérieur de 90 Oe et pour une amplitude du courant continu de -1 mA, les deux états de résistance R_1 et R_2 sont bistables. Afin d'observer ce régime en fonction du temps, nous avons reproduit la mesure présentée en figure 9.6 (b) dans les mêmes conditions, en stoppant le courant à une valeur de -1 mA. Pour cette valeur, illustrée par ligne rouge pointillée, la figure 9.6 (a) montre l'évolution de la résistance mesurée à l'oscilloscope en fonction du temps pour une période de 50 s. Le caractère stochastique y apparait clairement, où la paroi, initialement au niveau R_2 , oscille entre les deux états bistables.

Dans la littérature, l'observation de dépiégeages stochastiques de parois est souvent associée aux effets de la température [210–213]. Néanmoins, il a été montré par X. Jiang *et al.* que ces observations peuvent également être associées au régime de Walker de la paroi [214]. En effet, les oscillations de la paroi engendrées par ce dernier favorisent de façon significative l'observation d'un comportement stochastique [214]. Dans notre cas, les échantillons ayant été optimisés dans le but de favoriser l'action du couple de Slonczewski, nous nous attendons à observer le régime de Walker (cf. chapitre 7). L'observation d'un comportement stochastique peut donc être interprétée comme un premier indice de son rôle dominant dans le processus de dépiégeage. De plus, nous avons préalablement remarqué qu'aucun comportement stochastique n'est observé lors du dépiégeage de la paroi sous l'action d'un



FIGURE 9.6: (a) La ligne noire correspond à la trace temporelle de la valeur résistance effectuée sous l'application d'un courant fixe de -1 mA et d'un champ extérieur fixe de 90 Oe. Les lignes pointillées grises correspondent à deux niveaux de résistance intermédiaire $R_1 = 41.4 \ \Omega$ et $R_2 = 42.6 \ \Omega$. La ligne rouge représente le déplacement de la paroi entre ces 2 états en fonction du temps. (b) Mesure du dépiégeage d'une paroi initialement dans l'état de résistance 38.7 Ω . La ligne pointillée correspond à une valeur du courant de -1 mA pour laquelle les niveaux de résistance R_1 et R_2 sont bistables.

champ magnétique (figure 9.5 (b)). Cette observation implique par conséquent que le couple de transfert de spin qui agit n'est pas équivalent à un champ magnétique, et renforce l'hypothèse de l'action du couple de Slonczewski.

9.3 Dépendance en champ des courants de dépiégeages

Le principal objectif visé à travers l'étude établie au cours de ce chapitre final consiste à vérifier si le couple de Slonczewski est bien dominant dans le processus de dépiégeage de la paroi. Nous avons vu au cours la section précédente qu'un premier indice de sa prédominance dans ce processus peut être associé à l'observation d'un comportement stochastique. A présent, afin d'évaluer de manière plus approfondie le rôle de chacun des couples de transfert de spin, nous allons étudier la dépendance en champ magnétique des densités de courants critiques de dépiégeage, notées J_{th} .

Cette étude permet de déterminer l'efficacité du transfert de spin associée à chacun des deux couples dans le processus de dépiégeage (couple de Slonczewski ou Field-Like). En effet, T. Koyama *et al.* a montré que si ce processus est gouverné par le couple de Slonczewski, alors les densités de courant critiques associées ne dépendent pas du champ appliqué [215]. Ces résultats, obtenus pour des dépiégeages de paroi pour deux pistes de 76 et 150 nm dans un système à aimantation perpendiculaire, sont illustrés sur la figure 9.7 (a).

Au contraire, si le processus de dépiégeage est dominé par le couple Field-Like, alors les densités de courant critiques présentent une dépendance quasi linéaire avec le champ extérieur appliqué. Ceci est illustré par les mesures de J_{th} effectuées par A. Chanthbouala *et al.* sur les échantillons présentés dans



FIGURE 9.7: (a) Mesures issues des travaux de T. Koyama *et al.* montrant les densités de courant critiques de dépiégeage d'une paroi lorsque ce processus est gouverné par le couple de Slonczewski [215]. Les points bleus et rouges désignent respectivement les résultats obtenus sur des pistes d'une largeur de 76 et 150 nm dans des dispositifs à aimantation perpendiculaire. (b) Mesures issues des travaux de A. Chanthbouala *et al.* montrant les densités de courant critiques de dépiégeage d'une paroi lorsque ce processus est gouverné par le couple Field-Like [57]. Les points bleus et rouge désignent respectivement les résultats obtenus sur des pistes d'une paroi lorsque ce processus est gouverné par le couple Field-Like [57]. Les points bleus et rouge désignent respectivement les résultats obtenus sur des pistes d'une largeur de 120 et 210 nm dans des dispositifs à aimantation dans le plan.

la section 7.1 [57]. Ces derniers sont illustrés pour deux largeurs de piste de 120 et 210 nm, et sont ici tracés en fonction de ΔH . Cette grandeur correspond à la différence entre le champ de dépiégeage H_c de la paroi et la champ magnétique appliqué H. Ces résultats illustrent, comme nous l'avons noté lors de la section 7.1, que dans ces échantillons à aimantation dans le plan, le couple le plus efficace pour dépiéger la paroi est le couple Field-Like.

Cette dépendance en champ des valeurs de J_{th} peut être comprise par la nature différente du processus de dépiégeage engendrée par les deux couples de transfert de spin. En effet, comme nous l'avons abordé au cours du chapitre 7, le couple de Slonczewski agit sur la paroi en changeant sa structure magnétique interne (en agissant sur l'angle ϕ). La barrière d'énergie à dépasser est alors dans ce cas reliée à l'anisotropie de la paroi (cf. section 7.2.2). Cette dernière est fixée et ne dépend pas du champ extérieur appliqué dans la mesure où sa composante transverse est minime et ne modifie pas la structure de la paroi [216]. Le couple Field-Like agit quant à lui sur le puits de potentiel dans lequel est piégée la paroi (cf. section 7.2.1). Or, ce dernier est extrêmement dépendant de la valeur du champ appliqué, qui le dissymétrise. De cette façon, la forme du puits de potentiel change en fonction du champ extérieur ce qui engendre une barrière plus ou moins haute à dépasser pour la paroi. Ainsi, en fonction du mécanisme de dépiégeage à l'œuvre, les densités de courant critiques ne présenteront pas la même dépendance avec le champ appliqué.

9.3.1 Les mesures expérimentales

Afin d'évaluer cette dépendance en champ dans nos échantillons, nous avons mesuré les densités de courants de dépiégeage en fonction du champ extérieur. Afin d'y parvenir, nous avons préalablement choisi un état intermédiaire de résistance correspondant à une position de paroi dans la piste. En effet, comme nous l'avons mentionné auparavant, la piste a été optimisée pour accueillir une paroi hybride, il est donc nécessaire de s'assurer de l'emplacement de cette dernière pour cette étude. Pour cette raison, les différents échantillons étudiés au cours de cette section possèdent tous un réservoir de nucléation présentant la plus petite surface, dans le but de maximiser celle de la piste. Ainsi, la ligne noire de la figure 9.8 (a) montre l'évolution de la résistance en fonction du courant continue appliqué lors de la procédure de nucléation et déplacement de la paroi jusqu'à un niveau de résistance de 38 Ω . Ces mesures sont effectuées sur un échantillon de type C.1. Le champ extérieur appliqué est de 85 Oe. L'état initial est l'état uniforme AP, le cycle en courant est le suivant : de 0 à 4 mA pour nucléer et déplacer la paroi dans l'état intermédiaire à 38 Ω , puis de 4 à 0 mA afin de stabiliser à courant nul cet état. Les niveaux de résistance P et AP, représentés respectivement par les lignes bleues pointillées inférieur et supérieur, sont de 32 et 63 Ω . En utilisant l'expression 9.2 nous obtenons une valeur de $35 \pm 0.5 \Omega$ pour $R^{lim}(AP)$. L'état intermédiaire stabilisé ici correspond donc bien à une position de paroi dans la piste.



FIGURE 9.8: (a) Ligne noire : Evolution de la valeur de la résistance d'un échantillon de type C.1 en fonction du courant appliqué sous un champ de 85 Oe. En partant de l'état AP le cycle en courant [0, 4] mA permet la stabilisation à courant d'un état intermédiaire à 38 Ω . Les lignes grises illustre la reproductibilité de cette mesure. (b) Evolution de la résistance en fonction du champ appliqué en partant de l'état à 38 Ω . La ligne grise correspond à la valeur initial de champ appliqué de 85 Oe. La partie droite de cette ligne représente l'évolution de la résistance en fonction de valeurs de champ croissantes. Les lignes bleues pointillées inférieur et supérieur correspondent respectivement aux niveaux de résistance des états P et AP. La zone grise représente l'intervalle de résistance associé à la présence d'une paroi dans le réservoir de nucléation. La partie gauche en fonction de valeurs de champ décroissantes. La ligne rouge ainsi que la portion de droite rouge illustre la plateau de résistance associé à l'état intermédiaire de 38 Ω .

Une fois cet état intermédiaire stabilisé, l'objectif est ici d'étudier le dépiégeage de la paroi en partant de ce dernier sous différentes valeurs de champ extérieur. La procédure de stabilisation de cet état, présentée par la figure 9.8 (a), se doit donc d'être reproductible dans le but de pouvoir stabiliser à nouveau cet état. Les lignes grises de la figure 9.8 (a) illustrent cette reproductibilité. En effet, en partant de l'état AP et sous les mêmes conditions en champ et en courant (H_z = 85 Oe et I=[0, 4] mA), l'état intermédiaire à 38 Ω est quasi systématiquement obtenu. A présent, avant l'étude du dépiégeage en courant, il est également nécessaire de connaitre l'intervalle de stabilité en champ magnétique associée au puits de potentiel correspondant à l'état intermédiaire de 38 Ω . La figure 9.8 (b) montre l'évolution de la résistance en fonction du champ appliqué en partant de cet état à une valeur de champ de 85 Oe. La ligne grise pointillée représente cet état initial de la mesure. La partie à droite de cette ligne montre le dépiégeage de la paroi vers l'état AP pour des valeurs croissantes du champ. La partie gauche illustre quant à elle le dépiégeage vers l'état P pour des valeurs décroissantes du champ. La portion de droite rouge correspond au plateau de résistance associé à l'état intermédiaire de 38 Ω . Nous pouvons ainsi extraire de cette mesure les champs de dépiégeage vers l'état P et AP. Ils sont chacun mesurés 3 fois puis moyennées afin de les estimer de manière plus précise.

Nous pouvons à présent mesurer les courants de dépiégeage pour différentes valeurs de champ comprises dans l'intervalle de stabilité du piège sondé, c'est à dire [70, 93] Oe. Les figures 9.9 (a) et (b) montrent respectivement le dépiégeage sous l'action d'un courant continu négatif et positif pour différentes valeurs de champ extérieur vers l'état AP et vers l'état P. Pour chaque valeur de champ, l'état intermédiaire à 38 Ω est initialement obtenu sous un champ de 85 Oe. Une fois l'état stabilisé à courant nul, la valeur du champ est lentement changée afin de conserver la stabilité de ce dernier, puis le courant est injecté. En analysant la figure 9.9 (a), nous pouvons constater que la paroi passe par plusieurs états intermédiaires avant d'atteindre l'état AP. Les courants de dépiégeage qui nous intéressent dans ce cas sont ceux pour lesquels la paroi sort de l'état intermédiaire à 38 Ω pour atteindre un état supérieur ici à 43 Ω . Sur cette figure sont illustrés les dépiégeages mesurés sous quatre valeurs de champ différentes : 93 (noir), 90 (rouge), 87 (bleu) et 84 Oe (orange). La valeur du champ de dépiégeage vers l'état AP est $Hc_{AP} = 93 \pm 2$ Oe (cf. figure 9.8 (b)). Nous pouvons ainsi constater en observant le dépiégeage mesuré pour une valeur de champ de 93 Oe (ligne noire sur la figure 9.9 (a)), soit égale à Hc_{AP} , que le courant critique de dépiégeage est très faible, de l'ordre de -0.2 mA. Au contraire, le dépiégeage mesuré pour un champ de 84 Oe (ligne orange), soit la valeur de champ le plus éloignée ici de Hc_{AP} , est plus élevée, de l'ordre de -2.2 mA.

Nous pouvons effectuer la même analyse pour les dépiégeages de la paroi vers l'état P (9.9 (b)). La valeur du champ de dépiégeage vers l'état P est $Hc_P = 70 \pm 1$ Oe (figure 9.8 (b)). Nous pouvons ainsi constater que pour un dépiégeage sous un champ de 87 Oe (ligne orange), soit la valeur le plus éloignée ici de Hc_P , le courant critique de dépiégeage est le plus grand, de l'ordre de 6 mA. Au contraire, pour le dépiégeage sous la valeur de champ la plus proche de Hc_P , c'est à dire 73 Oe (ligne noire), le courant critique de dépiégeage est le plus grand.



FIGURE 9.9: (a) Dépiégeage de la paroi vers l'état AP en partant de l'état intermédiaire à 38 Ω sous l'action d'un courant continue négatif et pour les différentes valeurs de champ suivantes : 93 Oe (noir), 90 Oe (rouge), 87 Oe (bleu) et 84 Oe (orange). La grandeur notée Hc_{AP} correspond au champ de dépiégeage vers l'état AP de l'état intermédiaire à 38 Ω . (b) Dépiégeage de la paroi vers l'état P en partant de l'état intermédiaire à 38 Ω sous l'action d'un courant continue positif et pour les différentes valeurs de champ suivantes : 87 Oe (orange), 80 Oe (bleu), 77 Oe (rouge) et 74 Oe (noir). La grandeur notée Hc_P correspond au champ de dépiégeage vers l'état P de l'état intermédiaire à 38 Ω . Les lignes bleues pointillées inférieur et supérieur représentent respectivement aux états P et AP. La zone grise représente l'intervalle de résistance associé à la présence d'une paroi dans le réservoir de nucléation.

L'analyse de ces résultats montre d'ores et déjà que les densités de courant critiques de dépiégeage sont différentes en fonction du champ extérieur. Afin d'analyser de manière détaillée leur dépendance avec le champ, chaque mesure de dépiegeage est répétée entre 7 et 10 fois sous l'application d'un courant continu, et ce pour chaque valeur de champ. Une fois les courants critiques extraits, ils sont normalisés par la surface totale de l'échantillon mesuré afin d'obtenir les densités de courant critiques de dépiégeage notées J_{th} . La figure 9.10 montre l'évolution de ces derniers, en fonction de ΔH , mesurés sur trois échantillons différents pour une paroi dans une piste de largeur W= 90 nm (lignes noires) et W= 110 nm (ligne rouge). Les mesures de J_{th} correspondant à une largeur de paroi de 110 nm (ligne rouge) sont ceux issus des mesures de dépiégeage de l'état à 38 Ω présentés par les figures 9.8 et 9.9. Afin d'obtenir les résultats pour une piste d'une largeur de 90 nm la même procédure que celle décrite ci-dessus a été appliquée sur des échantillons de type A.1.

 ΔH est ici défini par la différence entre le champ de dépiégeage H_c et le champ appliqué H_z . Les valeurs de H_c (Hc_P et Hc_{AP}) sont extraites expérimentalement comme nous l'avons fait en s'appuyant sur la figure 9.8 (b). Ainsi, une valeur positive de ΔH , c'est à dire pour $Hc_P < H_z$ correspond à un dépiégeage de la paroi vers l'état P. C'est pourquoi sur la figure 9.10, à des valeurs positives de ΔH sont associées des valeurs de J_{th} positives. En effet, nous avons déjà mentionné qu'un courant positif favorise l'état P. Au contraire, à des valeurs négatives de ΔH , c'est à dire pour $Hc_{AP} > H_z$, est associé un dépiégeage de la paroi vers l'état AP correspondant à des valeurs négatives de J_{th} .

Dans un premier temps nous pouvons observer sur la figure 9.10 que les densités de courant critiques de dépiégeage ne montrent pas de différences marquées en fonction de la largeur de la piste. Cependant,



FIGURE 9.10: Évolution des densités de courant critiques de dépiégeage J_{th} en fonction de ΔH , la différence entre le champ de dépiégeage H_c et le champ appliqué H_z . Les lignes noires montrent les résultats mesurés sur des échantillons de type A.1 ayant une largeur de piste W= 90 nm. Les lignes rouges montrent les résultats mesurés sur un échantillon de type C.1 ayant une largeur de piste W= 110 nm.

les deux largeurs de piste sont ici relativement proches. En effet, nous pouvons remarquer que les différentes valeurs de J_{th} mesurées par T. Koyama *et al.* et A. Chanthbouala *et al.* (cf.figure 9.7) sont associées à des largeurs de piste séparées d'un facteur 2. De plus, comme nous l'avons mentionné, les valeurs des densités de courant critiques de dépiégeage varient avec le champ. Cependant, ces dernières ne varient pas de manière linéaire avec le champ. Nous pouvons observer que la valeur de J_{th} mesurée sur une piste de 110 nm (ligne rouge) semble constante pour une valeur positive de ΔH supérieur à 14 Oe. Ces résultats ne permettent donc pas à ce stade d'affirmer que seul le couple de Slonczewski est responsable du dépiégeage de la paroi, comme nous l'attendons. Ils pourraient être interprétés par l'implication des deux couples de transfert de spin dans le processus de dépiégeage. A présent, afin d'étudier l'action indépendante de chacun des couples de transfert de spin dans ce processus, la section suivante est consacrée au calcul numérique du modèle 1D de la paroi. Ce dernier va nous permettre, comme nous le verrons, d'étudier la dépendance de J_{th} avec le champ en fonction des couples de transfert de spin considérés. Ainsi, nous pourrons comparer les résultats expérimentaux de la figure 9.10 avec ceux du modèle, et tirer une conclusion plus approfondie de cette analyse.

9.3.2 Modèle numérique

Comme nous l'avons mentionné précédemment, le calcul numérique du modèle 1D va nous permettre d'étudier le processus de dépiégeage de la paroi en fonction du champ extérieur et de différents paramètres. Les deux paramètres majeurs qui vont nous intéresser au cours de cette étude sont d'une part la valeur du champ d'anisotropie H_k de la paroi et d'autre part l'amplitude respective des deux couples de transfert de spin. Le champ d'anisotropie H_k de la paroi va en effet nous permettre d'analyser deux cas en fonction du champ de dépiégeage H_c : $H_k > 2$ H_c , et le cas que nous attendons expérimentalement : $H_k < 2$ H_c (cf. chapitre 7). Le champ de dépiégeage est défini tel que $+H_c$ et $-H_c$ expriment respectivement les champs à appliquer pour dépiéger la paroi vers des positions positives et négatives (en considérant une paroi initialement en position nulle). Par conséquent le puits de potentiel modélisé est symétrique. La valeur 2 H_c représente ainsi la profondeur totale du puits de potentiel, expliquant pourquoi H_k est comparé à 2 H_c . Pour chacun de ces deux cas étudié, l'amplitude des couples de transfert de spin va quant à elle nous permettre d'étudier le processus de dépiégeage associé à l'action unique du couple de Slonczewski ou du couple Field-Like, ainsi que des deux agissant ensemble. Enfin, nous pouvons préciser que les effets de température ne sont pas pris en compte.

Le calcul numérique du modèle 1D est effectué grâce au logiciel MATLAB. Nous utilisons une méthode Runge-Kutta d'ordre 4 (RK4) pour intégrer les équations différentielles suivantes du modèle 1D :

$$\begin{cases} \dot{\phi} + \alpha \frac{\dot{q}}{\delta} = \gamma H_z + \gamma \sigma_{FLT} - \gamma \frac{q}{q_c} H_c \\ \frac{\dot{q}}{\delta} - \alpha \dot{\phi} = \gamma \sigma_{ST} + \gamma H_k \sin(\phi) \cos(\phi) \end{cases}$$
(9.3)

Leur résolution nous permet d'obtenir l'évolution de la position q de la paroi ainsi que de l'angle ϕ en fonction du temps. Chaque terme de ces équations a préalablement été décrit au cours du chapitre 3, où l'utilisation de ce modèle nous a permis d'illustrer les différents régimes de déplacement d'une paroi de domaine en figure 3.11. Afin de définir à présent les valeurs choisis pour les différents paramètres du modèle 1D, nous pouvons rappeler l'expression des amplitudes des couples de transfert de spin :

$$\sigma_{FLT} = \beta \frac{JP\hbar}{2eM_S t} = \beta \sigma_{ST} \tag{9.4}$$

Où J représente la densité de courant en A/m^2 . Afin d'estimer la polarisation en spin P dans nos échantillons, nous déterminons dans un premier temps la polarisation en spin P_J issue du modèle de Jullière [68], calculée à partir du coefficient de magnétorésistance tunnel (TMR) de nos échantillons telle que : $TMR = \frac{2P_J^2}{(1-P_J^2)}$. En utilisant les coefficient de TMR des échantillons utilisés pour les mesures de J_{th} présentées en figure 9.10, soit 82 et 93 % respectivement pour W= 90 et 110 nm, nous obtenons $P_J = 0.55 \pm 0.01$. Or, J.C. Slonczewski et J.Z. Sun ont montré que le facteur de polarisation en spin P dans l'expression des efficacités des couples de transfert de spin σ_{ST} et σ_{FLT} peut être calculé à partir du facteur P_J tel que : $P = \frac{P_J}{(1+P_J^2)}$ [70, 217]. Par l'utilisation de cette expression nous obtenons, et considérons dans le calcul numérique du modèle 1D une valeur de la polarisation en spin P de 0.422 ± 0.004 . Pour le cas où nous considérons l'action du couple Field-Like, le paramètre β définissant son amplitude est pris à une valeur de 0.3 [57]. Les autres paramètres fixes de ce calcul sont les suivants : l'aimantation à saturation $M_S = 1.05 \ 10^6 \ A/m$ [196], le paramètre d'amortissement $\alpha = 0.005$ [197], l'épaisseur de la piste de 2 nm et sa largeur W de 90 nm. Enfin, la largeur de la paroi δ prise en compte est celle extraite des simulations micormagnétiques, de 16.6 nm (cf. figure 7.13 du chapitre 7). Le pas de temps utilisé pour appliquer la méthode d'intégration RK4 est de 5 ps, soit 5.10^{-12} s. De plus, afin de reproduire au mieux les conditions expérimentales décrites dans la section précédente, la densité de courant J est ici augmentée de façon progressive, avec un pas de $10^8 \ A/m^2/ns$.

Les paramètres initiaux de la paroi sont les suivants : une position q=0 et un angle $\phi=0$. A t=0, la paroi est piégée dans un puits de potentiel défini dans le modèle 1D par les paramètres q_c et H_c . q_c , qui définit les extrémités du puits de potentiel le long de la piste, est ici égale à \pm 100 nm. H_c , correspondant au champ de dépiégeage est ici égal, comme dans les mesures, à \pm 15 Oe. Ceci se traduit par le fait que pour un déplacement de la paroi vers des valeurs négatives de q, H_c = -15 Oe et q_c = -100 nm. De façon symétrique, pour un déplacement de la paroi vers des valeurs positives de q, $H_c = 15$ Oe et $q_c = 100$ nm. Le système retranscrit à travers ce calcul numérique est donc le suivant : une paroi de domaine initialement piégée au centre d'un puits de potentiel d'une largeur de 200 nm, pouvant se déplacer sous l'action indépendante ou combinée d'un champ magnétique et des forces de transfert de spin, et ceci dans une piste d'une largeur de 90 nm et d'une longueur infinie. Comme nous l'avons précisé en introduction de cette section, un des paramètres clé de cette étude est le champ d'anisotropie H_k de la paroi. La valeur choisie pour ce dernier va nous permettre de considérer les deux cas suivants : $H_k > 2 H_c$ et $H_k < 2 H_c$. H_c étant fixé en valeur absolue (15 Oe), les deux valeurs choisis pour H_k sont 100 Oe $(H_k > 2 H_c)$ et 10 Oe $(H_k < 2 H_c)$. La figure 9.11 montre l'évolution des densités de courant critiques de dépiégeage J_{th} en fonction de ΔH . ΔH étant défini comme précédemment par $H_c - H_z$, où H_z est compris dans l'intervalle [-15, 15] Oe. L'évolution de J_{th} est calculée pour $H_k > 2 H_c$ (figure 9.11 (a)), et pour $H_k < 2 H_c$ (figure 9.11 (b)). Dans les deux cas sont systématiquement étudiés : l'action unique du couple de Slonczewski (cercles rouges), l'action unique du couple Field-Like (cercles noirs), et leur action simultanée (croix grises).

En accord avec T. Koyama *et al.*, nous pouvons constater que J_{th} présente une faible dépendance avec ΔH lorsque seulement le couple de Slonczewski est considéré (cercles rouges sur les figures 9.11 (a) et (b)). De façon similaire, nous pouvons observer une dépendance linéaire lorsque seulement le couple Field-Like agit (cercles noirs sur les figures 9.11 (a) et (b)). A présent, en considérant l'action simultanée des deux couples, nous pouvons remarquer que dans le cas $H_k > 2$ H_c (croix grises sur la figure 9.11 (a)), J_{th} évolue selon deux régimes différents. Pour les valeurs les plus faibles de ΔH , inférieures à 15 Oe, ce dernier suit la même tendance que dans le cas où seulement le couple Field-Like est considéré. Pour des ΔH plus grands, supérieurs à 15 Oe, il présente une faible dépendance avec ce dernier, de façon similaire au cas où seulement le couple de Slonczewski est considéré. Ceci signifie que si les deux couples de transfert de spin agissent simultanément, pour une valeur fixée de ΔH (i.e. du champ extérieur H_z), seul l'un d'entre eux est dominant dans le processus de dépiégeage. Au contraire, si $H_k < 2 H_c$, l'action conjointe des deux couples ne montre aucunes différences en comparaison au cas où le couple de Slonczewski agit seul (respectivement cercles rouges et croix grises sur la figure



FIGURE 9.11: Calcul numérique des densités de courant critiques J_{th} en fonction de ΔH en considérant : uniquement le couple de Slonczewski (cercles rouges), uniquement le couple Field-Like avec un paramètre $\beta = 0.3$ (cercle noirs) et leur action simultanée (croix grises). ST et FLT signifient respectivement Slonczewski torque et Field-Like torque. (a) Calcul numérique de J_{th} effectué dans le cas où $H_k = 100$ Oe et $H_c = \pm 15$ Oe. (b) Calcul numérique de J_{th} effectué dans le cas où $H_k = 1000e$ et $H_c = \pm 15$ Oe.

9.11 (b)). Ici, le couple Field-Like n'a aucun effet additionnel. La valeur de H_k en comparaison à la valeur absolue de 2 H_c est donc importante dans la mesure où elle détermine le couple de transfert de spin dominant dans le processus de dépiégeage. De plus, nous pouvons constater que la valeur de H_k détermine également l'ordre de grandeur de J_{th} dans le cas où seul le couple de Slonczewski agit. En effet si $H_k > 2 H_c$, alors J_{th} est de l'ordre de 1 10⁷ A/cm^2 . Si $H_k < 2 H_c$, alors J_{th} est de l'ordre de 2 10⁶ A/cm^2 . Enfin, nous pouvons noter qu'en revanche, la valeur de H_k n'a aucun impact sur J_{th} lorsque seulement le couple Field-Like agit.

A présent, dans le but de comprendre de manière plus détaillée la dépendance en champ caractéristique de J_{th} en fonction du couple de transfert de spin considéré, les figures 9.12 (b) et (c) illustrent l'évolution de la position q de la paroi en fonction de la densité de courant J (calculé pour une valeur de $H_k = 10$ Oe). Ces dernières décrivent respectivement un dépiégeage de la paroi vers des valeurs négatives de q lorsque seulement le couple Field-Like agit (9.12 (b)) et lorsque seulement le couple de Slonczewski agit (9.12 (c)). Ces dépiégeages sont représentés pour trois valeurs de champ extérieur différentes : 2.5 (ligne rouge), 5 (ligne bleue) et 10 Oe (ligne orange), correspondant respectivement à des valeurs de ΔH de -17.5, -20 et -25 Oe. Nous avons préalablement précisé que la position initiale de la paroi est à q=0, soit au centre du puits de potentiel. Afin de calculer J_{th} pour différentes valeurs de H_z , la paroi est initialement stabilisée avant d'appliquer la densité de courant J. Ceci nous permet de reproduire les conditions de mesures expérimentales décrites dans la section précédente. A ce titre, la figure 9.12 (a) montre l'évolution de la position q durant les 60 premières ns. Durant les 20 premières ns, H_z est progressivement augmenté jusqu'à la valeur souhaitée (ici 2.5, 5 et 10 Oe). D'un point de vue physique, le champ H_z dissymétrise le puits de potentiel et par conséquent change la position de la paroi dans ce dernier. Une fois cette dernière stabilisée, la densité de courant augmente progressivement afin de pouvoir mesurer J_{th} . Ceci explique pourquoi sur les figures 9.12 (b) et (c) la position q de la paroi n'est pas nulle lorsque J=0.



FIGURE 9.12: (a) Évolution de la position q de la paroi en fonction du temps pendant la période de stabilisation en champ de cette dernière. Le champ est progressivement augmenté jusqu'à 2.5 (rouge), 5 (noir) et 10 Oe (orange). (b) Évolution de la position q de la paroi en fonction de la densité de courant J où est considéré uniquement l'action du couple Field-Like. (c) Évolution de la position q de la paroi en fonction de la densité de courant J où est considéré uniquement l'action du couple Field-Like. (c) Évolution de la position q de la paroi en fonction de la densité de courant J où est considéré uniquement l'action du couple Field-Like. (c) Évolution du couple de Slonczewski. La zone grise représente les positions q de la paroi pour lesquelles cette dernière se trouve dans le puits de potentiel. La ligne noire pointillée illustre quant à elle la limite inférieur du puits de potentiel, correspondant à $q_c = -100$ nm.

En analysant la figure 9.12 (b), nous pouvons constater que sous l'action du couple Field-Like, la paroi se déplace en régime stationnaire (cf. chapitre 3) jusqu'à son dépiégeage, qui se traduit par $q=q_c$. Au contraire, sous l'action du couple de Slonczewski, la paroi ne montre aucun déplacement en dessous d'une valeur de densité de courant proche de J_{th} (de l'ordre de -1.8 10⁶ A/cm^2 sur la figure 9.12 (c)). Une fois cette valeur atteinte, la paroi entre dans le régime de Walker breakdown et sort du puits de potentiel en oscillant. Le déplacement instantané de la paroi dans ce régime a pour conséquence que la valeur de J_{th} est quasiment identique quel que soit la valeur de H_z . Cette différence dans le mécanisme de dépiégeage en fonction du couple de transfert de spin considéré explique pourquoi dans le cas ou seul le couple Field-Like agit la dépendance de J_{th} avec ΔH est quasi linéaire. De la même manière, elle permet de mieux comprendre cette dépendance lorsqu'uniquement l'action du couple de

Slonczewski est considérée. De plus, nous pouvons remarquer ici que les deux couples de transfert de spin agissent dans la même direction. En effet, pour un courant négatif, l'action des deux couples déplacent la paroi vers des positions q négatives (figures 9.12 (b) et (c)). Ainsi, lorsque les deux couples sont considérés simultanément, leur effet cumulatif déplace la paroi dans la même direction.

A présent, nous pouvons comparer ces résultats numériques avec ceux des mesures expérimentales de J_{th} présentées en fin de section précédente. Nous avons pu constater sur la figure 9.10 que les densités de courant critiques maximales mesurées sont inférieures à $5.10^6 \ A/cm^2$. En comparant ces mesures aux résultats numériques pour différentes valeurs du champ d'anisotropie H_k , le meilleur accord entre les expériences et le modèle est trouvé pour une valeur de H_k définie par $H_k = 2 \ H_c$ = 30 Oe. La figure 9.13 illustre la comparaison entre les mesures expérimentales de J_{th} obtenues sur deux largeurs de piste (carrés bleus (90 nm) et verts (110 nm)) avec les résultats du calcul numérique où l'action unique de chaque couple de transfert de spin est considérée (cercles rouges (couple de Slonczewski) et noirs (couple Field-Like)) dans le cas où $H_k = 2 \ H_c = 30$ Oe.



FIGURE 9.13: Evolution des densités de courant critiques J_{th} en fonction de ΔH mesurées pour une paroi dans des pistes de 90 (carrés bleus) et 110 nm (carrés verts). Les cercles rouges et noirs représentent respectivement les valeurs de J_{th} issues du calcul numérique pour $H_k = 2 H_c$ en considérant uniquement l'action du couple de Slonczewski et celle du couple Field-Like à température nulle.

Nous pouvons observer que dans le cas où seul le couple Field-Like agit (cercles noirs), les valeurs de J_{th} augmentent très rapidement avec ΔH (et atteignent $\pm 10^7 \ A/cm^2$ pour une valeur de ΔH de ± 20 Oe). Les résultats expérimentaux sont nettement mieux décrits dans le cas où seul le couple de Slonczewski est considéré (cercles rouges). De plus, nous sommes ici dans la cas $H_k = 2 H_c$. Nous avons pu constater en figure 9.11 (a) que l'action simultanée des deux couples de transfert de spin engendre une évolution de J_{th} selon deux régimes différents (où chaque régime est associé au caractère dominant d'un des couples) dès lors que $H_k > 2 H_c$. Dans le cas limite $H_k = 2 H_c$, la prise en compte des deux couples simultanée n'aurait donc fait aucune différence. Ainsi, la correspondance quantitative et qualitative entre les résultats issus du modèle numérique et les mesures expérimentales nous indique que dans nos dispositifs, le couple de Slonczewski est le couple de transfert de spin dominant au sein du processus de dépiégeage de la paroi.

9.4 Conclusion

L'objectif principal visé à travers le chapitre final de cette thèse est l'analyse de l'efficacité de transfert de spin au sein du processus de dépiégeage de la paroi. En effet, nos dispositifs ont été optimisés dans le but de favoriser le couple de Slonczewski lors de ce processus. L'argument à vérifier est l'emploie d'une paroi de type hybride, défini par un champ d'anisotropie H_k inférieur au champ de dépiégeage H_c . Au cours de ce chapitre, nous avons ainsi montré dans un premier temps les différents types de dépiégeage observés lors des mesures sur nos échantillons. Ceci nous a permis, entre autre, de mettre en avant à travers l'observation de processus stochastique la potentielle implication du couple de Slonczewski dans le processus de dépiégeage. Par la suite, nous avons établi le lien entre la dépendance en champ magnétique des densités de courant critiques de dépiégeage et le couple de transfert de spin dominant au sein de ce processus. Nous avons pu montrer, par la comparaison des mesures expérimentales avec les résultats du calcul numérique du modèle 1D définissant la dynamique d'une paroi de domaine, que le meilleur accord entre expériences et simulations numériques est obtenu dans le cas où seul le couple de Slonczewski est pris en compte dans le modèle. Bien que ces simulations aient été effectuées sans prendre en compte les effets de la température, la concordance entre résultats numériques et expériences indique que dans nos dispositifs memristifs, le couple de transfert de spin dominant est le couple de Slonczewski.

Cinquième partie

Conclusion et Perspectives

Durant ce travail de thèse, nous avons étudié le concept du memristor spintronique, dont le principe réside dans le contrôle par transfert de spin d'une paroi de domaine magnétique. A ces nano-objets magnétiques, définis comme la région séparant deux domaines magnétiques d'orientations opposées, est associé un intérêt majeur de la communauté scientifique en raison de leur potentiel applicatif pour les mémoires non-volatiles de type STT-MRAM. Cependant, les nombreux travaux effectués dans ce domaine convergent vers un même fait : les propriétés physiques et dynamiques des parois de domaine sont très dépendantes de la structure dans laquelle elles sont étudiées. Ainsi, dans le cadre de cette thèse, les travaux effectués ont été réalisés en utilisant des jonctions tunnel magnétiques à base de MgO dans lesquels le courant est injecté de façon perpendiculaire au plan des couches. Comme nous l'avons montré ce type de configuration est optimal concernant à la fois les effets de magnétorésistance (magnétorésistance tunnel) mais également l'efficacité de transfert de spin. A l'origine de ces travaux, une première génération de jonction tunnel magnétique à aimantation dans le plan avait été étudiée au cours de sa thèse par André Chanthbouala. Ce dernier avait pu mettre en évidence que dans ces dispositifs, la position de la paroi de domaine pouvait être contrôlée de manière précise grâce aux effets de transfert de spin entre trois positions, définissant trois états de résistance intermédiaires.

En partant de ces résultats, nous avons dans un premier temps cherché à comprendre et à caractériser de façon détaillée les propriétés dynamiques de la paroi de domaine, alors d'une largeur de 100 nm dans la couche de permalloy de ces dispositifs à aimantation dans le plan. Cet objectif a alors donné lieu à deux études distinctes : la caractérisation de la réponse de la paroi à des pulses de courant et à un courant alternatif radio-fréquence. A travers l'injection de pulses de courant, nous avons pu étudier le déplacement de paroi résolu en temps. Nous avons ainsi pu observer des vitesses de paroi record atteignant ≈ 600 m/s, et ce pour des densités de courant de l'ordre de 10^6 A/cm². La paroi parcourt alors une distance d'environ 0.6 μ m en un temps de l'ordre de la nanoseconde. Grâce à ces mesures, nous avons également pu mettre en avant et étudier les régimes stochastique et déterministe de déplacement de la paroi. Par l'injection d'un courant alternatif radio-fréquence, nous avons pu accéder à d'autres informations concernant la paroi de domaine. L'expérience de spin diode nous a ainsi permis d'étudier la résonance de la paroi ainsi que celle d'un mode de bords dans la couche libre de nos échantillons. C'est en particulier à travers l'extraction de l'amortissement magnétique de chaque mode, quantifié par le paramètre α , que nous avons pu mettre en avant une augmentation de ce dernier de plus d'un facteur 2 en comparaison à l'amortissement connu et mesuré dans nos échantillon du permalloy (0.01). Par l'interprétation de ces résultats nous avons été menés à analyser et étudier quel mécanisme était en mesure d'augmenter ce paramètre de cette façon. Dans un premier temps, une hypothèse plausible en réponse à ces résultats, prédite par les travaux de N. Djaka et al., était décrite par le couplage magnétique entre le champ dipolaire rayonné par la paroi et l'aimantation de la couche de référence. Or, grâce à des simulations micromagnétique, nous avons pu écarter cette hypothèse, qui bien que valide, présentait une augmentation du facteur d'amortissement d'un facteur d'environ 1.2. Nous avons alors étudié l'effet de spin pumping intralayer, identifié comme justifiant des sur-amortissements mesurés dans le cas d'une paroi vortex et de modes de bord par deux autres groupes, pour apporter une interprétation potentielle à nos mesures. Toutefois, après une analyse croisant calcul numérique et simulations micromagnétiques, nous avons montré que cet effet était également négligeable. Nous avons alors conclus que les sur-amortissements mesurés dans nos échantillons sont attribués à des contributions non-linéaires de l'amortissement magnétique, qui apparaissent avec un régime de d'oscillation de forte amplitude.

Suite à cette première série de résultats, un premier bilan est fait afin de déterminer les différents points à optimiser dans le but de réaliser un dispositif spintronique pouvant exhiber un comportement memristif. Une deuxième partie de cette thèse s'ouvre alors grâce à l'optimisation de jonctions tunnel magnétique à aimantations perpendiculaires, pour lesquelles la largeur de la paroi s'est vue drastiquement diminuée. Ces dispositifs sont optimisés en différents points, répondant au bilan effectué sur les jonctions tunnel à aimantation planaire. Dans le but d'augmenter le nombre d'états intermédiaires de résistance, un système à aimantation hors du plan permet la diminution de la largeur de la paroi, lui conférant ainsi la possibilité de se piéger davantage dans des défauts de fabrication et d'augmenter le caractère multi-état du dispositif. De plus, durant ses travaux sur des jonctions à aimantation planaire, André Chanthbouala avait pu mettre en avant que le couple de transfert de spin le plus efficace sur le déplacement de la paroi se trouvait être le couple Field-Like. Or, ce dernier présente une amplitude plus faible en comparaison au second couple de transfert de spin : le couple de Slonczewski. Nous avons alors décidé d'optimiser la forme des échantillons à aimantation hors du plan afin d'y accommoder une paroi de type hybride. En s'appuyant sur les différents processus de dépiégeage de paroi engendré par chacun des couples de transfert de spin, cette configuration de paroi se voit associer une efficacité du couple de Slonczewski supérieure à celle du couple Field-Like. Le couple de Slonczewski étant le plus important en amplitude, il pourrait ainsi permettre de diminuer les densités de courant critiques de déplacement de la paroi. Une fois les échantillons réalisés par nos collaborateurs japonais du groupe AIST, nous avons dans un premier temps montré que la diminution de la largeur de la paroi permet bel et bien à cette dernière d'être davantage sensible aux défauts de fabrication. Pour tous les échantillons mesurés, nous avons ainsi pu mesurer un nombre d'états intermédiaires de résistance compris entre 15 et 20, correspondant à une augmentation allant jusqu'à un facteur 7 en comparaison aux dispositifs à aimantation planaire. Dans un second temps, nous nous sommes intéressés à l'efficacité de transfert de spin dans le processus de dépiégeage de la paroi. Par cette étude, l'objectif visé était de mettre en avant quel était le couple de transfert de spin dominant dans le processus de dépiégeage de la paroi, validant le caractère hybride de cette dernière. En comparant les mesures expérimentales des densités de courant critiques avec celles obtenues grâce à un calcul numérique du modèle 1D régissant sa dynamique, nous avons pu mettre en évidence que le couple de Slonczewski était bel et bien dominant dans les déplacements de la paroi au sein de la couche libre de FeB.

Par ces différents travaux, nous avons ainsi étudié le memristor spintronique sous différents aspects, caractérisant d'abord son temps de commutation, pouvant être inférieur à la nanoseconde. Nous avons ensuite abordé le contrôle de sa résistance, qui peut être fortement influencée par l'amortissement magnétique. Enfin, nous avons optimisé des jonctions tunnel magnétiques atteignant jusqu'à 20 états intermédiaires de résistance (cf. figure 9.14), et dont le mécanisme moteur de déplacement est gouverné par le couple de transfert de spin le plus efficace en amplitude. Les travaux de D. Querlioz *et al.*, dans lesquels est simulé un système neuromorphique où chaque synapse consiste en l'association en parallèle de plusieurs jonction tunnel magnétique binaires, montrent qu'entre 7 et 10 jonctions binaires sont nécessaires pour chaque synapse afin de reconnaitre des motifs présentés avec un taux de réussite suffisamment élevé (75 %). Cette étude signifie qu'un système présentant entre 13 et 19 états intermédiaires de résistance peut être suffisant en vue d'être utilisé pour des tâches de reconnaissance de motifs (*recognition pattern*), une des applications actuellement majeures de ce type de dispositifs. La transposition de ces travaux à notre système, présentant entre 15 et 20 états de résistance, permet d'en conclure que le memristor spintronique à aimantation perpendiculaire réalisé est alors approprié pour exécuter ce type de tâche dans le contexte d'une application neuromorphique.



FIGURE 9.14: (a) Évolution typique de la résistance d'un dispositif memristif en fonction de la tension appliquée, accolée à la représentation d'une synapse biologique. (b) Évolution de la résistance en fonction du courant appliqué mesuré sur nos dispositif memristifs à aimantation perpendiculaire.

C'est en partant de ce point que nous pouvons alors penser aux perspectives de ce dispositif memristif spintronique. Au cours de ces travaux de thèse, nous avons déterminé le nombre d'états intermédiaires de résistance par l'application d'un courant continu. Toutefois, l'emploi d'impulsions de courant pourrait nous permettre d'observer davantage d'états intermédiaires. Une première perspective concernant de futurs travaux à réaliser sur ces jonctions tunnel à aimantation perpendiculaire consiste donc à caractériser les pièges accessibles à la paroi lorsqu'elle est soumise à des impulsions de courant. De plus, comme nous l'avons introduit lors du premier chapitre, l'engouement lié aux réseaux de neurones artificiels, dont la réalisation marquerait un pas considérable dans le domaine des technologies d'information, est une application de choix afin d'utiliser le memristor. Dans ce contexte, il est nécessaire de pouvoir utiliser des lois d'apprentissage afin de déterminer l'évolution du poids synaptique (i.e. de la résistance) du memristor jouant le rôle de synapse. Une seconde perspective concernant ces travaux réside alors en la caractérisation du memristor via la règle d'apprentissage *Spike Timing Dependence Plasticity*. Cette réalisation est envisageable par l'étude des variations de résistance du memristor en réponse à l'application d'impulsions de courant dont la forme est optimisée. Enfin, une autre perspective de ce dispositif memristif consiste à l'utiliser pour connecter deux nano-oscillateurs spintroniques à base de vortex magnétiques. De façon similaire au rôle joué par la synapse qui couple les deux neurones qu'elle relie, en renforçant ou affaiblissant la liaison entre ces derniers, cette étude nous permettrait d'analyser comment les variations de résistance propre à ce dispositif memristif influe sur le couplage entre les deux nano-oscillateurs spintroniques.

Bibliographie

- [1] E Munch, M E Launey, D H Alsem, E Saiz, A P Tomsia, and R O Ritchie. Tough, bio-inspired hybrid materials. *Science (New York, N.Y.)*, 322(5907) :1516-20, December 2008. ISSN 1095-9203. doi : 10.1126/science.1164865. URL http://science.sciencemag.org/content/322/ 5907/1516.abstract.
- [2] Kesong Liu, Jiexing Du, Juntao Wu, and Lei Jiang. Superhydrophobic gecko feet with high adhesive forces towards water and their bio-inspired materials. *Nanoscale*, 4(3):768-72, February 2012. ISSN 2040-3372. doi: 10.1039/c1nr11369k. URL http://pubs.rsc.org/en/content/ articlehtml/2012/nr/c1nr11369k.
- [3] James C Bird, Rajeev Dhiman, Hyuk-Min Kwon, and Kripa K Varanasi. Reducing the contact time of a bouncing drop. *Nature*, 503(7476) :385-8, November 2013. ISSN 1476-4687. doi: 10.1038/nature12740. URL http://dx.doi.org/10.1038/nature12740.
- [4] Mingming Ma, Liang Guo, Daniel G Anderson, and Robert Langer. Bio-inspired polymer composite actuator and generator driven by water gradients. *Science (New York, N.Y.)*, 339(6116) :186-9, January 2013. ISSN 1095-9203. doi : 10.1126/science.1230262. URL http://science.sciencemag.org/content/339/6116/186.abstract.
- [5] N. Locatelli, A. Mizrahi, A. Accioly, D. Querlioz, J.-V. Kim, V. Cros, and J. Grollier. Spin torque nanodevices for bio-inspired computing. In 2014 14th International Workshop on Cellular Nanoscale Networks and their Applications (CNNA), pages 1-2. IEEE, July 2014. ISBN 978-1-4799-6007-1. doi: 10.1109/CNNA.2014.6888659. URL http://ieeexplore.ieee.org/ articleDetails.jsp?arnumber=6888659.
- [6] Damien Querlioz, Olivier Bichler, Adrien Francis Vincent, and Christian Gamrat. Bioinspired Programming of Memory Devices for Implementing an Inference Engine. *Proceedings of the IEEE*, 103(8) :1398-1416, August 2015. ISSN 0018-9219. doi : 10.1109/JPROC.2015.2437616. URL http://ieeexplore.ieee.org/articleDetails.jsp?arnumber=7155484.
- [7] Yong Zhong, Ruxu Du, and Philip W Y Chiu. Tadpole endoscope : a wireless micro robot fish for examining the entire gastrointestinal (GI) tract. *HKIE Transactions*, 22(2) :117–122, May

2015. ISSN 1023-697X. doi: 10.1080/1023697X.2015.1038320. URL http://www.tandfonline. com/doi/abs/10.1080/1023697X.2015.1038320?journalCode=thie20.

- [8] J. Lettvin, H. Maturana, W. McCulloch, and W. Pitts. What the Frog's Eye Tells the Frog's Brain. Proceedings of the IRE, 47(11) :1940-1951, November 1959. ISSN 0096-8390. doi: 10.1109/JRPROC.1959.287207. URL http://ieeexplore.ieee.org/articleDetails.jsp? arnumber=4065609.
- [9] Gordon E. Moore. Cramming more components onto integrated circuits, Reprinted from Electronics, volume 38, number 8, April 19, 1965, pp.114 ff. *IEEE Solid-State Circuits Newsletter*, 20(3):33-35, September 2006. ISSN 1098-4232. doi: 10.1109/N-SSC.2006.4785860. URL http://ieeexplore.ieee.org/articleDetails.jsp?arnumber=4785860.
- [10] Eugene M Izhikevich. Which model to use for cortical spiking neurons? IEEE transactions on neural networks / a publication of the IEEE Neural Networks Council, 15(5):1063-70, September 2004. ISSN 1045-9227. doi: 10.1109/TNN.2004.832719. URL http://www.ncbi.nlm.nih.gov/ pubmed/15484883.
- T Shallice, P Fletcher, C D Frith, P Grasby, R S Frackowiak, and R J Dolan. Brain regions associated with acquisition and retrieval of verbal episodic memory. *Nature*, 368(6472):633-5, April 1994. ISSN 0028-0836. doi: 10.1038/368633a0. URL http://dx.doi.org/10.1038/368633a0.
- Stanislas Dehaene, Michael I. Posner, and Don M. Tucker. LOCALIZATION OF A NEURAL SYSTEM FOR ERROR DETECTION AND COMPENSATION. *Psychological Science*, 5(5): 303-305, September 1994. ISSN 0956-7976. doi: 10.1111/j.1467-9280.1994.tb00630.x. URL http://pss.sagepub.com/content/5/5/303.extract.
- S. Dehaene. Sources of Mathematical Thinking : Behavioral and Brain-Imaging Evidence. Science, 284(5416) :970-974, May 1999. ISSN 00368075. doi : 10.1126/science.284.5416.970. URL http://science.sciencemag.org/content/284/5416/970.abstract.
- [14] Stanislas Dehaene. Bosse des maths (La) : Quinze ans après. Odile Jacob, 2010. ISBN 2738194397. URL https://books.google.com/books?hl=fr&lr=&id=XXK1aUog8CQC&pgis=1.
- [15] F. Rosenblatt. The Perceptron : A Probabilistic Model for Information Storage and Organization in The Brain. URL http://citeseerx.ist.psu.edu/viewdoc/summary?doi=10.1.1. 588.3775.
- [16] Martin T Hagan, Howard B Demuth, Mark H Beale, and Orlando De Jesús. Neural network design, volume 20. PWS publishing company Boston, 1996.
- [17] Olivier Bichler, Damien Querlioz, Simon J Thorpe, Jean-Philippe Bourgoin, and Christian Gamrat. Extraction of temporally correlated features from dynamic vision sensors with spike-timingdependent plasticity. *Neural networks : the official journal of the International Neural Network*

Society, 32:339-48, August 2012. ISSN 1879-2782. doi: 10.1016/j.neunet.2012.02.022. URL http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0893608012000512.

- H. Markram. Regulation of Synaptic Efficacy by Coincidence of Postsynaptic APs and EPSPs. Science, 275(5297):213-215, January 1997. ISSN 00368075. doi: 10.1126/science.275.5297.213. URL http://science.sciencemag.org/content/275/5297/213.abstract.
- [19] H Markram, W Gerstner, and P J Sjöström. Spike-timing-dependent plasticity : a comprehensive overview. Frontiers in synaptic neuroscience, 4 :2, January 2012. ISSN 1663-3563. doi : 10.3389/ fnsyn.2012.00002. URL http://www.pubmedcentral.nih.gov/articlerender.fcgi?artid= 3395004&tool=pmcentrez&rendertype=abstract.
- [20] S Song, K D Miller, and L F Abbott. Competitive Hebbian learning through spike-timingdependent synaptic plasticity. *Nature neuroscience*, 3(9):919-26, September 2000. ISSN 1097-6256. doi: 10.1038/78829. URL http://dx.doi.org/10.1038/78829.
- [21] Timothée Masquelier and Simon J Thorpe. Unsupervised learning of visual features through spike timing dependent plasticity. *PLoS computational biology*, 3(2) :e31, February 2007. ISSN 1553-7358. doi : 10.1371/journal.pcbi.0030031. URL http://journals.plos.org/ ploscompbiol/article?id=10.1371/journal.pcbi.0030031#s4.
- [22] D. Marr and T. Poggio. A Computational Theory of Human Stereo Vision. Proceedings of the Royal Society B : Biological Sciences, 204(1156) :301-328, May 1979. ISSN 0962-8452. doi : 10. 1098/rspb.1979.0029. URL http://rspb.royalsocietypublishing.org/content/204/1156/ 301.
- [23] A. GARA, M. A. BLUMRICH, D. CHEN, G. L.-T. CHIU, P. COTEUS, M. E. GIAMPAPA, R. A. HARING, P. HEIDELBERGER, D. HOENICKE, G. V. KOPCSAY, T. A. LIEBSCH, M. OHMACHT, B. D. STEINMACHER-BUROW, T. TAKKEN, and P. VRANAS. Overview of the Blue Gene/L system architecture. *IBM journal of research and development*, 49(2-3) : 195-212, 2005. ISSN 0018-8646. URL http://cat.inist.fr/?aModele=afficheN&cpsidt= 16736510.
- [24] H. Esmaeilzadeh, E. Blem, R. S. Amant, K. Sankaralingam, and D. Burger. Dark silicon and the end of multicore scaling. pages 365-376. ISSN 1063-6897. URL http://ieeexplore.ieee. org/articleDetails.jsp?arnumber=6307773.
- [25] Paul A Merolla, John V Arthur, Rodrigo Alvarez-Icaza, Andrew S Cassidy, Jun Sawada, Filipp Akopyan, Bryan L Jackson, Nabil Imam, Chen Guo, Yutaka Nakamura, Bernard Brezzo, Ivan Vo, Steven K Esser, Rathinakumar Appuswamy, Brian Taba, Arnon Amir, Myron D Flickner, William P Risk, Rajit Manohar, and Dharmendra S Modha. Artificial brains. A million spikingneuron integrated circuit with a scalable communication network and interface. Science (New

York, *N.Y.*), 345(6197):668-73, August 2014. ISSN 1095-9203. doi: 10.1126/science.1254642. URL http://science.sciencemag.org/content/345/6197/668.abstract.

- [26] J. Schemmel, A. Grubl, K. Meier, and E. Mueller. Implementing Synaptic Plasticity in a VLSI Spiking Neural Network Model. In *The 2006 IEEE International Joint Conference on Neural Network Proceedings*, pages 1–6. IEEE, 2006. ISBN 0-7803-9490-9. doi: 10.1109/IJCNN.2006. 246651. URL http://ieeexplore.ieee.org/articleDetails.jsp?arnumber=1716062.
- [27] Steven K. Esser, Paul A. Merolla, John V. Arthur, Andrew S. Cassidy, Rathinakumar Appuswamy, Alexander Andreopoulos, David J. Berg, Jeffrey L. McKinstry, Timothy Melano, Davis R. Barch, Carmelo di Nolfo, Pallab Datta, Arnon Amir, Brian Taba, Myron D. Flickner, and Dharmendra S. Modha. Convolutional Networks for Fast, Energy-Efficient Neuromorphic Computing. page 7, March 2016. URL http://arxiv.org/abs/1603.08270.
- [28] L. Chua. Memristor-The missing circuit element. IEEE Transactions on Circuit Theory, 18(5): 507-519, 1971. ISSN 0018-9324. doi: 10.1109/TCT.1971.1083337. URL http://ieeexplore. ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=1083337.
- [29] Dmitri B Strukov, Gregory S Snider, Duncan R Stewart, and R Stanley Williams. The missing memristor found. *Nature*, 453(7191) :80–3, May 2008. ISSN 1476-4687. doi : 10.1038/nature06932. URL http://dx.doi.org/10.1038/nature06932.
- [30] Leon Chua. Resistance switching memories are memristors. Applied Physics A, 102(4):765-783, January 2011. ISSN 0947-8396. doi: 10.1007/s00339-011-6264-9. URL http://link.springer.com/10.1007/s00339-011-6264-9.
- [31] Sung Hyun Jo, Ting Chang, Idongesit Ebong, Bhavitavya B. Bhadviya, Pinaki Mazumder, and Wei Lu. Nanoscale Memristor Device as Synapse in Neuromorphic Systems. *Nano Letters*, 10(4):1297–1301, April 2010. doi: 10.1021/nl904092h. URL http://dx.doi.org/10.1021/ nl904092h.
- [32] Fabien Alibart, Stéphane Pleutin, David Guérin, Christophe Novembre, Stéphane Lenfant, Kamal Lmimouni, Christian Gamrat, and Dominique Vuillaume. An Organic Nanoparticle Transistor Behaving as a Biological Spiking Synapse. Advanced Functional Materials, 20 (2) :330–337, January 2010. ISSN 1616301X. doi : 10.1002/adfm.200901335. URL https://hal.inria.fr/hal-00548959/.
- [33] Tsuyoshi Hasegawa, Takeo Ohno, Kazuya Terabe, Tohru Tsuruoka, Tomonobu Nakayama, James K Gimzewski, and Masakazu Aono. Learning abilities achieved by a single solid-state atomic switch. Advanced materials (Deerfield Beach, Fla.), 22(16) :1831-4, April 2010. ISSN 1521-4095. doi: 10.1002/adma.200903680. URL http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/20512956.
- [34] Takeo Ohno, Tsuyoshi Hasegawa, Tohru Tsuruoka, Kazuya Terabe, James K Gimzewski, and Masakazu Aono. Short-term plasticity and long-term potentiation mimicked in single inorganic

synapses. *Nature materials*, 10(8):591-5, August 2011. ISSN 1476-1122. doi: 10.1038/nmat3054. URL http://dx.doi.org/10.1038/nmat3054.

- [35] Kyungah Seo, Insung Kim, Seungjae Jung, Minseok Jo, Sangsu Park, Jubong Park, Jungho Shin, Kuyyadi P Biju, Jaemin Kong, Kwanghee Lee, Byounghun Lee, and Hyunsang Hwang. Analog memory and spike-timing-dependent plasticity characteristics of a nanoscale titanium oxide bilayer resistive switching device. *Nanotechnology*, 22(25) :254023, June 2011. ISSN 1361-6528. doi : 10.1088/0957-4484/22/25/254023. URL http://iopscience.iop.org/article/10.1088/0957-4484/22/25/254023.
- [36] André Chanthbouala, Vincent Garcia, Ryan O Cherifi, Karim Bouzehouane, Stéphane Fusil, Xavier Moya, Stéphane Xavier, Hiroyuki Yamada, Cyrile Deranlot, Neil D Mathur, Manuel Bibes, Agnès Barthélémy, and Julie Grollier. A ferroelectric memristor. *Nature materials*, 11 (10) :860–4, October 2012. ISSN 1476-1122. doi : 10.1038/nmat3415. URL http://dx.doi. org/10.1038/nmat3415.
- [37] Duygu Kuzum, Rakesh G D Jeyasingh, Byoungil Lee, and H-S Philip Wong. Nanoelectronic programmable synapses based on phase change materials for brain-inspired computing. *Nano letters*, 12(5) :2179-86, May 2012. ISSN 1530-6992. doi : 10.1021/nl201040y. URL http: //dx.doi.org/10.1021/nl201040y.
- [38] Manan Suri, Olivier Bichler, Damien Querlioz, Boubacar Traoré, Olga Cueto, Luca Perniola, Veronique Sousa, Dominique Vuillaume, Christian Gamrat, and Barbara DeSalvo. Physical aspects of low power synapses based on phase change memory devices. Journal of Applied Physics, 112(5) :054904, September 2012. ISSN 00218979. doi : 10.1063/1.4749411. URL http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/112/5/10.1063/1.4749411.
- [39] Patryk Krzysteczko, Jana Münchenberger, Markus Schäfers, Günter Reiss, and Andy Thomas. The memristive magnetic tunnel junction as a nanoscopic synapse-neuron system. Advanced materials (Deerfield Beach, Fla.), 24(6):762–6, February 2012. ISSN 1521-4095. doi: 10.1002/ adma.201103723. URL http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/22223304.
- [40] Mirko Prezioso, Alberto Riminucci, Patrizio Graziosi, Ilaria Bergenti, Rajib Rakshit, Raimondo Cecchini, Anna Vianelli, Francesco Borgatti, Norman Haag, M Willis, Alan J Drew, William P Gillin, and Valentin A Dediu. A single-device universal logic gate based on a magnetically enhanced memristor. Advanced materials (Deerfield Beach, Fla.), 25(4):534-8, January 2013. ISSN 1521-4095. doi: 10.1002/adma.201202031. URL http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/ 23097157.
- [41] J Joshua Yang, Dmitri B Strukov, and Duncan R Stewart. Memristive devices for computing. Nature nanotechnology, 8(1):13-24, January 2013. ISSN 1748-3395. doi: 10.1038/nnano.2012.
 240. URL http://dx.doi.org/10.1038/nnano.2012.240.

- [42] Dmitri B Strukov and Konstantin K Likharev. CMOL FPGA : a reconfigurable architecture for hybrid digital circuits with two-terminal nanodevices. *Nanotechnology*, 16(6) :888–900, June 2005. ISSN 0957-4484. doi : 10.1088/0957-4484/16/6/045. URL http://iopscience.iop.org/ article/10.1088/0957-4484/16/6/045.
- [43] Konstantin K Likharev and Dmitri B Strukov. Cmol : Devices, circuits, and architectures. In Introducing Molecular Electronics, pages 447–477. Springer, 2006.
- [44] Kuk-Hwan Kim, Siddharth Gaba, Dana Wheeler, Jose M Cruz-Albrecht, Tahir Hussain, Narayan Srinivasa, and Wei Lu. A functional hybrid memristor crossbar-array/CMOS system for data storage and neuromorphic applications. *Nano letters*, 12(1):389–95, January 2012. ISSN 1530-6992. doi: 10.1021/nl203687n. URL http://dx.doi.org/10.1021/nl203687n.
- [45] Feng Miao, John Paul Strachan, J Joshua Yang, Min-Xian Zhang, Ilan Goldfarb, Antonio C Torrezan, Peter Eschbach, Ronald D Kelley, Gilberto Medeiros-Ribeiro, and R Stanley Williams. Anatomy of a nanoscale conduction channel reveals the mechanism of a high-performance memristor. Advanced materials (Deerfield Beach, Fla.), 23(47):5633-40, December 2011. ISSN 1521-4095. doi: 10.1002/adma.201103379. URL http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/22065427.
- [46] Takuro Tamura, Tsuyoshi Hasegawa, Kazuya Terabe, Tomonobu Nakayama, Toshitsugu Sakamoto, Hajime Sunamura, Hisao Kawaura, Sumio Hosaka, and Masakazu Aono. Switching Property of Atomic Switch Controlled by Solid Electrochemical Reaction. Japanese Journal of Applied Physics, 45(No. 12) :L364–L366, March 2006. ISSN 0021-4922. doi : 10.1143/JJAP.45.L364. URL http://iopscience.iop.org/article/10.1143/JJAP.45.L364.
- [47] Ilia Valov, Rainer Waser, John R Jameson, and Michael N Kozicki. Electrochemical metallization memories-fundamentals, applications, prospects. *Nanotechnology*, 22(25):254003, June 2011. ISSN 1361-6528. doi: 10.1088/0957-4484/22/25/254003. URL http://iopscience.iop.org/ article/10.1088/0957-4484/22/25/254003.
- [48] T Tamura, T Hasegawa, K Terabe, T Nakayama, T Sakamoto, H Sunamura, H Kawaura, S Hosaka, and M Aono. Material dependence of switching speed of atomic switches made from silver sulfide and from copper sulfide. *Journal of Physics : Conference Series*, 61(1) : 1157–1161, April 2007. ISSN 1742-6588. doi : 10.1088/1742-6596/61/1/229. URL http: //iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/61/1/229.
- [49] Victor Erokhin and Marco P. Fontana. Electrochemically controlled polymeric device : a memristor (and more) found two years ago. Arxiv, July 2008. URL http://arxiv.org/abs/0807.0333.
- [50] M. Bibes, A. BARTHELEMY, J. Grollier, and J.C. Mage. Ferroelectric device with adjustable resistance, December 16 2010. URL https://www.google.com/patents/W02010142762A1?cl=en. WO Patent App. PCT/EP2010/058,149.

- [51] D. Dimitrov. Spintronic Memristor Through Spin-Torque-Induced Magnetization Motion. IEEE Electron Device Letters, 30(3):294-297, March 2009. ISSN 0741-3106. doi: 10.1109/LED.2008.
 2012270. URL http://ieeexplore.ieee.org/articleDetails.jsp?arnumber=4781542.
- [52] Memristor Device with Resistance Adjustable by Moving a Magnetic Wall by Spin Transfer and Use of Said Memristor in a Neural Network, June 2012. URL https://www.google.com/ patents/US20120163069.
- [53] Laurent Cario, Cristian Vaju, Benoit Corraze, Vincent Guiot, and Etienne Janod. Electricfield-induced resistive switching in a family of mott insulators : Towards a new class of RRAM memories. Advanced materials (Deerfield Beach, Fla.), 22(45) :5193-7, December 2010. ISSN 1521-4095. doi : 10.1002/adma.201002521. URL https://hal.archives-ouvertes.fr/PMN/ hal-00815184.
- [54] L. Cario, E. Janod, B. Corraze, M.P. Besland, and V. GUIOT. Utilisation d'isolants de mott centrosymétriques dans une mémoire de stockage de données à commutation résistive., October 17 2013. URL http://www.google.com/patents/W02013153120A1?cl=fr. WO Patent App. PCT/EP2013/057,500.
- [55] J. Grollier, P. Boulenc, V. Cros, A. Hamzic, A. Vaurès, A. Fert, and G. Faini. Switching a spin valve back and forth by current-induced domain wall motion. *Applied Physics Letters*, 83(3): 509, July 2003. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.1594841. URL http://scitation.aip.org/ content/aip/journal/apl/83/3/10.1063/1.1594841.
- [56] M. Kläui, C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland, W. Wernsdorfer, G. Faini, E. Cambril, and L. J. Heyderman. Domain wall motion induced by spin polarized currents in ferromagnetic ring structures. *Applied Physics Letters*, 83(1):105, June 2003. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.1588736. URL http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/83/1/10.1063/1.1588736.
- [57] A. Chanthbouala, R. Matsumoto, J. Grollier, V. Cros, A. Anane, A. Fert, A. V. Khvalkovskiy, K. A. Zvezdin, K. Nishimura, Y. Nagamine, H. Maehara, K. Tsunekawa, A. Fukushima, and S. Yuasa. Vertical-current-induced domain-wall motion in MgO-based magnetic tunnel junctions with low current densities. *Nature Physics*, 7(8) :626–630, April 2011. ISSN 1745-2473. doi: 10.1038/nphys1968. URL http://dx.doi.org/10.1038/nphys1968.
- [58] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, and F. Petroff. Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices. *Physical Review Letters*, 61(21) : 2472-2475, November 1988. ISSN 0031-9007. doi : 10.1103/PhysRevLett.61.2472. URL http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.61.2472.
- [59] P Grünberg, R Schreiber, Y Pang, MB Brodsky, and H Sowers. Layered magnetic structures : Evidence for antiferromagnetic coupling of Fe layers across Cr interlayers. *Physical review letters*,

57(19):2442-2445, November 1986. ISSN 1079-7114. doi: 10.1103/PhysRevLett.57.2442. URL http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.57.2442.

- [60] N. F. Mott. The Electrical Conductivity of Transition Metals. Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 153(880) :699-717, February 1936. ISSN 1364-5021. doi: 10.1098/rspa.1936.0031. URL http://rspa.royalsocietypublishing.org/ content/153/880/699.
- [61] A. Fert and I. A. Campbell. Two-Current Conduction in Nickel. *Physical Review Letters*, 21 (16) :1190-1192, October 1968. ISSN 0031-9007. doi : 10.1103/PhysRevLett.21.1190. URL http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.21.1190.
- [62] A Fert and I A Campbell. Electrical resistivity of ferromagnetic nickel and iron based alloys. Journal of Physics F : Metal Physics, 6(5) :849-871, May 1976. ISSN 0305-4608. doi : 10. 1088/0305-4608/6/5/025. URL http://iopscience.iop.org/article/10.1088/0305-4608/ 6/5/025.
- [63] T. Valet and A. Fert. Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers. *Physical Review B*, 48(10):7099-7113, September 1993. ISSN 0163-1829. doi: 10.1103/ PhysRevB.48.7099. URL http://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.48. 7099.
- [64] L. Piraux, J. M. George, J. F. Despres, C. Leroy, E. Ferain, R. Legras, K. Ounadjela, and A. Fert. Giant magnetoresistance in magnetic multilayered nanowires. *Applied Physics Letters*, 65(19): 2484, November 1994. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.112672. URL http://scitation.aip. org/content/aip/journal/ap1/65/19/10.1063/1.112672.
- [65] S. Ikeda, J. Hayakawa, Y. Ashizawa, Y. M. Lee, K. Miura, H. Hasegawa, M. Tsunoda, F. Matsukura, and H. Ohno. Tunnel magnetoresistance of 604% at 300K by suppression of Ta diffusion in CoFeB/MgO/CoFeB pseudo-spin-valves annealed at high temperature. *Applied Phy*sics Letters, 93(8) :082508, August 2008. ISSN 00036951. doi : 10.1063/1.2976435. URL http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/93/8/10.1063/1.2976435.
- [66] T. McGuire and R. Potter. Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys. IEEE Transactions on Magnetics, 11(4):1018-1038, July 1975. ISSN 0018-9464. doi: 10.1109/TMAG. 1975.1058782. URL http://ieeexplore.ieee.org/articleDetails.jsp?arnumber=1058782.
- [67] A P Ramirez. Colossal magnetoresistance. Journal of Physics : Condensed Matter, 9(39) : 8171-8199, September 1997. ISSN 0953-8984. doi : 10.1088/0953-8984/9/39/005. URL http: //iopscience.iop.org/article/10.1088/0953-8984/9/39/005.
- [68] M. Julliere. Tunneling between ferromagnetic films. *Physics Letters A*, 54(3) :225-226, September 1975. ISSN 03759601. doi : 10.1016/0375-9601(75)90174-7. URL http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375960175901747.

- [69] Aurélien Manchon. MAGNETORESISTANCE ET TRANSFERT DE SPIN DANS LES JONC-TIONS TUNNEL MAGNETIQUES, December 2007. URL https://tel.archives-ouvertes. fr/tel-00203385/.
- [70] J.Z. Sun and D.C. Ralph. Magnetoresistance and spin-transfer torque in magnetic tunnel junctions. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 320(7) :1227-1237, April 2008. ISSN 03048853. doi:10.1016/j.jmmm.2007.12.008. URL http://www.sciencedirect.com/science/ article/pii/S0304885307010177.
- [71] A Manchon, N Ryzhanova, A Vedyayev, M Chschiev, and B Dieny. Description of current-driven torques in magnetic tunnel junctions. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 20(14): 145208, April 2008. ISSN 0953-8984. doi: 10.1088/0953-8984/20/14/145208. URL http://iopscience.iop.org/article/10.1088/0953-8984/20/14/145208.
- [72] Alan Kalitsov, Mairbek Chshiev, Ioannis Theodonis, Nicholas Kioussis, and W. H. Butler. Spintransfer torque in magnetic tunnel junctions. *Physical Review B*, 79(17) :174416, May 2009.
 ISSN 1098-0121. doi : 10.1103/PhysRevB.79.174416. URL http://journals.aps.org/prb/ abstract/10.1103/PhysRevB.79.174416.
- [73] Asma H. Khalil, Mark D. Stiles, and Christian Heiliger. Influence of Band Parameters on Spin-Transfer Torque in Tunnel Junctions : Model Calculations. *IEEE Transactions on Magnetics*, 46(6) :1745-1747, June 2010. ISSN 0018-9464. doi : 10.1109/TMAG.2010.2040142. URL http: //ieeexplore.ieee.org/articleDetails.jsp?arnumber=5467427.
- [74] Lev Davidovich Landau and E Lifshitz. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. *Phys. Z. Sowjet.*, 8 :153, 1935. URL http://cds.cern.ch/record/ 437299?ln=fr.
- [75] T.L. GILBERT. A Lagrangian Formulation of the Gyromagnetic Equation of the Magnetization Field. Phys. Rev., 100 :1243, 1955. URL http://ci.nii.ac.jp/naid/10013560509/en/.
- [76] T.L. Gilbert. Classics in Magnetics A Phenomenological Theory of Damping in Ferromagnetic Materials. *IEEE Transactions on Magnetics*, 40(6):3443-3449, November 2004. ISSN 0018-9464.
 doi : 10.1109/TMAG.2004.836740. URL http://ieeexplore.ieee.org/articleDetails.jsp?arnumber=1353448.
- [77] J.C. Slonczewski. Current-driven excitation of magnetic multilayers. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 159(1-2) :L1-L7, June 1996. ISSN 03048853. doi: 10.1016/0304-8853(96) 00062-5. URL http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0304885396000625.
- [78] L. Berger. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current. *Physical Review B*, 54(13):9353-9358, October 1996. ISSN 0163-1829. doi: 10.1103/PhysRevB.54.9353.
 URL http://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.54.9353.

- M. D. Stiles and A. Zangwill. Anatomy of spin-transfer torque. *Physical Review B*, 66(1):014407, June 2002. ISSN 0163-1829. doi: 10.1103/PhysRevB.66.014407. URL http://journals.aps. org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.66.014407.
- [80] D.C. Ralph and M.D. Stiles. Spin transfer torques. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 320(7) :1190-1216, April 2008. ISSN 03048853. doi : 10.1016/j.jmmm.2007.12.019. URL http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0304885307010116.
- [81] A A Tulapurkar, Y Suzuki, A Fukushima, H Kubota, H Maehara, K Tsunekawa, D D Djayaprawira, N Watanabe, and S Yuasa. Spin-torque diode effect in magnetic tunnel junctions. *Nature*, 438(7066) :339–42, November 2005. ISSN 1476-4687. doi : 10.1038/nature04207. URL http://dx.doi.org/10.1038/nature04207.
- [82] Hitoshi Kubota, Akio Fukushima, Kay Yakushiji, Taro Nagahama, Shinji Yuasa, Koji Ando, Hiroki Maehara, Yoshinori Nagamine, Koji Tsunekawa, David D. Djayaprawira, Naoki Watanabe, and Yoshishige Suzuki. Quantitative measurement of voltage dependence of spin-transfer torque in MgO-based magnetic tunnel junctions. *Nature Physics*, 4(1):37–41, November 2007. ISSN 1745-2473. doi: 10.1038/nphys784. URL http://dx.doi.org/10.1038/nphys784.
- [83] Jack C. Sankey, Yong-Tao Cui, Jonathan Z. Sun, John C. Slonczewski, Robert A. Buhrman, and Daniel C. Ralph. Measurement of the spin-transfer-torque vector in magnetic tunnel junctions. *Nature Physics*, 4(1):67–71, November 2007. ISSN 1745-2473. doi: 10.1038/nphys783. URL http://dx.doi.org/10.1038/nphys783.
- [84] N Locatelli, V Cros, and J Grollier. Spin-torque building blocks. Nature materials, 13(1):11-20, January 2014. ISSN 1476-1122. doi: 10.1038/nmat3823. URL http://dx.doi.org/10.1038/ nmat3823.
- [85] Alice Mizrahi, Nicolas Locatelli, Rie Matsumoto, Akio Fukushima, Hitoshi Kubota, Shinji Yuasa, Vincent Cros, Joo-Von Kim, Julie Grollier, and Damien Querlioz. Magnetic Stochastic Oscillators : Noise-Induced Synchronization to Underthreshold Excitation and Comprehensive Compact Model. *IEEE Transactions on Magnetics*, 51(11) :1–4, November 2015. ISSN 0018-9464. doi : 10.1109/TMAG.2015.2439736. URL http://ieeexplore.ieee.org/articleDetails. jsp?arnumber=7118728.
- [86] Adrien F. Vincent, Nicolas Locatelli, Jacques-Olivier Klein, Weisheng S. Zhao, Sylvie Galdin-Retailleau, and Damien Querlioz. Analytical Macrospin Modeling of the Stochastic Switching Time of Spin-Transfer Torque Devices. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 62(1):164–170, January 2015. ISSN 0018-9383. doi: 10.1109/TED.2014.2372475. URL http://ieeexplore. ieee.org/articleDetails.jsp?arnumber=6981938.
- [87] R Lebrun, A Jenkins, A Dussaux, N Locatelli, S Tsunegi, E Grimaldi, H Kubota, P Bortolotti, K Yakushiji, J Grollier, A Fukushima, S Yuasa, and V Cros. Understanding of Phase Noise

Squeezing Under Fractional Synchronization of a Nonlinear Spin Transfer Vortex Oscillator. *Physical review letters*, 115(1):017201, July 2015. ISSN 1079-7114. doi: 10.1103/PhysRevLett.115.017201. URL http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.115.017201.

- [88] A. S. Jenkins, E. Grimaldi, P. Bortolotti, R. Lebrun, H. Kubota, K. Yakushiji, A. Fukushima, G. de Loubens, O. Klein, S. Yuasa, and V. Cros. Controlling the chirality and polarity of vortices in magnetic tunnel junctions. *Applied Physics Letters*, 105(17) :172403, October 2014. ISSN 0003-6951. doi : 10.1063/1.4900743. URL http://scitation.aip.org/content/aip/ journal/apl/105/17/10.1063/1.4900743.
- [89] Yu A Bychkov and E I Rashba. Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in inversion layers. *Journal of Physics C : Solid State Physics*, 17(33) :6039-6045, November 1984. ISSN 0022-3719. doi : 10.1088/0022-3719/17/33/015. URL http://iopscience.iop. org/article/10.1088/0022-3719/17/33/015.
- [90] I. Dzyaloshinsky. A thermodynamic theory of "weak" ferromagnetism of antiferromagnetics. Journal of Physics and Chemistry of Solids, 4(4) :241-255, January 1958. ISSN 00223697. doi : 10.1016/0022-3697(58)90076-3. URL http://www.sciencedirect.com/ science/article/pii/0022369758900763.
- [91] Tôru Moriya. New Mechanism of Anisotropic Superexchange Interaction. Physical Review Letters, 4(5):228-230, March 1960. ISSN 0031-9007. doi: 10.1103/PhysRevLett.4.228. URL http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.4.228.
- [92] Shunsuke Fukami, Chaoliang Zhang, Samik DuttaGupta, Aleksandr Kurenkov, and Hideo Ohno. Magnetization switching by spin-orbit torque in an antiferromagnet-ferromagnet bilayer system. *Nature materials*, advance on, February 2016. ISSN 1476-1122. doi: 10.1038/nmat4566. URL http://dx.doi.org/10.1038/nmat4566.
- [93] S A Wolf, D D Awschalom, R A Buhrman, J M Daughton, S von Molnár, M L Roukes, A Y Chtchelkanova, and D M Treger. Spintronics : a spin-based electronics vision for the future. *Science (New York, N.Y.)*, 294(5546) :1488–95, November 2001. ISSN 0036-8075. doi : 10.1126/ science.1065389. URL http://science.sciencemag.org/content/294/5546/1488.abstract.
- [94] Russell P Cowburn. Spintronics. Change of direction. Nature materials, 6(4) :255-6, April 2007.
 ISSN 1476-1122. doi : 10.1038/nmat1877. URL http://dx.doi.org/10.1038/nmat1877.
- [95] Ioan Mihai Miron, Thomas Moore, Helga Szambolics, Liliana Daniela Buda-Prejbeanu, Stéphane Auffret, Bernard Rodmacq, Stefania Pizzini, Jan Vogel, Marlio Bonfim, Alain Schuhl, and Gilles Gaudin. Fast current-induced domain-wall motion controlled by the Rashba effect. *Nature materials*, 10(6):419-23, June 2011. ISSN 1476-1122. doi: 10.1038/nmat3020. URL http:// www.nature.com/nmat/journal/v10/n6/full/nmat3020.html%3FWT.ec_id%3DNMAT-201106.

- [96] André Thiaville, Stanislas Rohart, Émilie Jué, Vincent Cros, and Albert Fert. Dynamics of Dzyaloshinskii domain walls in ultrathin magnetic films. *EPL (Europhysics Letters)*, 100(5): 57002, December 2012. ISSN 0295-5075. doi: 10.1209/0295-5075/100/57002. URL http://iopscience.iop.org/article/10.1209/0295-5075/100/57002.
- [97] Albert Fert, Vincent Cros, and João Sampaio. Skyrmions on the track. Nature nanotechnology, 8(3):152-6, March 2013. ISSN 1748-3395. doi: 10.1038/nnano.2013.29. URL http://dx.doi. org/10.1038/nnano.2013.29.
- [98] Emilie Jué, C K Safeer, Marc Drouard, Alexandre Lopez, Paul Balint, Liliana Buda-Prejbeanu, Olivier Boulle, Stephane Auffret, Alain Schuhl, Aurelien Manchon, Ioan Mihai Miron, and Gilles Gaudin. Chiral damping of magnetic domain walls. *Nature materials*, 15(3):272–7, March 2016. ISSN 1476-1122. doi: 10.1038/nmat4518. URL http://dx.doi.org/10.1038/nmat4518.
- [99] Stuart S P Parkin, Masamitsu Hayashi, and Luc Thomas. Magnetic domain-wall racetrack memory. Science (New York, N.Y.), 320(5873):190-4, April 2008. ISSN 1095-9203. doi: 10.1126/ science.1145799. URL http://science.sciencemag.org/content/320/5873/190.abstract.
- [100] S Fukami, T Suzuki, K Nagahara, N Ohshima, Y Ozaki, S Saito, R Nebashi, N Sakimura, H Honjo, K Mori, et al. Low-current perpendicular domain wall motion cell for scalable highspeed mram. In 2009 Symposium on VLSI Technology, 2009.
- [101] S. Middelhoek. Domain Walls in Thin Ni[Single Bond]Fe Films. Journal of Applied Physics, 34 (4):1054, June 1963. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.1729367. URL http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/34/4/10.1063/1.1729367.
- [102] M. Louis NÉEL. PAROIS DANS LES FILMS MINCES. Le Journal de Physique Colloques, 29(C2) :C2-87-C2-94, February 1968. ISSN 0449-1947. doi : 10.1051/jphyscol:1968215. URL http://dx.doi.org/10.1051/jphyscol:1968215.
- [103] A Thiaville and Y Nakatani. Domain-Wall Dynamics in Nanowiresand Nanostrips. Spin dynamics in confined magnetic structures III, 2006. URL http://link.springer.com/chapter/ 10.1007/10938171_5.
- [104] R.D. McMichael and M.J. Donahue. Head to head domain wall structures in thin magnetic strips. *IEEE Transactions on Magnetics*, 33(5):4167-4169, 1997. ISSN 00189464. doi: 10.1109/20.
 619698. URL http://ieeexplore.ieee.org/articleDetails.jsp?arnumber=619698.
- [105] A.P. Malozemoff and J.C. Slonczewski. Magnetic Domain Walls in Bubble Materials. Elsevier, 1979. ISBN 9780120029518. doi: 10.1016/B978-0-12-002951-8.50001-7. URL http://www. sciencedirect.com/science/article/pii/B9780120029518500017.
- [106] J. He, Z. Li, and S. Zhang. Current-driven vortex domain wall dynamics by micromagnetic simulations. *Physical Review B*, 73(18):184408, May 2006. ISSN 1098-0121. doi: 10.1103/PhysRevB. 73.184408. URL http://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.73.184408.

- [107] Yoshinobu Nakatani, André Thiaville, and Jacques Miltat. Head-to-head domain walls in soft nano-strips : a refined phase diagram. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 290-291 :750-753, April 2005. ISSN 03048853. doi : 10.1016/j.jmmm.2004.11.355. URL http: //www.sciencedirect.com/science/article/pii/S030488530401618X.
- [108] Joao Sampaio, Steven Lequeux, Peter J. Metaxas, Andre Chanthbouala, Rie Matsumoto, Kay Yakushiji, Hitoshi Kubota, Akio Fukushima, Shinji Yuasa, Kazumasa Nishimura, Yoshinori Nagamine, Hiroki Maehara, Koji Tsunekawa, Vincent Cros, and Julie Grollier. Time-resolved observation of fast domain-walls driven by vertical spin currents in short tracks. *Applied Physics Letters*, 103(24), 2013.
- [109] A Thiaville, Y Nakatani, J Miltat, and Y Suzuki. Micromagnetic understanding of currentdriven domain wall motion in patterned nanowires. *Europhysics Letters (EPL)*, 69(6):990-996, March 2005. ISSN 0295-5075. doi: 10.1209/epl/i2004-10452-6. URL http://iopscience.iop. org/article/10.1209/epl/i2004-10452-6.
- [110] S Zhang and Z Li. Roles of nonequilibrium conduction electrons on the magnetization dynamics of ferromagnets. *Physical review letters*, 93(12) :127204, September 2004. ISSN 0031-9007. doi: 10.1103/PhysRevLett.93.127204. URL http://journals.aps.org/prl/abstract/ 10.1103/PhysRevLett.93.127204.
- [111] C. H. Marrows. Spin-polarised currents and magnetic domain walls. Advances in Physics, 54 (8):585-713, February 2007. ISSN 0001-8732. doi: 10.1080/00018730500442209. URL http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/00018730500442209.
- [112] Gen Tatara, Hiroshi Kohno, and Junya Shibata. Theory of Domain Wall Dynamics under Current. Journal of the Physical Society of Japan, 77(3):031003, March 2008. ISSN 0031-9015. doi: 10.1143/JPSJ.77.031003. URL http://journals.jps.jp/doi/abs/10.1143/JPSJ.77. 031003.
- [113] X Waintal and M Viret. Current-induced distortion of a magnetic domain wall. Europhysics Letters (EPL), 65(3):427-433, February 2004. ISSN 0295-5075. doi: 10.1209/epl/i2003-10089-y. URL http://iopscience.iop.org/article/10.1209/epl/i2003-10089-y.
- [114] A. Vanhaverbeke and M. Viret. Simple model of current-induced spin torque in domain walls. *Physical Review B*, 75(2) :024411, January 2007. ISSN 1098-0121. doi: 10.1103/PhysRevB.75. 024411. URL http://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.75.024411.
- [115] Guido Meier, Markus Bolte, René Eiselt, Benjamin Krüger, Dong-Hyun Kim, and Peter Fischer. Direct imaging of stochastic domain-wall motion driven by nanosecond current pulses. *Physical review letters*, 98(18) :187202, May 2007. ISSN 0031-9007. doi : 10.1103/PhysRevLett.98.187202. URL http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/17501604.

- [116] Luc Thomas, Masamitsu Hayashi, Xin Jiang, Rai Moriya, Charles Rettner, and Stuart S P Parkin. Oscillatory dependence of current-driven magnetic domain wall motion on current pulse length. *Nature*, 443(7108) :197–200, September 2006. ISSN 1476-4687. doi : 10.1038/ nature05093. URL http://dx.doi.org/10.1038/nature05093.
- [117] Masamitsu Hayashi, Luc Thomas, Charles Rettner, Rai Moriya, and Stuart S. P. Parkin. Dynamics of domain wall depinning driven by a combination of direct and pulsed currents. Applied Physics Letters, 92(16) :162503, April 2008. ISSN 00036951. doi : 10.1063/1.2903096. URL http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/92/16/10.1063/1.2903096.
- [118] O Boulle, J Kimling, P Warnicke, M Kläui, U Rüdiger, G Malinowski, H J M Swagten, B Koopmans, C Ulysse, and G Faini. Nonadiabatic spin transfer torque in high anisotropy magnetic nanowires with narrow domain walls. *Physical review letters*, 101(21) :216601, November 2008. ISSN 0031-9007. doi : 10.1103/PhysRevLett.101.216601. URL http://journals.aps.org/ prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.101.216601.
- [119] I M Miron, P-J Zermatten, G Gaudin, S Auffret, B Rodmacq, and A Schuhl. Domain wall spin torquemeter. *Physical review letters*, 102(13) :137202, April 2009. ISSN 0031-9007. doi : 10.1103/PhysRevLett.102.137202. URL http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/ PhysRevLett.102.137202.
- [120] M Kläui, P-O Jubert, R Allenspach, A Bischof, J A C Bland, G Faini, U Rüdiger, C A F Vaz, L Vila, and C Vouille. Direct observation of domain-wall configurations transformed by spin currents. *Physical review letters*, 95(2) :026601, July 2005. ISSN 0031-9007. doi : 10.1103/PhysRevLett.95.026601. URL http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/ PhysRevLett.95.026601.
- [121] Masamitsu Hayashi, Luc Thomas, Charles Rettner, Rai Moriya, Yaroslaw B Bazaliy, and Stuart S P Parkin. Current driven domain wall velocities exceeding the spin angular momentum transfer rate in permalloy nanowires. *Physical review letters*, 98(3):037204, January 2007. ISSN 0031-9007. doi: 10.1103/PhysRevLett.98.037204. URL http://journals.aps.org/prl/abstract/ 10.1103/PhysRevLett.98.037204.
- [122] A. V. Khvalkovskiy, K. A. Zvezdin, Ya. V. Gorbunov, V. Cros, J. Grollier, A. Fert, and A. K. Zvezdin. High Domain Wall Velocities due to Spin Currents Perpendicular to the Plane. *Physical Review Letters*, 102(6):067206, February 2009. ISSN 0031-9007. doi: 10.1103/PhysRevLett. 102.067206. URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.102.067206.
- [123] N. L. Schryer. The motion of 180 domain walls in uniform dc magnetic fields. Journal of Applied Physics, 45(12):5406, October 1974. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.1663252. URL http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/45/12/10.1063/1.1663252.

- [124] A. Thiaville. Domain wall motion by spin-polarized current : a micromagnetic study. Journal of Applied Physics, 95(11) :7049, May 2004. ISSN 00218979. doi : 10.1063/1.1667804. URL http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/95/11/10.1063/1.1667804.
- [125] Alex Hubert and Rudolf Schäfer. Magnetic Domains : The Analysis of Magnetic Microstructures. Springer Science & Business Media, 2008. ISBN 3540850546. URL https://books.google. com/books?id=uRtqCQAAQBAJ&pgis=1.
- [126] Soon-Wook Jung, Woojin Kim, Taek-Dong Lee, Kyung-Jin Lee, and Hyun-Woo Lee. Currentinduced domain wall motion in a nanowire with perpendicular magnetic anisotropy. *Applied Physics Letters*, 92(20) :202508, May 2008. ISSN 00036951. doi : 10.1063/1.2926664. URL http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/92/20/10.1063/1.2926664.
- [127] T Koyama, K Ueda, K-J Kim, Y Yoshimura, D Chiba, K Yamada, J-P Jamet, A Mougin, A Thiaville, S Mizukami, S Fukami, N Ishiwata, Y Nakatani, H Kohno, K Kobayashi, and T Ono. Current-induced magnetic domain wall motion below intrinsic threshold triggered by Walker breakdown. *Nature nanotechnology*, 7(10) :635–9, October 2012. ISSN 1748-3395. doi : 10.1038/nnano.2012.151. URL http://dx.doi.org/10.1038/nnano.2012.151.
- [128] M. D. DeJong and K. L. Livesey. Analytic theory for the switch from Bloch to Néel domain wall in nanowires with perpendicular anisotropy. *Physical Review B*, 92(21) :214420, December 2015. ISSN 1098-0121. doi : 10.1103/PhysRevB.92.214420. URL http://journals.aps.org/ prb/abstract/10.1103/PhysRevB.92.214420.
- [129] A. Bernand-Mantel, L. Herrera-Diez, L. Ranno, S. Pizzini, J. Vogel, D. Givord, S. Auffret, O. Boulle, I. M. Miron, and G. Gaudin. Electric-field control of domain wall nucleation and pinning in a metallic ferromagnet. *Applied Physics Letters*, 102(12) :122406, March 2013. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.4798506. URL http://scitation.aip.org/content/aip/journal/ apl/102/12/10.1063/1.4798506.
- [130] 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, and J.-P. Attané. Non-adiabatic spin-torques in narrow magnetic domain walls. *Nature Physics*, 6(1) :17–21, November 2009. ISSN 1745-2473. doi : 10.1038/nphys1436. URL http://dx.doi.org/10.1038/ nphys1436.
- [131] O. Boulle, G. Malinowski, and M. Kläui. Current-induced domain wall motion in nanoscale ferromagnetic elements. *Materials Science and Engineering : R : Reports*, 72(9) :159–187, September 2011. ISSN 0927796X. doi : 10.1016/j.mser.2011.04.001. URL http://www.sciencedirect. com/science/article/pii/S0927796X11000155.
- [132] David M. Burn and Del Atkinson. Suppression of Walker breakdown in magnetic domain wall propagation through structural control of spin wave emission. Applied Physics Letters, 102(24):
242414, June 2013. ISSN 0003-6951. doi: 10.1063/1.4811750. URL http://scitation.aip. org/content/aip/journal/apl/102/24/10.1063/1.4811750.

- [133] J Unguris, RJ Celotta, and DT Pierce. Observation of two different oscillation periods in the exchange coupling of Fe/Cr/Fe(100). *Physical review letters*, 67(1):140-143, July 1991. ISSN 1079-7114. doi: 10.1103/PhysRevLett.67.140. URL http://journals.aps.org/prl/ abstract/10.1103/PhysRevLett.67.140.
- P Bruno and C Chappert. Oscillatory coupling between ferromagnetic layers separated by a non-magnetic metal spacer. *Physical review letters*, 67(12) :1602-1605, September 1991. ISSN 1079-7114. doi: 10.1103/PhysRevLett.67.1602. URL http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.67.1602.
- [135] ST Purcell, W Folkerts, MT Johnson, NW McGee, K Jager, aan de Stegge J, WB Zeper, W Hoving, and P Grünberg. Oscillations with a period of two Cr monolayers in the antiferromagnetic exchange coupling in a (001) Fe/Cr/Fe sandwich structure. *Physical review letters*, 67(7) :903-906, August 1991. ISSN 1079-7114. doi : 10.1103/PhysRevLett.67.903. URL http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.67.903.
- [136] S. Demokritov, J.A. Wolf, P. GrÜnberg, and W. Zinn. Oscillation in the Interlayer Coupling of Fe Films Across Cr Films Measured by Means of Light Scattering from Spin Waves and M(H)-Curves. MRS Proceedings, 231:133, February 2011. ISSN 1946-4274. doi: 10.1557/ PROC-231-133. URL http://journals.cambridge.org/abstract_S1946427400523161.
- T. Taniyama, I. Nakatani, T. Namikawa, and Y. Yamazaki. Resistivity due to Domain Walls in Co Zigzag Wires. *Physical Review Letters*, 82(13):2780-2783, March 1999. ISSN 0031-9007. doi: 10.1103/PhysRevLett.82.2780. URL http://journals.aps.org/prl/abstract/ 10.1103/PhysRevLett.82.2780.
- [138] V D Nguyen, O Fruchart, S Pizzini, J Vogel, J-C Toussaint, and N Rougemaille. Third type of domain wall in soft magnetic nanostrips. *Scientific reports*, 5 :12417, January 2015. ISSN 2045-2322. doi: 10.1038/srep12417. URL http://www.nature.com/srep/2015/150723/srep12417/ full/srep12417.html.
- [139] Peter J Metaxas, Joao Sampaio, André Chanthbouala, Rie Matsumoto, Abdelmadjid Anane, Albert Fert, Konstantin A Zvezdin, Kay Yakushiji, Hitoshi Kubota, Akio Fukushima, Shinji Yuasa, Kazumasa Nishimura, Yoshinori Nagamine, Hiroki Maehara, Koji Tsunekawa, Vincent Cros, and Julie Grollier. High domain wall velocities via spin transfer torque using vertical current injection. *Scientific reports*, 3 :1829, January 2013. ISSN 2045-2322. doi : 10.1038/ srep01829. URL http://www.nature.com/srep/2013/130514/srep01829/full/srep01829. html.

- [140] Steven Lequeux, Joao Sampaio, Paolo Bortolotti, Thibaut Devolder, Rie Matsumoto, Kay Yakushiji, Hitoshi Kubota, Akio Fukushima, Shinji Yuasa, Kazumasa Nishimura, Yoshinori Nagamine, Koji Tsunekawa, Vincent Cros, and Julie Grollier. Increased magnetic damping of a single domain wall and adjacent magnetic domains detected by spin torque diode in a nanostripe. Applied Physics Letters, 107(18) :182404, November 2015. ISSN 0003-6951. doi : 10.1063/1.4935203. URL http://scitation.aip.org/content/aip/journal/ap1/107/18/10.1063/1.4935203.
- [141] C. Wang, Y.-T. Cui, J. Z. Sun, J. A. Katine, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph. Bias and angular dependence of spin-transfer torque in magnetic tunnel junctions. *Physical Review B*, 79(22) :224416, June 2009. ISSN 1098-0121. doi : 10.1103/PhysRevB.79.224416. URL http://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.79.224416.
- [142] J C Sankey, P M Braganca, A G F Garcia, I N Krivorotov, R A Buhrman, and D C Ralph. Spin-transfer-driven ferromagnetic resonance of individual nanomagnets. *Physical review letters*, 96(22) :227601, June 2006. ISSN 0031-9007. doi : 10.1103/PhysRevLett.96.227601. URL http: //journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.96.227601.
- [143] G. D. Fuchs, J. C. Sankey, V. S. Pribiag, L. Qian, P. M. Braganca, A. G. F. Garcia, E. M. Ryan, Zhi-Pan Li, O. Ozatay, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman. Spin-torque ferromagnetic resonance measurements of damping in nanomagnets. *Applied Physics Letters*, 91(6):062507, August 2007. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.2768000. URL http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/91/6/10.1063/1.2768000.
- [144] C. Wang, Y.-T. Cui, J. Z. Sun, J. A. Katine, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph. Sensitivity of spin-torque diodes for frequency-tunable resonant microwave detection. *Journal of Applied Physics*, 106(5) :053905, September 2009. ISSN 00218979. doi : 10.1063/1.3197137. URL http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/106/5/10.1063/1.3197137.
- [145] Shota Ishibashi, Takeshi Seki, Takayuki Nozaki, Hitoshi Kubota, Satoshi Yakata, Akio Fukushima, Shinji Yuasa, Hiroki Maehara, Koji Tsunekawa, David D. Djayaprawira, and Yoshishige Suzuki. Large Diode Sensitivity of CoFeB/MgO/CoFeB Magnetic Tunnel Junctions. *Applied Physics Express*, 3(7):073001, June 2010. ISSN 1882-0778. doi: 10.1143/APEX.3.073001. URL http://iopscience.iop.org/article/10.1143/APEX.3.073001.
- [146] Rie Matsumoto, André Chanthbouala, Julie Grollier, Vincent Cros, Albert Fert, Kazumasa Nishimura, Yoshinori Nagamine, Hiroki Maehara, Koji Tsunekawa, Akio Fukushima, and Shinji Yuasa. Spin-Torque Diode Measurements of MgO-Based Magnetic Tunnel Junctions with Asymmetric Electrodes. *Applied Physics Express*, 4(6) :063001, May 2011. ISSN 1882-0778. doi : 10. 1143/APEX.4.063001. URL http://iopscience.iop.org/article/10.1143/APEX.4.063001.
- [147] J. Grollier, M. V. Costache, C. H. van der Wal, and B. J. van Wees. Microwave spectroscopy on magnetization reversal dynamics of nanomagnets with electronic detection. *Journal of Applied*

Physics, 100(2) :024316, July 2006. ISSN 00218979. doi : 10.1063/1.2218464. URL http: //scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/100/2/10.1063/1.2218464.

- [148] D Bedau, M Kläui, S Krzyk, U Rüdiger, G Faini, and L Vila. Detection of current-induced resonance of geometrically confined domain walls. *Physical review letters*, 99(14) :146601, October 2007. ISSN 0031-9007. doi : 10.1103/PhysRevLett.99.146601. URL http://journals. aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.99.146601.
- [149] D Bedau, M Kläui, M T Hua, S Krzyk, U Rüdiger, G Faini, and L Vila. Quantitative determination of the nonlinear pinning potential for a magnetic domain wall. *Physical review letters*, 101(25) :256602, December 2008. ISSN 0031-9007. doi : 10.1103/PhysRevLett.101.256602. URL http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.101.256602.
- [150] C T Boone, J A Katine, M Carey, J R Childress, X Cheng, and I N Krivorotov. Rapid domain wall motion in permalloy nanowires excited by a spin-polarized current applied perpendicular to the nanowire. *Physical review letters*, 104(9) :097203, March 2010. ISSN 1079-7114. doi : 10.1103/PhysRevLett.104.097203. URL http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/ PhysRevLett.104.097203.
- [151] J.-S. Kim, O. Boulle, S. Verstoep, L. Heyne, J. Rhensius, M. Kläui, L. J. Heyderman, F. Kronast, R. Mattheis, C. Ulysse, and G. Faini. Current-induced vortex dynamics and pinning potentials probed by homodyne detection. *Physical Review B*, 82(10) :104427, September 2010. ISSN 1098-0121. doi : 10.1103/PhysRevB.82.104427. URL http://journals.aps.org/prb/abstract/10. 1103/PhysRevB.82.104427.
- [152] P. J. Metaxas, A. Anane, V. Cros, J. Grollier, C. Deranlot, Y. Lemaitre, S. Xavier, C. Ulysse, G. Faini, F. Petroff, and A. Fert. Current-induced resonant depinning of a transverse magnetic domain wall in a spin valve nanostrip. *Applied Physics Letters*, 97(18) :182506, November 2010. ISSN 00036951. doi : 10.1063/1.3507895. URL http://scitation.aip.org/content/aip/ journal/apl/97/18/10.1063/1.3507895.
- [153] A S Jenkins, R Lebrun, E Grimaldi, S Tsunegi, P Bortolotti, H Kubota, K Yakushiji, A Fukushima, G de Loubens, O Klein, S Yuasa, and V Cros. Spin-torque resonant expulsion of the vortex core for an efficient radiofrequency detection scheme. *Nature nanotechnology*, advance on, January 2016. ISSN 1748-3395. doi : 10.1038/nnano.2015.295. URL http://dx.doi.org/10.1038/nnano.2015.295.
- [154] S Ingvarsson, L Ritchie, XY Liu, Gang Xiao, JC Slonczewski, PL Trouilloud, and RH Koch. Role of electron scattering in the magnetization relaxation of thin ni 81 fe 19 films. *Physical Review B*, 66(21) :214416, 2002.
- [155] V. V. Naletov, G. de Loubens, G. Albuquerque, S. Borlenghi, V. Cros, G. Faini, J. Grollier,
 H. Hurdequint, N. Locatelli, B. Pigeau, A. N. Slavin, V. S. Tiberkevich, C. Ulysse, T. Valet,

and O. Klein. Identification and selection rules of the spin-wave eigenmodes in a normally magnetized nanopillar. *Physical Review B*, 84(22) :224423, December 2011. ISSN 1098-0121. doi:10.1103/PhysRevB.84.224423. URL http://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.84.224423.

- [156] Peter J. Metaxas, Maximilian Albert, Steven Lequeux, Vincent Cros, Julie Grollier, Paolo Bortolotti, Abdelmadjid Anane, and Hans Fangohr. Resonant translational, breathing, and twisting modes of transverse magnetic domain walls pinned at notches. *Physical Review B*, 93(5):054414, February 2016. ISSN 2469-9950. doi: 10.1103/PhysRevB.93.054414. URL http://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.93.054414.
- [157] B. B. Maranville, R. D. McMichael, S. A. Kim, W. L. Johnson, C. A. Ross, and Joy Y. Cheng. Characterization of magnetic properties at edges by edge-mode dynamics. *Journal of Applied Physics*, 99(8) :08C703, April 2006. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.2167633. URL http: //scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/99/8/10.1063/1.2167633.
- R. D. McMichael and B. B. Maranville. Edge saturation fields and dynamic edge modes in ideal and nonideal magnetic film edges. *Physical Review B*, 74(2) :024424, July 2006. ISSN 1098-0121. doi : 10.1103/PhysRevB.74.024424. URL http://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.74.024424.
- [159] Justin M. Shaw, T. J. Silva, Michael L. Schneider, and Robert D. McMichael. Spin dynamics and mode structure in nanomagnet arrays : Effects of size and thickness on linewidth and damping. *Physical Review B*, 79(18) :184404, May 2009. ISSN 1098-0121. doi : 10.1103/PhysRevB.79. 184404. URL http://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.79.184404.
- [160] Feng Guo, L M Belova, and R D McMichael. Spectroscopy and imaging of edge modes in Permalloy nanodisks. *Physical review letters*, 110(1):017601, January 2013. ISSN 1079-7114. doi: 10.1103/PhysRevLett.110.017601. URL http://journals.aps.org/prl/abstract/10. 1103/PhysRevLett.110.017601.
- [161] Hans T Nembach, Justin M Shaw, Carl T Boone, and T J Silva. Mode- and size-dependent Landau-Lifshitz damping in magnetic nanostructures : evidence for nonlocal damping. *Physical review letters*, 110(11) :117201, March 2013. ISSN 1079-7114. doi : 10.1103/PhysRevLett.110. 117201. URL http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.110.117201.
- [162] I Neudecker, M Kläui, K Perzlmaier, D Backes, L J Heyderman, C A F Vaz, J A C Bland, U Rüdiger, and C H Back. Spatially resolved dynamic eigenmode spectrum of Co rings. *Physical review letters*, 96(5) :057207, February 2006. ISSN 0031-9007. doi : 10.1103/PhysRevLett.96. 057207. URL http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.96.057207.
- [163] C. Bilzer, T. Devolder, Joo-Von Kim, G. Counil, C. Chappert, S. Cardoso, and P. P. Freitas. Study of the dynamic magnetic properties of soft CoFeB films. *Journal of Applied Physics*,

100(5) :053903, September 2006. ISSN 00218979. doi : 10.1063/1.2337165. URL http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/100/5/10.1063/1.2337165.

- [164] Sangita S. Kalarickal, Pavol Krivosik, Mingzhong Wu, Carl E. Patton, Michael L. Schneider, Pavel Kabos, T. J. Silva, and John P. Nibarger. Ferromagnetic resonance linewidth in metallic thin films : Comparison of measurement methods. *Journal of Applied Physics*, 99(9) :093909, May 2006. ISSN 00218979. doi : 10.1063/1.2197087. URL http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/99/9/10.1063/1.2197087.
- [165] T. Devolder, P.-H. Ducrot, J.-P. Adam, I. Barisic, N. Vernier, Joo-Von Kim, B. Ockert, and D. Ravelosona. Damping of CoxFe80xB20 ultrathin films with perpendicular magnetic anisotropy. *Applied Physics Letters*, 102(2) :022407, January 2013. ISSN 00036951. doi : 10.1063/1.4775684. URL http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/102/2/10. 1063/1.4775684.
- [166] Charles Kittel. Introduction to solid state physics. Wiley, 2005.
- [167] T Weindler, H G Bauer, R Islinger, B Boehm, J-Y Chauleau, and C H Back. Magnetic damping: domain wall dynamics versus local ferromagnetic resonance. *Physical review letters*, 113(23): 237204, December 2014. ISSN 1079-7114. doi: 10.1103/PhysRevLett.113.237204. URL http: //journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.113.237204.
- [168] O Ozatay, P G Gowtham, K W Tan, J C Read, K A Mkhoyan, M G Thomas, G D Fuchs, P M Braganca, E M Ryan, K V Thadani, J Silcox, D C Ralph, and R A Buhrman. Sidewall oxide effects on spin-torque- and magnetic-field-induced reversal characteristics of thin-film nanomagnets. *Nature materials*, 7(7) :567–73, July 2008. ISSN 1476-1122. doi : 10.1038/nmat2204. URL http://dx.doi.org/10.1038/nmat2204.
- [169] J. M. B. Ndjaka, A. Thiaville, and J. Miltat. Transverse wall dynamics in a spin valve nanostrip. Journal of Applied Physics, 105(2):023905, January 2009. ISSN 00218979. doi: 10.1063/ 1.3067757. URL http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/105/2/10.1063/1. 3067757.
- [170] L Thomas, J Luning, A Scholl, F Nolting, S Anders, J Stohr, and SS Parkin. Oscillatory decay of magnetization induced by domain-wall stray fields. *Physical review letters*, 84(15):3462-5, April 2000. ISSN 1079-7114. doi: 10.1103/PhysRevLett.84.3462. URL http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.84.3462.
- [171] D. Lacour, M. Hehn, O. Lenoble, A. Schuhl, C. Tiusan, and K. Ounadjela. Domain duplication in ferromagnetic sandwiches. *Journal of Applied Physics*, 89(12) :8006, June 2001. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.1373696. URL http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/89/ 12/10.1063/1.1373696.

177

[173] Yaroslav Tserkovnyak, Arne Brataas, and Gerrit E W Bauer. Enhanced gilbert damping in thin ferromagnetic films. *Physical review letters*, 88(11) :117601, March 2002. ISSN 0031-9007. doi: 10.1103/PhysRevLett.88.117601. URL http://journals.aps.org/prl/abstract/ 10.1103/PhysRevLett.88.117601.

4382-4399, 1979. ISSN 01631829. doi : 10.1103/PhysRevB.19.4382.

- [174] R. Urban, G. Woltersdorf, and B. Heinrich. Gilbert Damping in Single and Multilayer Ultrathin Films: Role of Interfaces in Nonlocal Spin Dynamics. *Physical Review Letters*, 87 (21):217204, November 2001. ISSN 0031-9007. doi: 10.1103/PhysRevLett.87.217204. URL http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.87.217204.
- [175] JA Katine, FJ Albert, RA Buhrman, EB Myers, and DC Ralph. Current-driven magnetization reversal and spin-wave excitations in Co /Cu /Co pillars. *Physical review letters*, 84(14):3149– 52, April 2000. ISSN 1079-7114. doi: 10.1103/PhysRevLett.84.3149. URL http://journals. aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.84.3149.
- [176] E. B. Myers. Current-Induced Switching of Domains in Magnetic Multilayer Devices. Science, 285(5429):867-870, August 1999. ISSN 00368075. doi: 10.1126/science.285.5429.867. URL http://www.sciencemag.org/cgi/doi/10.1126/science.285.5429.867.
- [177] C. H. Back. Minimum Field Strength in Precessional Magnetization Reversal. Science, 285 (5429):864-867, August 1999. ISSN 00368075. doi: 10.1126/science.285.5429.864. URL http://science.sciencemag.org/content/285/5429/864.abstract.
- [178] Y Kajiwara, K Harii, S Takahashi, J Ohe, K Uchida, M Mizuguchi, H Umezawa, H Kawai, K Ando, K Takanashi, S Maekawa, and E Saitoh. Transmission of electrical signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator. *Nature*, 464(7286) :262-6, March 2010. ISSN 1476-4687. doi : 10.1038/nature08876. URL http://dx.doi.org/10.1038/nature08876.
- [179] J. E. Hirsch. Spin Hall Effect. Physical Review Letters, 83(9) :1834-1837, August 1999. ISSN 0031-9007. doi : 10.1103/PhysRevLett.83.1834. URL http://journals.aps.org/prl/ abstract/10.1103/PhysRevLett.83.1834.
- [180] E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima, and G. Tatara. Conversion of spin current into charge current at room temperature : Inverse spin-Hall effect. *Applied Physics Letters*, 88(18) :182509, May 2006. ISSN 00036951. doi : 10.1063/1.2199473. URL http://scitation.aip.org/content/ aip/journal/apl/88/18/10.1063/1.2199473.
- [181] M Collet, X de Milly, O d'Allivy Kelly, V V Naletov, R Bernard, P Bortolotti, J Ben Youssef, V E Demidov, S O Demokritov, J L Prieto, M Muñoz, V Cros, A Anane, G de Loubens, and O Klein.

Generation of coherent spin-wave modes in yttrium iron garnet microdiscs by spin-orbit torque. Nature communications, 7:10377, January 2016. ISSN 2041-1723. doi: 10.1038/ncomms10377. URL http://www.nature.com/ncomms/2016/160127/ncomms10377/full/ncomms10377.html.

- [182] J. E. Gómez, B. Zerai Tedlla, N. R. Álvarez, G. Alejandro, E. Goovaerts, and A. Butera. Spin transport parameters in Ni 80 Fe 20 / Ru and Ni 80 Fe 20 / Ta bilayers. *Physical Review B*, 90(18) :184401, November 2014. ISSN 1098-0121. doi : 10.1103/PhysRevB.90.184401. URL http://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.90.184401.
- [183] J.-C. Rojas-Sánchez, M. Cubukcu, A. Jain, C. Vergnaud, C. Portemont, C. Ducruet, A. Barski,
 A. Marty, L. Vila, J.-P. Attané, E. Augendre, G. Desfonds, S. Gambarelli, H. Jaffrès, J.-M.
 George, and M. Jamet. Spin pumping and inverse spin Hall effect in germanium. *Physical Review B*, 88(6) :064403, August 2013. ISSN 1098-0121. doi : 10.1103/PhysRevB.88.064403.
 URL http://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.88.064403.
- [184] J.-C. Rojas-Sánchez, N. Reyren, P. Laczkowski, W. Savero, J.-P. Attané, C. Deranlot, M. Jamet, J.-M. George, L. Vila, and H. Jaffrès. Spin Pumping and Inverse Spin Hall Effect in Platinum : The Essential Role of Spin-Memory Loss at Metallic Interfaces. *Physical Review Letters*, 112 (10) :106602, March 2014. ISSN 0031-9007. doi : 10.1103/PhysRevLett.112.106602. URL http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.112.106602.
- [185] Shufeng Zhang and Steven S-L Zhang. Generalization of the Landau-Lifshitz-Gilbert equation for conducting ferromagnets. *Physical review letters*, 102(8):086601, February 2009. ISSN 0031-9007. doi:10.1103/PhysRevLett.102.086601. URL http://journals.aps.org/prl/abstract/ 10.1103/PhysRevLett.102.086601.
- [186] Yaroslav Tserkovnyak, E. M. Hankiewicz, and Giovanni Vignale. Transverse spin diffusion in ferromagnets. *Physical Review B*, 79(9) :094415, March 2009. ISSN 1098-0121. doi:10.1103/PhysRevB.79.094415. URL http://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.79.094415.
- [187] Joo-Von Kim. Role of nonlinear anisotropic damping in the magnetization dynamics of topological solitons. *Physical Review B*, 92(1):014418, July 2015. ISSN 1098-0121. doi: 10.1103/PhysRevB.92.014418. URL http://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.92.014418.
- [188] Jø rn Foros, Arne Brataas, Yaroslav Tserkovnyak, and Gerrit E. W. Bauer. Current-induced noise and damping in nonuniform ferromagnets. *Physical Review B*, 78(14) :140402, October 2008. ISSN 1098-0121. doi : 10.1103/PhysRevB.78.140402. URL http://journals.aps.org/ prb/abstract/10.1103/PhysRevB.78.140402.
- [189] S Ikeda, K Miura, H Yamamoto, K Mizunuma, H D Gan, M Endo, S Kanai, J Hayakawa, F Matsukura, and H Ohno. A perpendicular-anisotropy CoFeB-MgO magnetic tunnel junction.

Nature materials, 9(9):721-4, September 2010. ISSN 1476-1122. doi: 10.1038/nmat2804. URL http://dx.doi.org/10.1038/nmat2804.

- [190] A. Bellec, S. Rohart, M. Labrune, J. Miltat, and A. Thiaville. Domain wall structure in magnetic bilayers with perpendicular anisotropy. *EPL (Europhysics Letters)*, 91(1) :17009, July 2010. ISSN 0295-5075. doi: 10.1209/0295-5075/91/17009. URL http://iopscience.iop.org/ article/10.1209/0295-5075/91/17009.
- [191] Mark A McCord and Michael J Rooks. Spie handbook of microlithography, micromachining and microfabrication. In SPIE, Bellingham, 2000.
- [192] Kenneth A. Goldberg, Eric M. Gullikson, Hakseung Han, Wonil Cho, Chan-Uk Jeon, and Stefan Wurm. Determining the critical size of EUV mask substrate defects. May 2008. URL http: //www.osti.gov/scitech/biblio/941720-0d0n75/.
- [193] Gen Tatara and Hiroshi Kohno. Theory of current-driven domain wall motion : spin transfer versus momentum transfer. *Physical review letters*, 92(8) :086601, February 2004. ISSN 0031-9007. doi : 10.1103/PhysRevLett.92.086601. URL http://journals.aps.org/prl/abstract/ 10.1103/PhysRevLett.92.086601.
- [194] K. Shigeto, T. Shinjo, and T. Ono. Injection of a magnetic domain wall into a submicron magnetic wire. Applied Physics Letters, 75(18) :2815, November 1999. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.125159. URL http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/75/18/10.1063/1.125159.
- [195] S. Park, N. M. Nguyen, C. Burrowes, E. E. Fullerton, C. Chappert, L. Prejebeanu, F. Garcia-Sanchez, and D. Ravelosona. Asymmetric domain wall depinning under current in spin valves with perpendicular anisotropy. *Applied Physics Letters*, 98(23) :232512, June 2011. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.3592844. URL http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/98/23/10.1063/1.3592844.
- [196] Kay Yakushiji, Akio Fukushima, Hitoshi Kubota, Makoto Konoto, and Shinji Yuasa. Ultralow-Voltage Spin-Transfer Switching in Perpendicularly Magnetized Magnetic Tunnel Junctions with Synthetic Antiferromagnetic Reference Layer. *Applied Physics Express*, 6(11) :113006, November 2013. ISSN 1882-0778. doi : 10.7567/APEX.6.113006. URL http://iopscience.iop.org/ article/10.7567/APEX.6.113006.
- [197] Makoto Konoto, Hiroshi Imamura, Tomohiro Taniguchi, Kay Yakushiji, Hitoshi Kubota, Akio Fukushima, Koji Ando, and Shinji Yuasa. Effect of MgO Cap Layer on Gilbert Damping of FeB Electrode Layer in MgO-Based Magnetic Tunnel Junctions. *Applied Physics Express*, 6(7): 073002, July 2013. ISSN 1882-0778. doi: 10.7567/APEX.6.073002. URL http://iopscience.iop.org/article/10.7567/APEX.6.073002.

- [198] Daichi Chiba, Gen Yamada, Tomohiro Koyama, Kohei Ueda, Hironobu Tanigawa, Shunsuke Fukami, Tetsuhiro Suzuki, Norikazu Ohshima, Nobuyuki Ishiwata, Yoshinobu Nakatani, and Teruo Ono. Control of Multiple Magnetic Domain Walls by Current in a Co/Ni Nano-Wire. *Applied Physics Express*, 3(7) :073004, July 2010. ISSN 1882-0778. doi : 10.1143/APEX.3. 073004. URL http://iopscience.iop.org/article/10.1143/APEX.3.073004.
- [199] D Ravelosona, S Mangin, Y Lemaho, J A Katine, B D Terris, and Eric E Fullerton. Domain wall creation in nanostructures driven by a spin-polarized current. *Physical review letters*, 96 (18) :186604, May 2006. ISSN 0031-9007. doi : 10.1103/PhysRevLett.96.186604. URL http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.96.186604.
- [200] R. Mansell, A. Beguivin, D. C. M. C. Petit, A. Fernández-Pacheco, J. H. Lee, and R. P. Cowburn. Controlling nucleation in perpendicularly magnetized nanowires through in-plane shape. *Applied Physics Letters*, 107(9) :092405, August 2015. ISSN 0003-6951. doi : 10.1063/1.4930152. URL http://scitation.aip.org.proxy.scd.u-psud.fr/content/aip/journal/apl/107/9/10.1063/1.4930152.
- [201] Anthony Beguivin. Domain wall behaviour in magnetic nanowires. PhD thesis at Cambride university, 2015.
- [202] Kab-Jin Kim, Jae-Chul Lee, Sung-Min Ahn, Kang-Soo Lee, Chang-Won Lee, Young Jin Cho, Sunae Seo, Kyung-Ho Shin, Sug-Bong Choe, and Hyun-Woo Lee. Interdimensional universality of dynamic interfaces. *Nature*, 458(7239) :740–2, April 2009. ISSN 1476-4687. doi : 10.1038/ nature07874. URL http://dx.doi.org/10.1038/nature07874.
- [203] A. Kirilyuk, J. Giergiel, J. Shen, and J. Kirschner. On the Barkhausen volume in ultrathin magnetic films with perpendicular anisotropy. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 159(1-2) :L27-L32, June 1996. ISSN 03048853. doi: 10.1016/0304-8853(96)00303-4. URL http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0304885396003034.
- [204] P. Bruno, G. Bayreuther, P. Beauvillain, C. Chappert, G. Lugert, D. Renard, J. P. Renard, and J. Seiden. Hysteresis properties of ultrathin ferromagnetic films. *Journal of Applied Physics*, 68 (11):5759, December 1990. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.346944. URL http://scitation. aip.org/content/aip/journal/jap/68/11/10.1063/1.346944.
- [205] Damien Querlioz, Olivier Bichler, Philippe Dollfus, and Christian Gamrat. Immunity to Device Variations in a Spiking Neural Network With Memristive Nanodevices. *IEEE Transactions* on Nanotechnology, 12(3):288-295, May 2013. ISSN 1536-125X. doi: 10.1109/TNANO.2013. 2250995. URL http://ieeexplore.ieee.org/articleDetails.jsp?arnumber=6508962.
- [206] A Mougin, M Cormier, J. P Adam, P. J Metaxas, and J Ferré. Domain wall mobility, stability and Walker breakdown in magnetic nanowires. *Europhysics Letters (EPL)*, 78(5):57007, June

2007. ISSN 0295-5075. doi: 10.1209/0295-5075/78/57007. URL http://iopscience.iop.org/article/10.1209/0295-5075/78/57007.

- [207] Jacques Ferré, Peter J. Metaxas, Alexandra Mougin, Jean-Pierre Jamet, Jon Gorchon, and Vincent Jeudy. Universal magnetic domain wall dynamics in the presence of weak disorder. *Comptes Rendus Physique*, 14(8):651-666, October 2013. ISSN 16310705. doi: 10.1016/j.crhy.2013.08.001. URL http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/ S1631070513001291.
- [208] D Ravelosona, D Lacour, J A Katine, B D Terris, and C Chappert. Nanometer scale observation of high efficiency thermally assisted current-driven domain wall depinning. *Physical review letters*, 95(11):117203, September 2005. ISSN 0031-9007. doi: 10.1103/PhysRevLett.95.117203. URL http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.95.117203.
- [209] J. Cucchiara, Y. Henry, D. Ravelosona, D. Lacour, E. E. Fullerton, J. A. Katine, and S. Mangin. Telegraph noise due to domain wall motion driven by spin current in perpendicular magnetized nanopillars. *Applied Physics Letters*, 94(10) :102503, March 2009. ISSN 00036951. doi: 10.1063/ 1.3089569. URL http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/94/10/10.1063/1. 3089569.
- [210] Mi-Young Im, Lars Bocklage, Peter Fischer, and Guido Meier. Direct observation of stochastic domain-wall depinning in magnetic nanowires. *Physical review letters*, 102(14) :147204, April 2009. ISSN 0031-9007. doi : 10.1103/PhysRevLett.102.147204. URL http://journals.aps. org.proxy.scd.u-psud.fr/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.102.147204.
- [211] A. P. Mihai, F. Garcia-Sanchez, L. Vila, A. Marty, L. D. Buda-Prejbeanu, J. C. Pillet, C. Beigné, D. Ravelosona, C. Mannequin, J. C. Toussaint, and J. P. Attané. Stochastic domain-wall depinning under current in FePt spin valves and single layers. *Physical Review B*, 84(1) :014411, July 2011. ISSN 1098-0121. doi : 10.1103/PhysRevB.84.014411. URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.84.014411.
- [212] Clemens Wuth, Peter Lendecke, and Guido Meier. Temperature-dependent dynamics of stochastic domain-wall depinning in nanowires. Journal of physics. Condensed matter : an Institute of Physics journal, 24(2) :024207, January 2012. ISSN 1361-648X. doi : 10.1088/0953-8984/24/2/ 024207. URL http://iopscience.iop.org/article/10.1088/0953-8984/24/2/024207.
- [213] T J Hayward. Intrinsic Nature of Stochastic Domain Wall Pinning Phenomena in Magnetic Nanowire Devices. Scientific reports, 5:13279, January 2015. ISSN 2045-2322. doi: 10.1038/ srep13279. URL http://www.nature.com/srep/2015/150825/srep13279/full/srep13279. html.
- [214] Xin Jiang, Luc Thomas, Rai Moriya, Masamitsu Hayashi, Bastiaan Bergman, Charles Rettner, and Stuart S P Parkin. Enhanced stochasticity of domain wall motion in magnetic racetracks

due to dynamic pinning. *Nature communications*, 1:25, January 2010. ISSN 2041-1723. doi: 10.1038/ncomms1024. URL http://dx.doi.org/10.1038/ncomms1024.

- [215] T Koyama, D Chiba, K Ueda, K Kondou, H Tanigawa, S Fukami, T Suzuki, N Ohshima, N Ishiwata, Y Nakatani, K Kobayashi, and T Ono. Observation of the intrinsic pinning of a magnetic domain wall in a ferromagnetic nanowire. *Nature materials*, 10(3):194–7, March 2011. ISSN 1476-1122. doi: 10.1038/nmat2961. URL http://dx.doi.org/10.1038/nmat2961.
- [216] Matthew T. Bryan, Thomas Schrefl, Del Atkinson, and Dan A. Allwood. Magnetic domain wall propagation in nanowires under transverse magnetic fields. *Journal of Applied Physics*, 103(7): 073906, April 2008. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.2887918. URL http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/103/7/10.1063/1.2887918.
- [217] J.C. Slonczewski and J.Z. Sun. Theory of voltage-driven current and torque in magnetic tunnel junctions. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 310(2) :169-175, March 2007. ISSN 03048853. doi: 10.1016/j.jmmm.2006.10.507. URL http://www.sciencedirect.com/science/ article/pii/S0304885306011371.