

Table des matières

REMERCIEMENTS	i
INTRODUCTION	vii
CHAPITRE 1 - Introduction : du magnétisme aux MRAM	1
I. Le magnétisme	1
1. Découverte et origine du magnétisme	1
2. Micromagnétisme appliqué aux nanostructures	3
3. Équation du mouvement LLG	6
II. Transport et manipulation de spin	8
1. Polarisation en spin d'un courant de charge	8
2. Magnéto-résistance géante (GMR)	9
3. Magnéto-résistance tunnel (TMR)	10
4. Couple de transfert de spin (STT)	12
III. Mémoires magnétiques à accès aléatoire (MRAM)	15
1. Hiérarchie des mémoires	15
2. La technologie MRAM	16
3. STT-MRAM à anisotropie perpendiculaire	20
4. État de l'art, limitations et prévisions	22
IV. Objectif de la thèse : PSA-STT-MRAM	23
CHAPITRE 2 - Modélisation d'une PSA-STT-MRAM	25
I. Diagrammes de stabilité	25
1. Stabilité en régime macrospin	25
2. Domaine de validité du modèle macrospin	30
3. Domaine d'écriture par STT	38
II. Modélisation du renversement d'une couche à anisotropie de forme	40
1. Modèle macrospin	41
2. Renversement micromagnétique par STT	42
3. Renversement de systèmes quasi-macrospins	46
III. Influence de la forme des couches	48
1. Couches cylindriques endommagées sur les flancs	48
2. Couches faiblement coniques	52
IV. Etude de la stabilité de la référence	56
1. Stabilité de TL sous champ	56
2. Stabilité de TL sous STT	60

3. Bilan sur la stabilité du SAF	66
V. Conclusion	66
CHAPITRE 3 - Optimisation des propriétés des PSA-STT-MRAM	67
I. Minimisation de la variabilité de Δ	67
1. Dérivation des conditions optimales $\{M_S^{\text{opti}}, L^{\text{opti}}\}$	67
2. Exemples concrets	69
3. Quantification de $\delta\Delta$ aux conditions optimales	71
4. Conditions optimales approchées	73
II. Minimisation de la variabilité de V_C	74
III. Optimisation de la stabilité en température	77
IV. Conclusion	80
CHAPITRE 4 - Développement d'un procédé de nanofabrication de PSA-MRAM	81
I. Nanofabrication de p-STT-MRAM	81
1. Procédé RAM ₄	81
2. Gravure de couches magnétiques par IBE	84
II. Gravure par IBE d'une couche épaisse	88
1. Multiples voies de gravure	88
2. Gravure verticale de la jonction	90
3. Amincissement du pilier	93
4. Amincissement initial du plot de Ta	97
5. Gravure du SAF sans redépôt sur MgO	97
6. Conclusion	98
III. Reproductibilité du procédé de gravure	101
1. Point d'arrêt de la gravure IBE	101
2. Propriétés magnétiques des piliers	103
IV. Conclusion	105
CHAPITRE 5 - Caractérisations des PSA-STT-MRAM	107
I. Caractérisation des empilements non gravés	107
1. Mesure des propriétés magnétiques	108
2. Mesure des propriétés magnétorésistives	115
II. Etude systématique post-fabrication	117
1. Liste des empilements	117
2. Cartographie des plaques et statistiques	119
3. Diversité des cycles R(H)	120
III. Caractérisation des propriétés magnétiques et magnétorésistives des jonctions	125
1. Détermination de l'inclinaison des piliers	126
2. Saturation en champ et préparation du SAF	130
3. Etude de tenue en température des PSA-MRAM	134
4. Analyse des cycles penchés	137
IV. Tests électriques des jonctions	140

V. Conclusions	143
CONCLUSION	145
ANNEXE A - Cartographies des plaques de PSA-STT-MRAM	149
Bibliographie	153
Sigles et abréviations	167
Symboles mathématiques	169
Matériaux / Simulations	172

INTRODUCTION

En 2017, le nombre d'objets connectés était estimé à 8,4 milliards. En 2020, les estimations portent ce nombre à 30 milliards, représentant un marché total de 7,1 billions de dollars [1]. A l'ère du *Big Data* et de l'Internet des objets (IoT, *Internet of Things*), les besoins de supports de stockage de l'information de plus en plus denses, de plus en plus rapides et de moins en moins énergivores ne cessent d'augmenter. Les objets connectés, par exemple, font l'objet d'une miniaturisation croissante. Ils reposent sur des sources d'énergie généralement non rechargeables, et génèrent des flux massifs de données à stocker, traiter et analyser. A l'échelle nationale et internationale, la recherche de nouvelles technologies de stockage de l'information de **très grande capacité** et **économiques en énergie** représente ainsi une part toujours croissante des efforts alloués par les industriels de la microélectronique, et pourrait bien représenter la révolution numérique de demain.

Concernant le critère énergétique, **le magnétisme a depuis longtemps été utilisé comme source de stockage non volatile de l'information**, c'est-à-dire comme source de stockage qui ne nécessite pas d'apport énergétique extérieur pour conserver l'information en mémoire. Différentes technologies se sont succédées : bandes magnétiques (depuis 1928), disques durs (depuis 1956), mémoires à tores magnétiques (1955 à 1975) et mémoires à bulles magnétiques (années 1980). Finalement, des mémoires magnétorésistives ont émergé il y a une trentaine d'années, avec notamment la technologie MRAM (*Magnetic Random Access Memory*), qui possèdent à la fois des caractéristiques analogues aux RAM basées sur le stockage de charge et la non-volatilité des disques durs magnétiques.

Positionnement des MRAM sur le marché

Pour s'implanter, une nouvelle mémoire doit surpasser les capacités des mémoires déjà présentes sur le marché. Ces dernières sont continuellement optimisées pour répondre aux demandes des industriels, mais atteignent aujourd'hui des limites physiques fondamentales qui semblent difficiles à contourner. Cette stabilisation des propriétés des technologies actuelles et le besoin d'une technologie de mémoires non volatiles denses, rapides d'accès et durables à l'écriture, est une opportunité pour l'émergence des MRAM. Initialement étudiée en recherche académique, cette technologie a eu le temps de mûrir et offre aujourd'hui des mémoires aux propriétés semblables à celles présentes sur le marché.

Une MRAM dont la structure est optimisée est en effet compétitive en termes de temps de rétention de l'information, de vitesse d'accès à la mémoire et

de consommation d'énergie pendant la phase d'écriture. Elle apporte en plus le caractère non-volatile au stockage, et offre aujourd'hui encore des pistes d'amélioration de ses diverses propriétés. Toutes ces raisons rendent la technologie attractive aux yeux des industriels, malgré un coût de production qui reste aujourd'hui élevé. L'IoT constitue un exemple de marché de prédilection pour les MRAM, mais elles disposent également de perspectives intéressantes dans le secteur de la téléphonie, de l'automobile ou encore du spatial.

MRAM : fonctionnement et limites actuelles

La technologie MRAM s'appuie astucieusement sur **une combinaison de propriétés électriques (charge) et magnétiques (*spin*) des électrons**. Elle s'inscrit ainsi dans le domaine de recherche de la spintronique, fusion des mots spin et électronique. Ce domaine est en constante évolution et est aujourd'hui un cas d'école en matière de recherche à la frontière entre monde académique et monde industriel.

Les MRAM les plus développées actuellement se présentent sous la forme d'un pilier constitué d'une jonction tunnel magnétique, formée d'un empilement de couches, magnétiques, non-magnétiques et isolantes. **L'aimantation des différentes couches magnétiques est dirigée dans l'axe du pilier**, c'est-à-dire perpendiculairement (p) au plan des couches. **L'écriture de ces mémoires est réalisée grâce au phénomène de STT (*Spin Transfer Torque*)**, qui permet de changer l'orientation de l'aimantation de la couche magnétique où est stockée l'information.

Dans une p-STT-MRAM conventionnelle, l'anisotropie perpendiculaire de la couche de stockage est liée à des phénomènes physiques ayant lieu spécifiquement aux interfaces de la couche. Ainsi, lorsque le pilier est miniaturisé, l'intensité de cette anisotropie décroît avec le carré du diamètre. Ce dernier ne peut donc pas être réduit en dessous d'environ 20 nm, puisque pour des nœuds technologiques plus petits, la mémoire ne possède pas des temps de rétention suffisamment élevés pour répondre aux spécifications de l'industrie. **Cette limitation en diamètre empêche l'augmentation de densité des mémoires et limite la compétitivité des MRAM** dans le remplacement des RAM actuelles.

C'est dans cette problématique que vient s'inscrire le travail de la présente thèse. Pour résoudre le problème lié à la miniaturisation des p-STT-MRAM, elle propose de modifier radicalement la source d'anisotropie de la couche de stockage, c'est-à-dire de changer le phénomène physique qui est à l'origine de la stabilisation de l'aimantation de la couche de stockage selon l'axe perpendiculaire.

Présentation des objectifs de la thèse

L'idée est la suivante. **Au lieu d'exploiter les phénomènes d'interface pour conférer à la couche de stockage une forte anisotropie perpendiculaire, il est proposé de s'appuyer sur la forme même de cette couche**. Cela implique de donner à la couche de stockage la forme d'un cylindre allongé, de sorte que le rapport épaisseur / diamètre soit typiquement de l'ordre de grandeur ou supérieur à 1. Ainsi, pour des raisons purement magnétostatiques, l'aimantation

de la couche aura tendance à s'aligner suivant l'axe du cylindre, c'est-à-dire dans la direction perpendiculaire. Le nouveau dispositif est nommé STT-MRAM à anisotropie de forme perpendiculaire (PSA-STT-MRAM, *Perpendicular Shape Anisotropy STT-MRAM*).

Cette idée est très innovante puisqu'elle nécessite de changer radicalement l'épaisseur de la couche de stockage. En effet, dans les p-STT-MRAM conventionnelles, l'épaisseur de cette couche est de l'ordre d'1 nm pour maximiser le rapport surface / volume et ainsi maximiser les effets des phénomènes d'interface. En revanche, dans les PSA-STT-MRAM, l'épaisseur de cette couche est supérieure au diamètre, c'est-à-dire de l'ordre de 20 nm pour des diamètres inférieurs à 20 nm. Le remplacement d'une couche de stockage mince par une couche épaisse implique un certain nombre de conséquences, tant au niveau de la modélisation de la statique et de la dynamique de la couche qu'au niveau de sa nanofabrication.

La thèse défendue est intitulée : **Miniaturisation extrême de mémoires STT-MRAM : couche de stockage à anisotropie de forme perpendiculaire**. Elle a pour objectif d'étudier la faisabilité et, le cas échéant, d'apporter une preuve de concept des PSA-STT-MRAM. Pour répondre à cette problématique, le présent manuscrit se divise en 5 chapitres.

Chapitre 1 (p. 1), intitulé : **Introduction : du magnétisme aux MRAM**. Il a pour objectif de présenter les fondamentaux du magnétisme et de l'électronique de spin. Il présente comment manipuler avantageusement le spin des électrons et décrit la dynamique d'évolution d'un système magnétique. Cela permettra de comprendre le fonctionnement et les limites d'une MRAM, dans l'objectif de présenter plus en détail les caractéristiques et prérequis que doit posséder une PSA-STT-MRAM.

Chapitre 2 (p. 25), intitulé : **Modélisation d'une PSA-STT-MRAM**. Il détaille l'ensemble de la théorie développée dans le contexte des PSA-STT-MRAM. Cela permet de décrire de façon théorique la statique et la dynamique de l'aimantation dans une telle mémoire. Bien que la majeure partie du chapitre soit consacrée à l'étude de la couche de stockage, une dernière section s'intéresse également à la couche de référence, couche dont l'aimantation est conventionnellement supposée insensible aux perturbations. En effet, une PSA-STT-MRAM déstabilise fortement cette couche, et il convient donc de quantifier les effets que cela peut avoir sur sa stabilité. Ce chapitre sert de socle commun sur lequel les autres chapitres viennent s'appuyer.

Chapitre 3 (p. 67), intitulé : **Optimisation des propriétés des PSA-STT-MRAM**. Il propose une optimisation théorique des PSA-STT-MRAM en vue de leur commercialisation. En effet, ces structures offrent un grand nombre de degrés de liberté sur lesquels il est possible d'agir pour arriver à des caractéristiques identiques. Selon les applications visées, et donc selon les contraintes supplémentaires que chaque application exige, une feuille de route est présentée qui propose une optimisation de l'utilisation de ces différents degrés de liberté.

Chapitre 4 (p. 81), intitulé : **Développement d'un procédé de nanofabrication**

de PSA-MRAM. Il présente le développement d'un procédé de nanofabrication des PSA-STT-MRAM. Ce procédé reprend le procédé conventionnel de fabrication des p-STT-MRAM existant au laboratoire, et modifie principalement l'étape de gravure de la couche de stockage. Cela conduira à explorer les limites des outils de gravure actuels, puisque le pilier final doit posséder un diamètre sub-20 nm avec une épaisseur totale d'environ 150 nm. Le procédé développé n'a pas la prétention d'être applicable directement à l'échelle industrielle, mais bien d'arriver à fabriquer quelques jonctions en vue d'une démonstration de concept.

Chapitre 5 (p. 107), intitulé : **Caractérisations des PSA-STT-MRAM.** Ce dernier chapitre est finalement consacré à la caractérisation des dispositifs précédemment fabriqués. L'analyse de ces résultats permettra de confronter avec l'expérience le modèle développé dans le deuxième chapitre. Cela permettra de discuter du futur de cette technologie, notamment d'un point de vue industriel.

Finalement, une liste des abréviations et des notations utilisées tout au long du manuscrit est donnée en fin de manuscrit, à la suite des références bibliographiques.

Ce travail de thèse est réalisé au sein du laboratoire SPINTEC (Spintronique et Technologie des Composants) à Grenoble. Il est effectué sous la direction de Lucian PREJBEANU (directeur de thèse) et Bernard DIENY (co-directeur de thèse). De nombreuses autres personnes ont également contribué à son aboutissement. Il est financé par Grenoble INP et par l'ERC Adv. grant MAGICAL 669204. Le concept discuté fait suite à une idée originale de Jannier ROIZ.

CHAPITRE 1

Introduction : du magnétisme aux MRAM

Ce premier chapitre a pour objectif d'introduire les fondamentaux du magnétisme dans les nanostructures. Il servira de support au reste du manuscrit. Le fonctionnement des mémoires magnétiques à accès aléatoire (MRAM), en particulier, est détaillé et un bref historique de la technologie est dressé afin de donner au lecteur une meilleure compréhension de ses enjeux et de ses limites. Cela permettra d'introduire, en fin de chapitre, l'objectif de la présente thèse : modéliser et concevoir une nouvelle génération de MRAM qui permette de miniaturiser les points mémoires à des tailles latérales sub-20 nm.

I. Le magnétisme

1. Découverte et origine du magnétisme

Bien que la date et le lieu exacts de la découverte du phénomène de magnétisme restent inconnus, les grandes civilisations de l'Antiquité en connaissaient déjà l'existence [2]. La première utilisation du magnétisme peut être attribuée à l'invention de la boussole, qui aurait été découverte indépendamment en Chine avant le X^e siècle et en Europe fin XII^e. L'astronome anglais William Gilbert a été le premier scientifique à développer une théorie du magnétisme en 1600 dans son ouvrage « *De Magnete, Magneticisque Corporibus, et de Magno Magnete Tellure* ». Les concepts ont été repris par René Descartes qui a décrit le magnétisme de manière mécanique et développé un formalisme mathématique révolutionnaire, les coordonnées cartésiennes, parfaitement adapté pour traiter les problèmes physiques. Le XIX^e siècle a permis de comprendre le lien entre électricité et magnétisme, notamment grâce aux travaux d'Ørsted (1820), Arago, Ampère, Biot, Savart, Faraday, Maxwell (1861), Tesla et Pierre Curie. Le XX^e siècle a finalement apporté une compréhension plus fondamentale du magnétisme grâce à l'avènement de la mécanique quantique. Aujourd'hui, l'origine fondamentale du magnétisme est attribuée à un moment magnétique élémentaire intrinsèque que possède chaque particule, le spin, au même titre que sa charge électrique.

L'électron possède un nombre quantique de spin $s = 1/2$. Il est par conséquent caractérisé par seulement deux états de spin distincts $m_s = \pm 1/2$ communément appelées *spin up* ($+1/2$, noté \uparrow) et *spin down* ($-1/2$, noté \downarrow). Le moment magnétique associé au moment cinétique de spin $\hbar \vec{s}$ est donné par $\vec{\mu}_S = g \mu_B \vec{s}$ où g est un nombre sans dimension appelé facteur de Landé et $\mu_B = e\hbar/2m_e$ le magnéton de Bohr. Bien que l'électron possède un spin non nul, un matériau n'a *a priori* aucune raison d'être magnétique à l'échelle macroscopique. En effet, la mécanique quantique impose des règles de remplissage précises des couches électroniques d'un atome. Il en résulte qu'un atome possède un moment magnétique non nul seulement si la dernière sous-couche en cours de remplissage n'est ni vide, ni pleine (Fig. 1.1.a). De plus, à l'échelle nanométrique, les moments magnétiques de chaque atome doivent posséder un couplage d'échange positif afin de faire émerger un ordre ferromagnétique local, c'est-à-dire un alignement parallèle entre les spin voisins (Fig. 1.1.b). Enfin l'échange doit être suffisamment fort afin de lutter contre le champ magnétique créé par le matériau lui-même, à défaut de quoi l'aimantation se brise en une multitude de domaines magnétiques (Fig. 1.1.c), détruisant l'ordre magnétique à l'échelle micrométrique. L'ensemble de ces conditions n'est rempli que pour une faible variété de matériaux, dont des alliages à base de fer, de nickel et de cobalt.

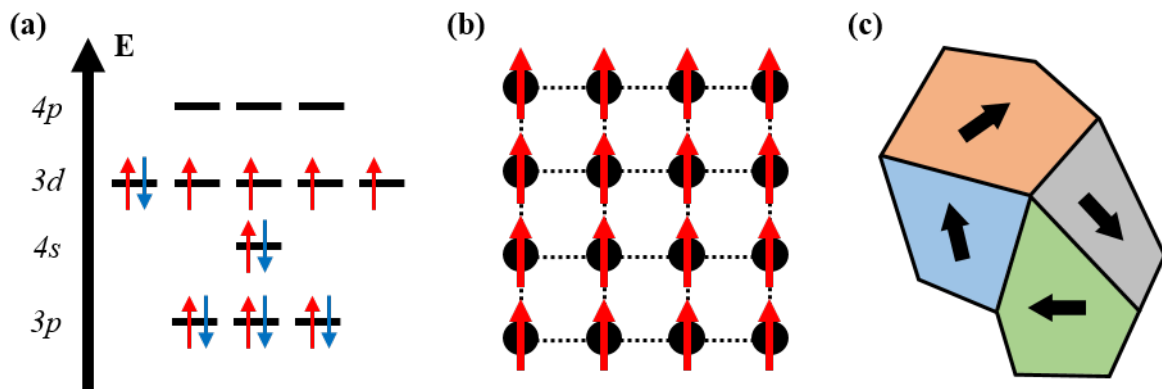


FIGURE 1.1 – Série de schémas expliquant l'émergence d'un ordre magnétique à l'échelle macroscopique. (a) Remplissage des couches électroniques d'un atome (exemple du fer). (b) Réseau carré d'atomes où les moments magnétiques des atomes sont couplés ferromagnétiquement par interaction d'échange. (c) Domaines magnétiques de longueur typique > 30 nm brisant l'ordre magnétique à grande échelle.

Les électrons 3d d'un métal de transition peuvent être considérés en première approximation comme localisés autour de leur noyau, conférant un éventuel ordre magnétique au cristal (Fig. 1.1). En revanche, les électrons 4s peuvent être considérés comme entièrement délocalisés sur l'ensemble du cristal, constituant ainsi les électrons de conduction, responsables du transport de charge. Le transport de charge définit le domaine de l'électronique tandis que la manipulation du spin des électrons de conduction définit le domaine de la spintronique, fusion des mots spin et électronique et thématique de recherche dans laquelle s'inscrivent les MRAM.

2. Micromagnétisme appliqué aux nanostructures

Les concepts du micromagnétisme ont été formalisés par Brown [3], qui reprend et unifie les travaux de Weiss [4] et de Landau et Lifshitz [5]. Le micromagnétisme est une description continue d'un matériau ferromagnétique possédant une aimantation spontanée M_S en dessous de sa température de Curie T_C , température à partir de laquelle l'agitation thermique est suffisamment forte pour détruire l'ordre magnétique. L'origine quantique du magnétisme et sa description atomique sont donc laissés de côté pour adopter une description avec des fonctions continues. Un matériau ferromagnétique possède rarement une aimantation uniforme sur l'ensemble de son volume, mais il peut généralement être décrit par une collection de domaines magnétiques d'aimantation uniforme. Ces domaines sont séparés par des régions de transition appelées parois de domaine, au niveau desquelles l'aimantation varie rapidement avec la position. Localement, l'aimantation est décrite par le vecteur $\vec{M}(\vec{r}, t) = M_S \vec{m}(\vec{r}, t)$ avec \vec{m} un vecteur unitaire appelé aimantation réduite. L'aimantation à saturation M_S est un paramètre propre au matériau et dépend de la température. Pour connaître l'état de plus basse énergie du système, et donc sa configuration magnétique stable, il faut minimiser l'énergie de Gibbs du système [6, 7] qui est la somme de l'ensemble des contributions énergétiques détaillées ci-après.

Énergie d'échange

Le couplage d'échange est une interaction à courte portée qui couple les spins voisins. Elle provient du principe de symétrie d'échange de mécanique quantique, qui postule qu'aucune quantité physique observable ne doit changer après échange de deux particules indiscernables. L'Hamiltonien d'échange est donné par :

$$H_{\text{ex}} = -2 \sum_{\langle ij \rangle} J_{ij} \vec{s}_i \cdot \vec{s}_j \quad (1.1)$$

où J_{ij} désigne la constante d'échange entre spins voisins $\langle \vec{s}_i, \vec{s}_j \rangle$. Le signe de J_{ij} détermine notamment si le matériau possède un ordre local ferromagnétique ($J > 0$) ou antiferromagnétique ($J < 0$). Cet ordre est maintenu tant que $T < T_C$. En considérant que le module des spins $\|\vec{s}_i\| = \|\vec{s}_j\| = s$ est constant et que le désalignement entre spins voisins est faible, l'expression de l'énergie d'échange se simplifie selon l'équation (Eq. 1.2), avec A_{ex} la constante de rigidité d'échange.

$$E_{\text{ex}} = \int_V A_{\text{ex}} \left[(\nabla m_x)^2 + (\nabla m_y)^2 + (\nabla m_z)^2 \right] dV \quad (1.2)$$

Énergie d'anisotropie magnétocristalline

La distribution de charge des ions d'un cristal génère un champ électrostatique qui modifie le moment angulaire des orbitales électroniques des ions, brisant ainsi l'isotropie de l'espace. De cette interaction, appelée couplage spin-orbite, résultent une ou plusieurs directions privilégiées de l'espace selon lesquelles les moments

magnétiques des ions tendent à s'aligner. En particulier, si une seule direction de l'espace est privilégiée, cet axe est appelé axe facile. Au contraire, si une direction est défavorisée, elle est appelée axe difficile. La variation d'énergie, fonction des directions cristallographiques, est appelée énergie magnétocristalline. Une énergie d'anisotropie magnétocristalline uniaxiale est donnée par l'équation 1.3, où \vec{u}_k est un vecteur unitaire le long de l'axe et K_u est la constante d'anisotropie, qui dépend de la température. Les axes faciles et difficiles sont respectivement représentés par $K_u > 0$ et $K_u < 0$.

$$E_{\text{ani}} = \int_V K_u \left[1 - (\vec{u}_k \vec{m})^2 \right] dV \quad (1.3)$$

A la fin des années 1980, plusieurs études expérimentales ont démontré l'existence d'une anisotropie magnétocristalline dans les couches minces. Cette anisotropie est perpendiculaire aux plans des couches et apparaît à l'interface entre des matériaux non magnétiques tels que Au, Pt ou Pd, et des matériaux magnétiques tels que Fe, Co ou Ni [8–10]. Ce couplage peut avoir plusieurs origines : hybridation des orbitales atomiques, contraintes dues à l'incompatibilité des réseaux cristallins ou encore brisure de symétrie [11]; et s'estompe rapidement avec l'épaisseur. Pour tenir compte de l'anisotropie d'interface, il convient de généraliser l'équation 1.3 en remplaçant K_u par une constante d'anisotropie effective K_{eff} (Eq. 1.4), où K_S représente la constante d'anisotropie surfacique ou interfaciale et L l'épaisseur de la couche.

$$K_{\text{eff}} = K_u + \frac{K_S}{L} \quad (1.4)$$

Énergie Zeeman

En présence d'un champ magnétique extérieur \vec{H}_{ext} , l'aimantation subit un couple qui tend à l'aligner le long du champ. Il en résulte une énergie dite de Zeeman, faisant intervenir la perméabilité magnétique du vide μ_0 .

$$E_{\text{zeem}} = -\mu_0 \int_V M_S \vec{m} \vec{H}_{\text{ext}} dV \quad (1.5)$$

Énergie démagnétisante

Dans un matériau ferromagnétique, l'énergie d'échange tend à aligner les spins voisins créant ainsi un ordre magnétique local. De par son aimantation, ce domaine magnétique va rayonner un champ magnétique influençant son environnement à grande distance (Fig. 1.2), les autres domaines ayant tendance à s'aligner le long des lignes dudit champ. Cela tend à boucler l'aimantation au sein de l'échantillon (Fig. 1.2.d) et à briser à grande distance l'ordre ferromagnétique imposé par l'échange. Il y donc compétition entre ces deux effets. Selon les cas, il peut être préférable d'un point de vue énergétique de rompre l'ordre ferromagnétique global pour créer un ou plusieurs domaines magnétiques. Ces domaines sont séparés par des parois

de domaine, régions où l'aimantation évolue rapidement. Le champ magnétique créé par un matériau magnétique possède deux noms différents selon la région de l'espace considérée.

- Le champ créé à l'intérieur même de l'échantillon est appelé champ démagnétisant \vec{H}_{dem} , puisqu'il vient s'opposer à un état d'aimantation uniforme.
- Le champ créé à l'extérieur de l'échantillon est appelé champ dipolaire \vec{H}_{dip} , puisqu'il est formellement traité par une approche Coulombienne.

Dans le cas général, ces deux champs n'ont pas de forme analytique et sont calculés numériquement. Le champ magnétique perçu par un échantillon est modifié par les champs dipolaires issus d'autres couches. Formellement, le champ magnétique extérieur \vec{H}_{ext} est remplacé par un champ apparent \vec{H}_{app} , somme du champ extérieur et de l'ensemble des champs dipolaires \vec{H}_{dip} .

$$\vec{H}_{\text{app}} = \vec{H}_{\text{ext}} + \sum \vec{H}_{\text{dip}} \quad (1.6)$$

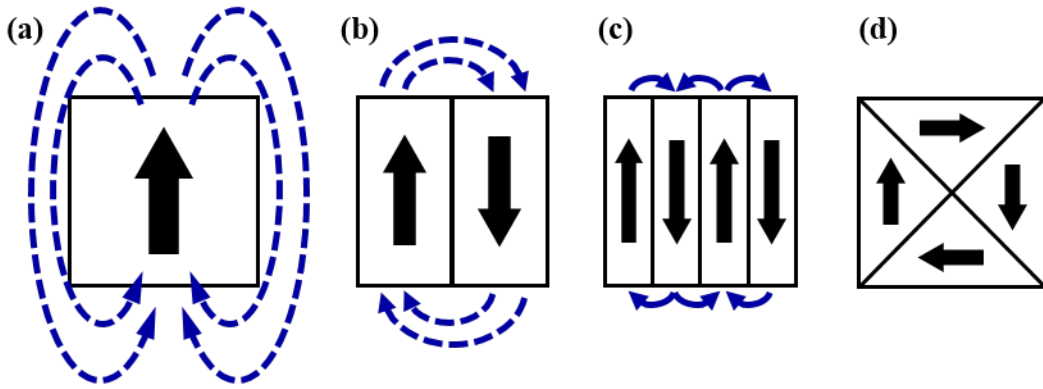


FIGURE 1.2 – (a) Exemple de champ dipolaire généré par un échantillon carré. Réduction du champ lors de la création de 2 domaines (b) et 4 domaines (c). (d) Exemple d'échantillon à flux fermé.

L'énergie démagnétisante représente l'interaction entre l'aimantation de la couche magnétique et le champ démagnétisant qu'elle génère. Elle tend à aligner l'aimantation selon les axes les plus longs de l'échantillon et à favoriser un alignement local de l'aimantation sur les bords de l'échantillon. Dans le cas simple d'un ellipsoïde uniformément aimanté, le champ démagnétisant est également uniforme [12, 13]. Il est défini à partir d'un tenseur démagnétisant \bar{N} , diagonal dans les axes principaux de l'ellipsoïde (Eq. 1.7). Les N_{ii} sont appelés facteurs démagnétisants et sont liés par les relations $0 \leq N_{ii} \leq 1$ et $N_{xx} + N_{yy} + N_{zz} = 1$. Les géométries les plus simples sont celle de la sphère ($N_{xx} = N_{yy} = N_{zz} = 1/3$), du film infiniment plat ($N_{xx} = N_{yy} = 0$ et $N_{zz} = 1$) et du cylindre infiniment long ($N_{xx} = N_{yy} = 1/2$ et $N_{zz} = 0$).

$$\bar{N} = \begin{pmatrix} N_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & N_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & N_{zz} \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

Le champ démagnétisant vaut $\vec{H}_{\text{dem}} = -\vec{N} \vec{M}$ et l'énergie démagnétisante est alors donnée par l'équation 1.8.

$$E_{\text{dem}} = -\frac{1}{2}\mu_0 \int_V M_S \vec{m} \vec{H}_{\text{dem}} dV \quad (1.8)$$

Énergie RKKY

Lorsque deux couches ferromagnétiques (notées FM₁ et FM₂) sont séparées par une fine couche métallique non magnétique (noté NM, dont l'épaisseur $\simeq 1$ nm), il existe un couplage entre FM₁ et FM₂ qui s'effectue grâce aux électrons de conduction de NM. Ce couplage est nommé à partir des initiales des chercheurs Ruderman, Kittel [14], Kasuya [15] et Yosida [16] qui l'ont découvert. De manière remarquable, la constante de couplage RKKY oscille entre un couplage ferromagnétique ($J_{\text{RKKY}} > 0$) et antiferromagnétique ($J_{\text{RKKY}} < 0$) selon l'épaisseur de NM. Cette oscillation est analogue à la figure de diffraction obtenue par un faisceau lumineux monochromatique cohérent qui passe à travers une fine fente. Dans le cas du couplage RKKY, il s'agit d'une diffraction des ondes électroniques sur la surface de Fermi de NM. L'énergie RKKY associée est donnée par l'équation 1.9. Dans cette équation, \vec{m}_{FM_1} et \vec{m}_{FM_2} sont respectivement les aimantations réduites des couches FM₁ et FM₂, et A est la surface de contact entre FM et NM.

$$E_{\text{RKKY}} = -J_{\text{RKKY}} A \vec{m}_{\text{FM}_1} \vec{m}_{\text{FM}_2} \quad (1.9)$$

Le couplage RKKY est très important dans la création d'antiferro-aimants synthétiques (SAF, *Synthetic AntiFerromagnets*) [17, 18]. Un SAF est un empilement de deux couches ferromagnétiques couplées antiferromagnétiquement par interaction RKKY. C'est une structure magnétiquement très stable qui a l'avantage de réduire le champ dipolaire, comparé au champ dipolaire rayonné par chacune des deux couches prises individuellement, puisque les aimantations des deux couches sont orientées antiparallèlement.

Bilan

La liste des énergies ci-dessus n'est pas exhaustive mais regroupe l'ensemble des interactions prises en compte dans les modèles numériques et analytiques utilisés tout au long de ce travail de thèse. D'autres interactions telles que le couplage direct par trou d'épingle ou le couplage de Néel [19, 20] pourraient également être considérées aux interfaces.

3. Équation du mouvement LLG

La minimisation de l'énergie de Gibbs indique le ou les états d'équilibres du système, sans décrire comment le système converge vers l'équilibre. Pour le savoir, il est utile de définir le champ magnétique effectif total \vec{H}_{eff} (Eq. 1.10). L'aimantation du système suit alors la dynamique dictée par l'équation de Larmor (Eq. 1.11) qui

décrit la précession du moment magnétique autour du champ effectif, avec γ le facteur gyromagnétique de l'électron libre ($\gamma = g\mu_B/\hbar$).

$$\vec{H}_{\text{eff}} = -\frac{1}{\mu_0 M_S V} \frac{\delta E_{\text{tot}}}{\delta \vec{m}} \quad (1.10)$$

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = -\gamma \vec{m} \times \mu_0 \vec{H}_{\text{eff}} \quad (1.11)$$

L'équation de Larmor est conservative, l'aimantation suit donc indéfiniment un mouvement de précession autour de \vec{H}_{eff} sans atteindre l'équilibre. Pour tenir compte des phénomènes de dissipation tels que la diffusion magnon-magnon, la diffusion magnon-photon ou les courants d'Eddy, Gilbert et Kelly [21, 22] ont proposé d'ajouter un terme visqueux proportionnel à la dérivée de l'aimantation. La constante α est une constante phénoménologique sans dimension comprise entre 0,001 et 0,1. Elle est appelée amortissement de Gilbert ou amortissement magnétique. L'ensemble des phénomènes contribuant à l'origine de α fait encore débat au sein de la communauté scientifique. Puisque $\alpha \ll 1$ et que l'amplitude de l'aimantation est constante, il est possible de transformer l'équation de Gilbert (Eq. 1.12) sous la forme introduite précédemment par Landau et Lifshitz [5] (Eq. 1.13).

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = -\gamma \vec{m} \times \mu_0 \vec{H}_{\text{eff}} + \alpha \vec{m} \times \frac{\partial \vec{m}}{\partial t} \quad (1.12)$$

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = -\mu_0 \gamma \vec{m} \times \vec{H}_{\text{eff}} - \mu_0 \gamma \alpha \vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{H}_{\text{eff}}) \quad (1.13)$$

L'équation 1.13 est connue sous le nom d'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) et est préférée à l'équation 1.12 car la variation temporelle de l'aimantation dépend uniquement de l'aimantation et du champ effectif. Comme illustré sur la figure 1.3, le vecteur aimantation \vec{m} évolue sur la sphère unitaire en suivant une trajectoire en forme de spirale qui converge vers sa position d'équilibre \vec{H}_{eff} . La rapidité de la convergence est donnée par l'amortissement : plus α est grand, plus l'aimantation converge rapidement vers l'équilibre.

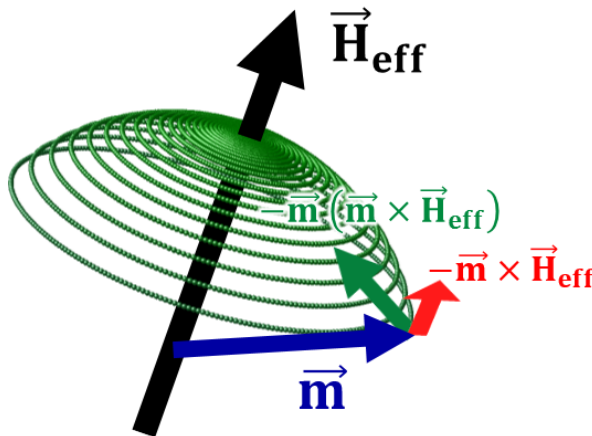


FIGURE 1.3 – Schéma de l'évolution temporelle d'un moment magnétique \vec{m} placé dans un champ \vec{H}_{eff} . Dans l'équation LLG, le terme $-\vec{m} \times \vec{H}_{\text{eff}}$ donne à l'aimantation un mouvement de précession autour de \vec{H}_{eff} , alors que le terme $-\vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{H}_{\text{eff}})$ tend à faire converger \vec{m} vers \vec{H}_{eff} . L'aimantation décrit donc une spirale convergente vers \vec{H}_{eff} , sur la surface de la sphère unité (courbe verte).

L'équation LLG décrit l'évolution d'un moment magnétique \vec{m} placé dans un champ effectif \vec{H}_{eff} . En revanche, elle ne permet pas de comprendre comment il est possible de manipuler cette aimantation outre l'application d'un champ magnétique externe. Pour cela, il est nécessaire de comprendre comment l'aimantation d'un matériau ferromagnétique affecte un courant de charge, et réciproquement.

II. Transport et manipulation de spin

1. Polarisation en spin d'un courant de charge

Le transport d'électrons dans un métal non magnétique est très bien décrit par un modèle diffusif de déplacement de charges auxquelles aucun moment magnétique n'est associé. Cependant, dans un matériau ferromagnétique, l'environnement magnétique local influence le transport des électrons de manière différente selon l'orientation relative de leur spin par rapport à l'aimantation du réseau. Considérons par exemple que la population majoritaire de spin du réseau soit *spin up* (\uparrow) et donc que la population minoritaire soit *spin down* (\downarrow). En se plaçant dans une limite basse température, il peut être considéré que les différents phénomènes de diffusion conservent le spin des électrons. Sous cette hypothèse, Mott a proposé en 1936 un modèle selon lequel les électrons dont le spin est parallèle au réseau (\uparrow) et les électrons dont le spin est antiparallèle au réseau (\downarrow) se propagent dans deux canaux distincts et indépendants [23]. Cette approche a été validée par Fert et Campbell dans des couches de Fe et Ni présentant des impuretés magnétiques [24].

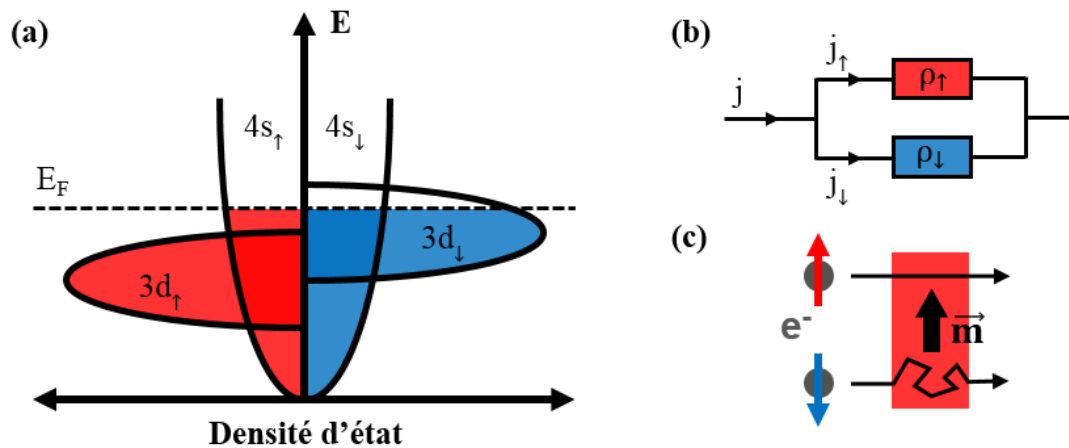


FIGURE 1.4 – (a) Représentation schématique de la structure de bande dans un métal de transition ferromagnétique. (b) Circuit équivalent du modèle de Mott. (c) Représentation schématique de la diffusion des électrons de conduction $4s$ sur les états $3d$ localisés, expliquant intuitivement la différence de résistivité.

Ainsi, chaque canal possède sa propre résistivité, notée respectivement ρ_{\uparrow} et ρ_{\downarrow} avec $\rho_{\uparrow} < \rho_{\downarrow}$, et le FM possède une résistivité totale ρ_{tot} donnée par l'équation 1.14 [25]. Une conséquence majeure de la différence de résistivité entre les deux canaux de conduction est l'asymétrie des densités de courant associées, ce qui génère un

courant polarisé en spin. En notant respectivement j_{\uparrow} et j_{\downarrow} les densités de courant des spins \uparrow et \downarrow , la polarisation en spin η du courant s'écrit selon l'équation 1.15.

$$\rho_{\text{tot}} = \frac{\rho_{\uparrow} \rho_{\downarrow}}{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow}} \quad (1.14)$$

$$\eta = \frac{j_{\uparrow} - j_{\downarrow}}{j_{\uparrow} + j_{\downarrow}} \quad (1.15)$$

2. Magnétorésistance géante (GMR)

Considérons le cas d'un empilement $\text{FM}_1/\text{NM}/\text{FM}_2$, appelé vanne de spin, et supposons que les aimantations des deux FM puissent être alignées dans une configuration relative soit parallèle (P), soit antiparallèle (AP). Notons $r/2$ la résistance associée au passage d'un électron dans le canal majoritaire et $R/2$ celle d'un électron dans le canal minoritaire avec $r < R$. Lorsque l'empilement est dans l'état P, la population de spin majoritaire voit une résistance totale r , alors que la population de spin minoritaire voit une résistance totale R . Cela conduit à une résistance totale égale à $R_P = Rr/(R + r)$ (Fig. 1.5). En revanche, dans une configuration AP, chaque population voit une résistance égale à $(r + R)/2$ menant à une résistance totale $R_{AP} = (R + r)/4$. Cette différence de résistance en fonction de l'aimantation relative de l'aimantation des FM est connue sous le nom de magnétorésistance géante (GMR, *Giant MagnetoResistance*). Elle a été découverte parallèlement par Fert [26] et Grünberg [27] en 1988, tous deux récompensés par le prix Nobel de Physique en 2007. L'appellation « géante » vient du fait que l'effet est bien plus important que tous les effets magnétorésistifs connus à l'époque (AMR *Anomalous MagnetoResistance*, force de Lorentz). En 1990, Parkin et al. ont démontré l'existence de la GMR dans des multicouches préparées par pulvérisation [28], méthode plus rapide et plus simple que l'évaporation, ainsi que compatible avec le procédé industriel. Les vannes de spin [29] représentent la première application à visée industrielle de l'effet de GMR. Elles ont été développées par Dieny et al. en 1991 et commercialisées pour la première fois par IBM en 1998 dans les têtes des disques durs.

L'amplitude de la GMR est traditionnellement définie comme la différence relative de résistance des deux états (Eq. 1.16). Cette version est dite optimiste, par opposition à une version pessimiste qui consisterait à diviser par le terme R_{AP} . La GMR est de l'ordre de 50 % à 300 K.

$$\text{GMR} = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} = \frac{(R - r)^2}{4Rr} \quad (1.16)$$

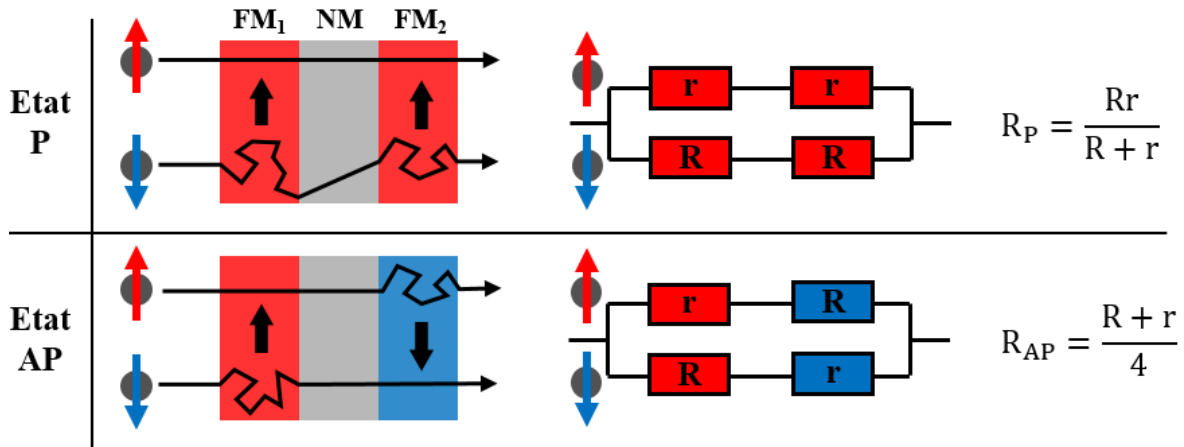


FIGURE 1.5 – Illustration du modèle des deux canaux dans le cadre d'un courant traversant un empilement $FM_1/NM/FM_2$, où l'aimantation relative des deux FM est dans un état soit parallèle (P), soit antiparallèle (AP). La résistance associée au passage d'un électron dans le canal majoritaire est notée $r/2$, celle d'un électron dans le canal minoritaire est noté $R/2$, avec $r < R$.

3. Magnétorésistance tunnel (TMR)

En mécanique quantique, l'effet tunnel décrit une probabilité non nulle qu'un objet traverse une barrière énergétique plus grande que sa propre énergie, événement impossible en physique classique. La magnétorésistance tunnel (TMR, *Tunnel MagnetoResistance*) est un effet très similaire à la GMR, à la différence que l'empilement $FM_1/NM/FM_2$ est remplacé par l'empilement $FM_1/I/FM_2$, appelé jonction tunnel magnétique (MTJ, *Magnetic Tunnel Junction*) où I désigne un isolant électrique. L'effet tunnel correspond donc ici au passage d'un courant électrique à travers une couche isolante. La probabilité de passage tunnel décroît exponentiellement avec l'épaisseur de l'isolant, laquelle est généralement de l'ordre du nanomètre. La GMR et la TMR peuvent sembler équivalentes au premier regard mais cette dernière possède plusieurs avantages significatifs, décrits ci-après. La MTJ est la brique de base des mémoires magnétiques.

Les premiers travaux portant sur la TMR ont été effectués par Jullière en 1975, sur des empilements $Fe/GeO/Co$ à 4,2 K [30]. Il adopte alors deux hypothèses : le spin des électrons se conserve lors du passage tunnel et la probabilité de transmission à travers la barrière est proportionnelle à la densité d'état au niveau de Fermi du FM récepteur. De plus, puisque le nombre d'électrons candidats au passage est proportionnel à la densité d'état au niveau de Fermi du FM émetteur, le courant tunnel est proportionnel aux densités d'états au niveau de Fermi des deux électrodes. Similairement à la GMR, puisque les populations en spin \uparrow et \downarrow ne sont pas égales dans les FM, les configurations P et AP ne donnent pas la même valeur de résistance tunnel. L'amplitude de la TMR est définie de manière analogue à celle de la GMR.

$$TMR = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} = \frac{2\eta_1\eta_2}{1 - \eta_1\eta_2} \quad (1.17)$$

Dans cette équation, η_i est la polarisation de l'électrode i définie par l'équation 1.18, où D_i^k est la densité d'état au niveau de Fermi de l'électrode i pour les électrons de spin k . Une illustration du phénomène est présentée en figure 1.6.

$$\eta_i = \frac{D_i^\uparrow - D_i^\downarrow}{D_i^\uparrow + D_i^\downarrow} \quad (1.18)$$

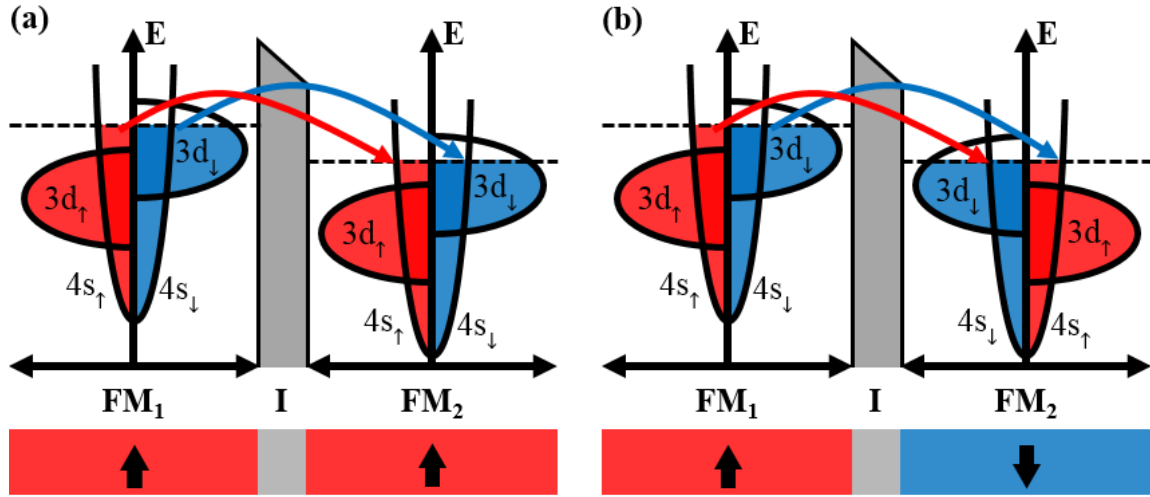


FIGURE 1.6 – Illustration de l'effet tunnel entre deux FM dans la configuration P (a) et AP (b). Les flèches rouges et bleues indiquent respectivement le passage tunnel des électrons \uparrow et \downarrow .

Ce modèle simplifié permet de comprendre qualitativement l'effet de TMR mais ne tient pas compte de la structure de bande des électrodes et de la barrière. Il échoue en particulier à expliquer les plus grandes valeurs de TMR observées expérimentalement. Pour améliorer ce modèle, Stearns a été le premier à intégrer la structure de bande des électrodes magnétiques [31]. Par la suite, Slonczewski a proposé un modèle rigoureux basé sur un calcul détaillé des fonctions d'ondes des électrons à travers la barrière, en prenant en compte leur raccord parfait aux interfaces FM₁/I et I/FM₂ [32].

L'intérêt industriel de la TMR ne s'est manifesté qu'après la démonstration d'une amplitude TMR de 11,8 % à température ambiante dans des jonctions CoFe/Al₂O₃/Co [33]. De nombreux efforts ont par la suite été fournis au niveau de la croissance des matériaux, améliorant les interfaces de la barrière tunnel. Des TMR de l'ordre de 80 % ont pu être observées avec les barrières à base d'alumine [34].

Une dernière révolution scientifique a été apportée par la découverte des barrières Fe(001)/MgO(001)/Fe(001) [35, 36]. Le Fe(001) possède 4 bandes électroniques nommées Δ_1 , Δ_2 , Δ_2' et Δ_5 , combinaisons linéaires des orbitales atomiques s, p et d, qui possèdent une énergie différente selon le spin des électrons [37]. Les électrons de symétrie Δ_1 n'existent au niveau de Fermi que pour les spins majoritaires. De plus, MgO(001) est un cristal qui possède la même symétrie que les électrodes Fe(001) et un paramètre de maille similaire

[38]. Il en résulte un filtrage presque parfait des électrons selon la symétrie de leur fonction d'onde. Or, le transport tunnel doit se faire en conservant cette symétrie, contrairement aux barrières amorphes telle que Al_2O_3 . Dans l'état P, la conduction se fait essentiellement par le canal Δ_1 , alors que dans l'état AP, la conduction se fait essentiellement par le canal Δ_5 [39]. Ces systèmes ont été réalisés expérimentalement sur des barrières $\text{Fe}/\text{MgO}/\text{Fe}$ [40] et $\text{CoFe}/\text{MgO}/\text{CoFe}$ [41] avec des TMR de l'ordre de 100 à 400 % [42].

Malheureusement, les techniques de dépôts utilisées pour la croissance des empilements MgO/CoFe ne sont pas compatibles avec un procédé industriel. Ce problème a été levé en introduisant des électrodes de FeCoB amorphes lors du dépôt [43]. Un recuit autour de 300 - 350 °C post-dépôt entraîne une expulsion du bore, autorisant ainsi l'alliage FeCo à cristalliser dans la direction (001), texture induite à l'interface avec MgO (001). Finalement, il faut s'assurer que le bore ne migre pas dans la couche de MgO , ce qui réduirait l'efficacité de la barrière tunnel. Pour cela, une fine couche de Ta amorphe est insérée aux extrémités de l'empilement afin d'absorber le bore lors du recuit et de briser la texture de la couche suivante. **Les MTJ actuelles sont donc des empilements $\text{Ta}/\text{FeCoB}/\text{MgO}/\text{FeCoB}/\text{Ta}$, à la fois compatibles avec un procédé industriel et présentant des TMR > 100 % à température ambiante.** Les structures les plus optimisées peuvent présenter des TMR allant jusqu'à 600 % [44].

4. Couple de transfert de spin (STT)

La GMR et la TMR décrivent les effets d'une aimantation locale sur un courant polarisé en spin. Réciproquement, le couple de transfert de spin (STT, *Spin Transfer Torque*) peut être perçu comme l'effet d'un courant polarisé en spin sur son environnement magnétique local. Des travaux théoriques pionniers ont été menés en la matière par Berger [45] et Slonczewski [46] en 1996. Les premiers résultats expérimentaux ont été démontrés 2 ans plus tard par Tsoi et al. qui ont observé des changements de la résistance d'une multicouche métallique lors de l'injection d'un courant ponctuel [47]. Enfin, Katine et al. ont démontré qu'**il était possible de retourner totalement l'aimantation d'un FM avec un courant polarisé en spin** [48]. Le premier retournement de l'animation d'une MTJ a été réalisé en 2004 sur des jonctions à base de Al_2O_3 [49], puis en 2005 sur des jonctions à base de MgO [50–52].

La théorie du STT repose sur la conservation du moment angulaire total du système {électrons de conduction + électrons du réseau cristallin}. Soit le système $\text{FM}_1/\text{NM}/\text{FM}_2$ de la figure 1.7.a. Considérons que FM_1 est épais et que son aimantation est fixe, alors que FM_2 est mince (de l'ordre de 1 nm) et possède une aimantation libre de tourner dans le plan de la couche. Soit un courant d'électron se propageant de FM_1 vers FM_2 . A la sortie de FM_1 le courant est polarisé en spin selon la direction de l'aimantation de FM_1 . A la sortie de FM_2 le courant est de nouveau polarisé en spin mais selon la direction de l'aimantation de FM_2 . Il voit donc son moment angulaire modifié lors de son passage à travers FM_2 . Par conservation du moment angulaire, FM_2 doit recevoir la même quantité de moment angulaire et de

signe opposé. Il en résulte un couple, exercé par le courant sur FM_2 , qui tend à aligner l'aimantation de FM_2 parallèlement à celle de FM_1 . Par analogie avec les ondes électromagnétiques, FM_1 est appelé polariseur. Le phénomène de STT étant un phénomène d'interface, son efficacité décroît exponentiellement avec l'épaisseur de la couche sur une longueur caractéristique de l'ordre du nanomètre [53].

Considérons à présent le même système que précédemment où les électrons se propagent de FM_2 vers FM_1 (Fig. 1.7.b). A l'entrée de FM_1 , une partie des électrons incidents est rétrodiffusée vers FM_2 avec un moment opposé à celui de FM_1 . L'aimantation de FM_2 subit de nouveau un couple qui tend cette fois-ci à aligner son aimantation antiparallèlement à celle de FM_1 . Ce phénomène s'appelle le STT mutuel. Selon le sens du courant, le STT permet donc d'aligner parallèlement ou antiparallèlement les aimantations des deux couches FM. Tout ce raisonnement s'applique de la même manière avec l'empilement $FM_1/I/FM_2$.

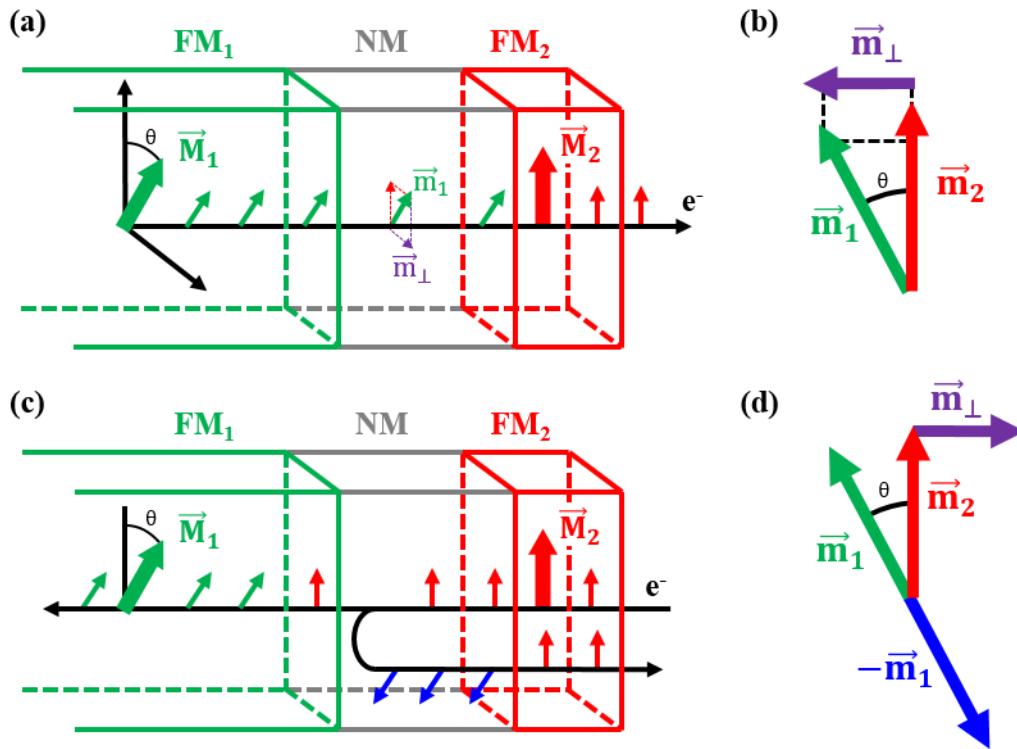


FIGURE 1.7 – Illustration du phénomène de couple par transfert de spin (STT) dans un empilement $FM_1/NM/FM_2$ où les électrons voyagent soit de FM_1 vers FM_2 (a), soit de FM_2 vers FM_1 (c), avec l'aimantation de FM_1 supposée fixe. (b) et (d) Illustration du couple \vec{m}_\perp qui s'exerce sur l'aimantation \vec{m}_2 dans les cas (a) et (c).

L'empilement $FM_1/I/FM_2$ correspond à la brique de base des mémoires magnétiques à accès aléatoire (MRAM, *Magnetic Random Access Memory*). La couche FM_1 à aimantation fixe s'appelle la couche de référence et la couche FM_2 à aimantation libre s'appelle la couche libre ou couche de stockage. En réalité, FM_1 n'est pas infiniment fixe et FM_2 n'est pas infiniment libre. Il en résulte que chaque couche joue le rôle de polariseur pour l'autre couche, c'est-à-dire que les deux couches sont sujettes au STT. Néanmoins, puisque l'anisotropie magnétique ainsi

que l'amortissement de la référence sont plus importants que ceux de la couche de stockage, c'est l'aimantation de cette dernière qui s'alignera parallèlement ou antiparallèlement à l'aimantation de la référence et non l'inverse.

Mathématiquement, l'action du STT d'un polariseur d'aimantation \vec{p} sur la dynamique d'une couche d'aimantation \vec{m} est prise en compte en ajoutant dans l'équation de LLG (Eq. 1.13) le couple donné en équation 1.19 [54]. Dans cette équation, η désigne la polarisation en spin (Eq. 1.18), j la densité surfacique de courant, L l'épaisseur de la couche, e la charge de l'électron, g le facteur de Landé et μ_B le magnéton de Bohr. Le terme $\vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{p})$ est un vecteur unitaire introduit pour orienter le STT dans la bonne direction. La norme du couple est traditionnellement exprimée à l'aide de la variable $a_{||}$ (Eq. 1.19), où RA est le produit résistance \times surface de la jonction et V la tension appliquée (Eq. 1.20).

$$\left. \frac{\partial \vec{m}}{\partial t} \right|_{\text{STT}_{||}} = \frac{-\eta j}{2LeM_S} g \mu_B \vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{p}) = -\gamma a_{||} V \vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{p}) \quad (1.19)$$

$$a_{||} = \frac{\hbar}{2e} \frac{\eta}{RA} \frac{1}{M_S L} \quad (1.20)$$

Le STT décrit jusqu'à présent est dit « *damping-like* » ou « dans le plan », sous-entendu le plan défini par \vec{m} et \vec{p} [55]. Il est colinéaire à l'amortissement de Gilbert. Selon le sens du courant, le $\text{STT}_{||}$ vient donc s'ajouter ou se soustraire à l'amortissement. Il existe également un STT dit « *field-like* » ou « perpendiculaire au plan » (Eq. 1.21), qui est dans les MTJ généralement deux à trois ordres de grandeur fois plus faible que le STT adiabatique [56–58] et qui ne sera donc pas pris en compte.

$$\left. \frac{\partial \vec{m}}{\partial t} \right|_{\text{STT}_{\perp}} = \gamma a_{\perp} V^2 \vec{m} \times \vec{p} \quad (1.21)$$

En prenant en compte le terme de STT adiabatique, l'équation LLG se transforme en équation 1.22, appelée équation de Landau-Lifshitz-Gilbert-Slonczewski (LLGS).

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = -\mu_0 \gamma \vec{m} \times \vec{H}_{\text{eff}} - \mu_0 \gamma \alpha \vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{H}_{\text{eff}}) - \gamma a_{||} V \vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{p}) \quad (1.22)$$

En pratique, puisque l'aimantation de la couche de référence est colinéaire au champ effectif de la couche libre et que cette dernière possède deux positions stables P et AP, le STT permet de faire basculer l'aimantation de la couche libre entre ses deux états stables. Cependant, afin de pouvoir sortir l'aimantation de son état équilibre, il faut que la norme du STT soit supérieure à celle de l'amortissement. A 0 K, cette condition est satisfaite lorsque le courant est supérieur à un courant critique I_{c0} , défini en équation 1.23.

$$I_{c0} = \frac{2e\alpha}{\hbar \eta} \mu_0 M_S V H_{\text{eff}} \quad (1.23)$$

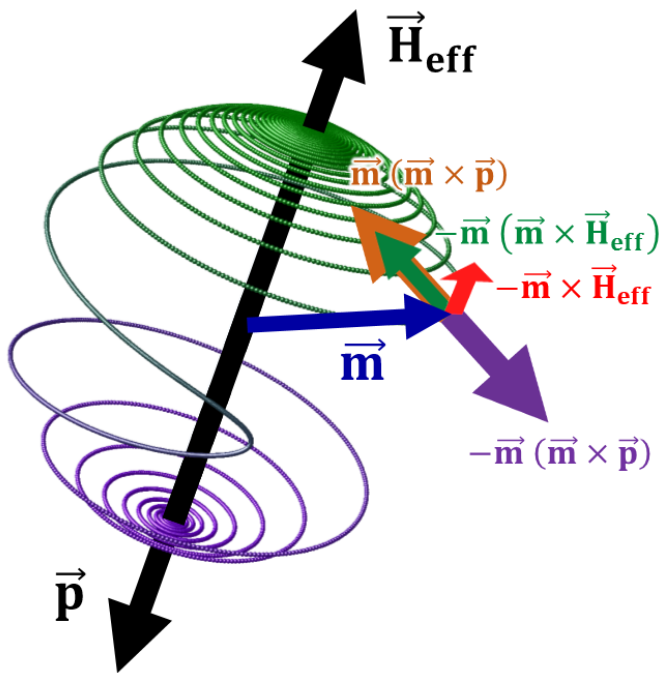


FIGURE 1.8 – Schéma décrivant l'évolution temporelle d'un moment magnétique possédant deux positions stables ($\pm \vec{H}_{\text{eff}}$). L'aimantation \vec{m} , initialement alignée selon $+\vec{H}_{\text{eff}}$, est écartée de sa position d'équilibre par le STT (flèche violette) qui tend à aligner parallèlement \vec{m} et \vec{p} . Le long du chemin vert, amortissement (flèche verte) et STT luttent l'un contre l'autre, menant à une trajectoire en spirale rapprochée. Une fois le plan équatorial franchi, amortissement et STT contribuent tous deux à la convergence de \vec{m} vers $-\vec{H}_{\text{eff}}$, menant à une trajectoire en spirale écartée.

L'équation LLGS fournit une description complète de la dynamique d'aimantation des différentes couches qui composent une MRAM. La section suivante propose une description des différentes générations de MRAM, en indiquant comment chaque génération utilise avantageusement les divers phénomènes physiques précédemment évoqués pour créer une mémoire magnétique.

III. Mémoires magnétiques à accès aléatoire (MRAM)

1. Hiérarchie des mémoires

Dans tout système électronique censé gérer des flux d'informations, les différents types de mémoires s'organisent à travers une hiérarchie de forme pyramidale (Fig. 1.9). Le processeur, au sommet, est au cœur du système. Il a pour tâche de faire des calculs logiques simples à une fréquence extrêmement élevée (de l'ordre du GHz). Plus les mémoires sont hiérarchiquement proches du processeur et plus elles ont besoin d'être rapides, mais moins leur capacité de stockage a besoin d'être élevée. A la base de la pyramide, les stockages massifs permettent de stocker des PBs d'information. Aujourd'hui, la hiérarchie est fracturée en deux catégories : les mémoires volatiles (RAM et au-dessus sur le schéma), qui requièrent un apport régulier d'énergie afin de maintenir l'information en mémoire, et les mémoires non-volatiles (disques durs et en-dessous sur le schéma), qui peuvent conserver l'information indéfiniment sans apport d'énergie extérieure.

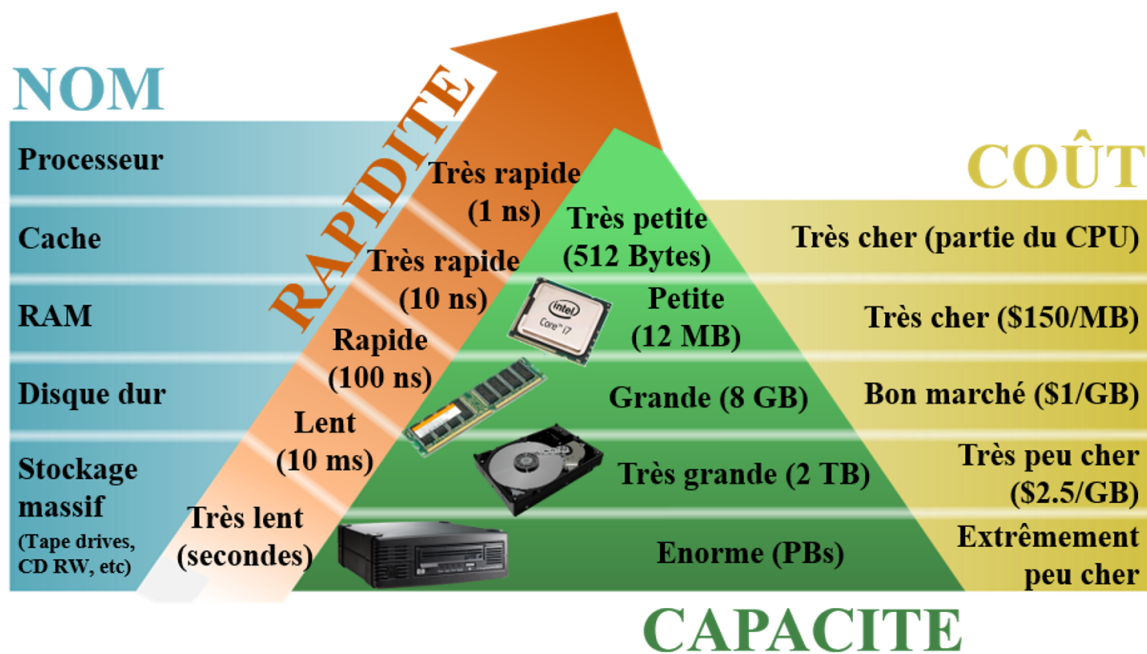


FIGURE 1.9 – Hiérarchie des mémoires présentes dans tout système électronique. Les valeurs numériques sont données à titre indicatif (d'après Yole, 2016).

Le magnétisme a depuis longtemps été utilisé comme source de stockage non-volatile de l'information [59] à travers une succession de différentes technologies : bandes magnétiques (depuis 1928), disques durs (depuis 1956), mémoires à tores magnétiques (1955 à 1975) et mémoires à bulles magnétiques (années 1980). Finalement, des mémoires magnéto-résistives ont émergé il y a une trentaine d'années, avec notamment la technologie MRAM. Les MRAM sont des mémoires qui possèdent à la fois des caractéristiques analogues aux RAM basées sur le stockage de charge (endurance, vitesse d'accès) et la non-volatilité des stockages de masse. L'introduction de cette technologie a conduit à repenser la hiérarchie des mémoires. Dans le schéma de hiérarchisation des mémoires, il est par exemple envisageable d'insérer, entre les disques durs et les RAM, des MRAM combinant la densité et la non-volatilité de ces premières avec la rapidité de ces dernières. De même qu'il serait possible d'insérer, entre les RAM et le Cache, des MRAM non-volatiles mais aussi rapides et denses que le Cache [60–62].

2. La technologie MRAM

Les différentes technologies MRAM mises au point au cours des 30 dernières années reposent toutes sur un même principe de base, la magnéto-résistance : variation de résistance en fonction de la configuration relative de l'aimantation des couches magnétiques. Une MRAM possède en effet au minimum deux couches magnétiques, une couche de référence FM_1 et une couche de stockage FM_2 , séparées par une couche isolante I , soit un empilement $FM_1/I/FM_2$. Les deux couches magnétiques possèdent le même axe facile d'aimantation. L'aimantation de la référence est piégée dans une direction. **La couche de stockage, ou couche libre, possède deux états stables : l'état à aimantation parallèle (P) et l'état à aimantation**

antiparallèle (AP) à la référence, permettant de coder respectivement le « 0 » et le « 1 » de la logique binaire. Dans le cas idéal, les états P et AP possèdent la même énergie et sont séparés par une barrière énergétique E_b . Cette dernière doit être suffisamment grande pour que les fluctuations thermiques ne provoquent pas un basculement spontané de l'aimantation, mais pas trop grande pour que l'utilisateur n'ait pas à dépenser trop d'énergie pour modifier l'état de la mémoire.

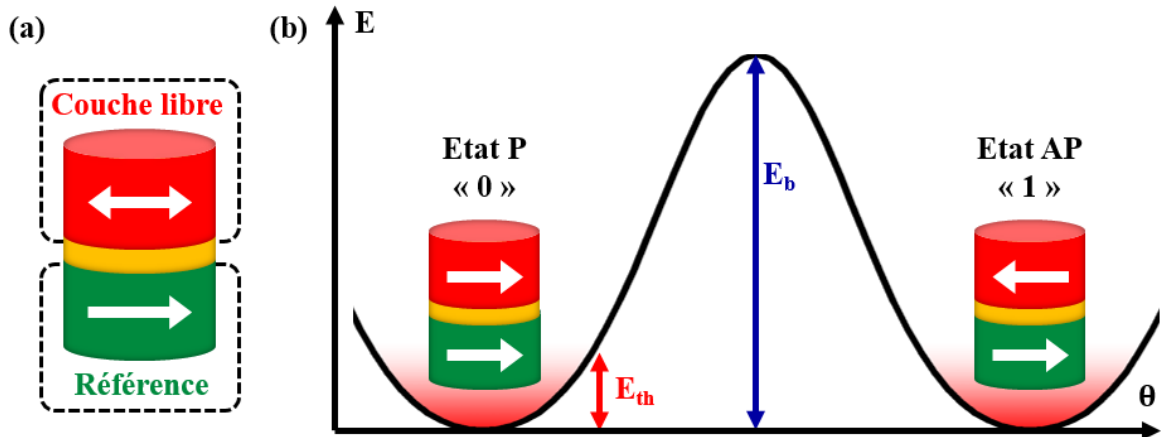


FIGURE 1.10 – (a) Jonction tunnel magnétique $FM_1/I/FM_2$ formant la brique de base d'une MRAM. La simple flèche du bas indique la direction fixe de l'aimantation de la couche de référence. La double flèche du haut indique les deux configurations possibles de l'aimantation de la couche de stockage. (b) Illustration du stockage binaire de l'information dans une MRAM. L'objectif est de maintenir une stabilité thermique $\Delta = E_b/E_{th} = 60$ à 100.

Un standard de l'industrie revient à considérer que l'ensemble des points mémoire d'une puce, sous les conditions d'utilisation de 100 °C pendant 10 ans, doivent avoir une probabilité inférieure à 10^{-4} d'avoir un retournement non volontaire. Selon le nombre de bits de la puce, cela correspond à une énergie de barrière comprise entre 60 et 100 $k_B T$, où $k_B T$ est l'énergie thermique. Il est, en général, plus pratique d'utiliser la notion de stabilité thermique Δ , ou plus simplement stabilité, définie comme le rapport entre l'énergie de barrière et l'énergie thermique. Ainsi, **pour répondre aux standards industriels actuels, une MRAM doit posséder une stabilité comprise entre 60 et 100.**

Une liste non-exhaustive des différentes générations de MRAM est présentée ci-après, en précisant leurs spécificités et leurs limites ainsi que les productions industrielles dont elles ont fait l'objet. Cela permettra de mieux comprendre les challenges actuels de la technologie MRAM et les voies qui sont explorées pour y faire face [59, 63].

MRAM à écriture par champ magnétique induit

Les premières générations de MRAM (Fig. 1.11.a), appelées Stoner-Wohlfarth MRAM et Toggle MRAM, ont été les premières architectures hybrides combinant les technologies CMOS et MTJ. Deux séries de lignes de courant orthogonales, appelées « Bit lines » et « Word lines », quadrillent la matrice de MTJ, de sorte que chaque point mémoire se trouve à l'intersection d'un unique couple de lignes. Afin d'écrire

une cellule, c'est-à-dire de modifier l'orientation de l'aimantation de la couche de stockage, il est nécessaire d'envoyer une impulsion de courant dans les deux lignes qui se croisent au niveau de ladite cellule, afin d'y créer un champ magnétique local [64]. Ce champ doit être finement ajusté de manière à être suffisamment intense pour vaincre l'énergie de barrière de la cellule, mais pas trop pour que le champ magnétique de chacune des deux lignes prises individuellement ne puisse pas écrire les mémoires voisines. Ce problème, connu sous le nom du « problème de demi-sélection », peut conduire à de nombreuses erreurs d'adressage, c'est-à-dire à l'écriture involontaire d'une jonction. Il a été résolu par le renversement de Savtchenko [65], qui combine astucieusement l'utilisation d'un SAF pour couche de stockage et d'une séquence d'impulsions électriques créant un champ magnétique tournant au niveau de la jonction.

Les Toggle MRAM sont les premières MRAM qui ont atteint la production de masse. La production de puces de 4 Mb a commencé en 2006 par Freescale Semiconductor [66–68]. Elles fonctionnent sur une large gamme de températures, entre $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ et $+150\text{ }^{\circ}\text{C}$, ce qui les rend compatibles avec des applications automobiles [69–71]. Ces premières générations de mémoire possèdent une endurance illimitée puisque le renversement par champ ne crée pas d'effet d'épuisement de la barrière tunnel. Néanmoins, la création de deux champs magnétiques est un processus très gourmand en énergie et la géométrie elliptique nécessaire pour maintenir une bonne stabilité limite la miniaturisation à des tailles de l'ordre de 130 nm.

MRAM à écriture par champ assistée thermiquement

Le dilemme classique auquel est confronté toute mémoire est celui du compromis entre temps de rétention et courant d'écriture. En effet, plus l'énergie de barrière entre les deux états stables est grande, plus le temps de rétention de l'information dans la mémoire est grand, mais plus l'énergie nécessaire à l'écriture de la mémoire est grande. L'assistance thermique est une technique qui vise à contourner ce problème en diminuant la valeur de l'énergie de barrière uniquement durant la phase d'écriture.

Pour ce faire, il est naturel de prendre avantage du fait que les différentes propriétés magnétiques sont fonction de la température. La couche de stockage est ainsi couplée par échange à un matériau antiferromagnétique qui contribue à augmenter sa stabilité. Pendant la phase d'écriture par champ magnétique, un courant est également envoyé à travers la jonction afin de créer, par effet Joule, un échauffement local au niveau de la barrière tunnel (Fig. 1.11.b). Cela a pour effet d'augmenter la température de l'ordre de $200\text{ }^{\circ}\text{C}$ en 5 ns [72], ce qui réduit l'intensité du couplage entre la couche libre et l'antiferromagnétique, et par conséquent la valeur de l'énergie de barrière de cette première. En dehors de la phase d'écriture, lorsqu'aucun courant ne la traverse, la jonction retrouve sa stabilité maximale. Grâce à l'abaissement de stabilité par assistance thermique, il est possible d'écrire cette mémoire avec un seul champ magnétique, réduisant considérablement la consommation d'énergie. Cette méthode présente également beaucoup moins

d'erreurs d'adressage du fait de l'échauffement local, ainsi qu'une plus grande résistance aux fluctuations thermiques et magnétiques.

Plusieurs démonstrations de MRAM à assistance thermique ont été réalisées, d'abord sur des jonctions de taille $2\ \mu\text{m} \times 2\ \mu\text{m}$ sous courant continu [73], puis à des tailles submicrométriques avec des impulsions de 10 ns [74]. Crocus Technology, en collaboration avec TowerJazz, a été le premier à produire des puces de 1 Mb.

MRAM à écriture par couple de transfert de spin

La technologie MRAM à écriture par couple de transfert de spin (STT-MRAM) tire avantage du phénomène de STT pour écrire la mémoire, grâce à l'injection d'un courant à travers la jonction. **Lorsque les électrons circulent depuis la référence vers la couche libre, la configuration P est favorisée, sinon c'est l'état AP qui est favorisé.** Puisque, contrairement aux technologies présentées précédemment, la STT-MRAM ne nécessite pas de champ magnétique pour écrire la mémoire, l'intégration CMOS des points mémoires est simplifié. Cela permet à la fois de miniaturiser le circuit et de réduire le temps d'accès à la mémoire. Une écriture par STT est, par ailleurs, plus rapide et moins gourmande en énergie qu'une écriture par champ induit.

L'aimantation des premiers dispositifs de STT-MRAM (Fig. 1.11.c) était localisée dans le plan des couches. La couche de stockage avait alors une forme elliptique, avec les deux états stables orientés le long du grand axe de l'ellipse. La miniaturisation de ces STT-MRAM à aimantation planaire était limitée à des tailles d'environ $60\ \text{nm} \times 150\ \text{nm}$, de manière à garder un rapport de forme suffisamment grand pour maintenir une grande stabilité thermique.

La miniaturisation des STT-MRAM a pu se poursuivre grâce à l'avènement des MTJ à aimantation perpendiculaire (Fig. 1.11.d) **à base de FeCoB/MgO/FeCoB** [43, 75]. Cette structure possède à la fois un bon raccord de structure cristallographique [38], un faible amortissement [76, 77], une forte anisotropie d'interface [78–80] et une forte polarisation en spin conduisant à une TMR élevée [42, 44]. Dans ces structures, la référence est piégée par un SAF à forte anisotropie perpendiculaire, à base de multicouches Pt/Co ou Pd/Co [81, 82]. Cela permet de créer des cellules circulaires, avec une miniaturisation jusqu'à des diamètres d'environ 20 nm. A des dimensions sub-20 nm, l'énergie d'interface, qui décroît proportionnellement avec la surface, n'est plus assez grande pour maintenir les niveaux de stabilité souhaités.

L'assistance thermique est également compatible avec les STT-MRAM. En revanche, dans ce cas, la couche libre n'est pas couplée à un antiferromagnétique mais c'est la dépendance de l'anisotropie de surface avec la température qui est exploitée. Plus la température augmente, plus cette anisotropie perd en intensité et donc plus la stabilité diminue. De plus, l'échauffement ne se fait pas par effet Joule mais à travers la relaxation inélastique des électrons chauds lorsqu'ils pénètrent dans l'électrode réceptrice.

Les premières productions de STT-MRAM à anisotropie planaire ont démarré en 2015 avec des puces de 64 Mb [83, 84]. La première démonstration d'une puce de 8

La mise au point de STT-MRAM à anisotropie perpendiculaire (p-STT-MRAM) a été menée par TDK/Headway en 2014 [85] et suivie par d'autres démonstrations remarquables de puces comportant 100 % de MRAM fonctionnelles [86, 87]. En décembre 2016, Samsung a conçu le premier écran fonctionnant à 50 % avec des p-STT-MRAM de 28 nm et à 50 % avec des SRAM [88], démontrant ainsi la compatibilité des deux technologies. En mai 2017, l'entreprise a également annoncé le lancement d'une production de masse de p-STT-MRAM pour l'année 2019 [89].

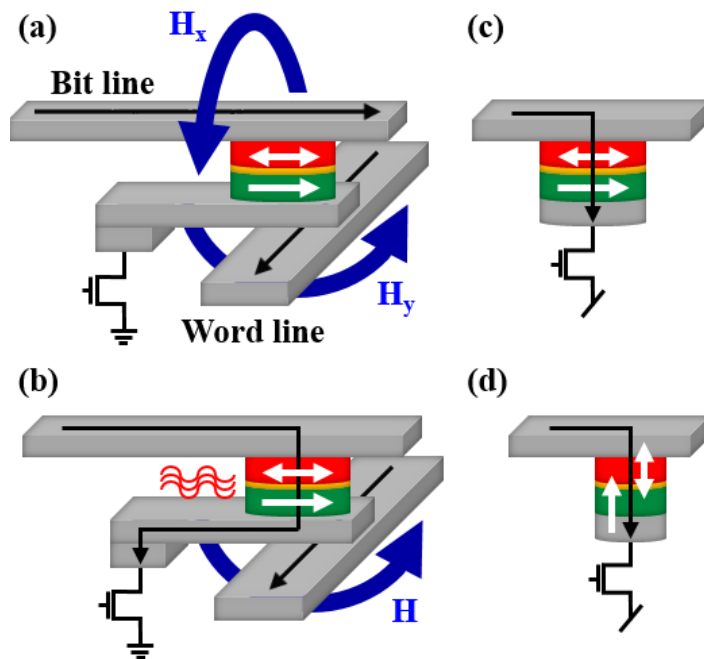


FIGURE 1.11 – Schémas des différentes générations de MRAM. (a) MRAM à écriture par champ magnétique. (b) MRAM à écriture par champ assistée thermiquement. (c) et (d) MRAM à écriture par STT respectivement à anisotropie dans le plan et hors du plan.

3. STT-MRAM à anisotropie perpendiculaire

Les STT-MRAM à anisotropie perpendiculaire (p-STT-MRAM) ont fait l'objet de nombreuses études ces dernières années et ont aujourd'hui le potentiel de concurrencer les autres technologies RAM. Le dispositif se présente sous la forme d'un pilier possédant un empilement de couches magnétiques, non-magnétiques et isolantes. La croissance doit être parfaitement maîtrisée afin d'exploiter au maximum les propriétés physiques des interfaces (anisotropie de surface, TMR, etc.).

Un empilement typique de p-STT-MRAM est schématisé ci-dessous (Fig. 1.12) en respectant au mieux les épaisseurs relatives des différentes couches, à l'exception de celle du masque dur de Ta. Sont indiquées de haut en bas les propriétés et la fonction de chacune des couches (dimensions en nm).

- Le masque dur de Ta(150) sert à la fois d'électrode supérieure et de masque pour graver le reste du pilier. Ce masque dur est lui-même gravé par gravure physico-chimique, la couche de Ru(10) servant de couche d'arrêt.
- La jonction tunnel, Ta(0,3)/FeCoB(1,3)/MgO(1,3)/FeCoB(1,4)/Ta(3), est le cœur du pilier. L'état de la mémoire est stocké dans la couche supérieure de FeCoB,

qui est la couche libre, la couche inférieure de FeCoB est la référence et MgO la barrière tunnel. Le Ta(0,3) est inséré pour absorber le bore de FeCoB lors d'un recuit post-dépôt, ce qui permet une bonne recristallisation de FeCo(001) sur MgO(001).

- La multicouche $[\text{Co/Pt}]_3$ est couplée par échange avec la couche de référence FeCoB(1,3). Ce couplage est permis par la très faible épaisseur de la couche de Ta(0,3) qui les sépare. L'ensemble peut donc être considéré comme une couche unique, continue. Le champ dipolaire rayonné par cet ensemble sur la couche de stockage lève la dégénérescence des états P et AP. Pour remédier à cela, la multicouche $[\text{Co/Pt}]_3$ est elle-même couplée antiferromagnétiquement, par couplage RKKY à travers Ru(0,9), à une autre multicouche $[\text{Co/Pt}]_6$. Les deux multicouches forment un SAF, structure rigide dont le rapport du nombre de répétitions des deux multicouches (3/6 sur la figure ci-contre) est ajusté pour annuler son champ dipolaire rayonné au niveau de la couche de stockage.

La jonction tunnel et le SAF sont gravés par gravure physique, puisqu'aucune gravure chimique connue ne permet de graver à des dimensions sub-50 nm l'ensemble de ces matériaux sans en altérer les propriétés magnétiques.

- Les dernières couches Ta(5)/Pt(15) forment l'électrode inférieure et sont gravées par gravure physico-chimique.

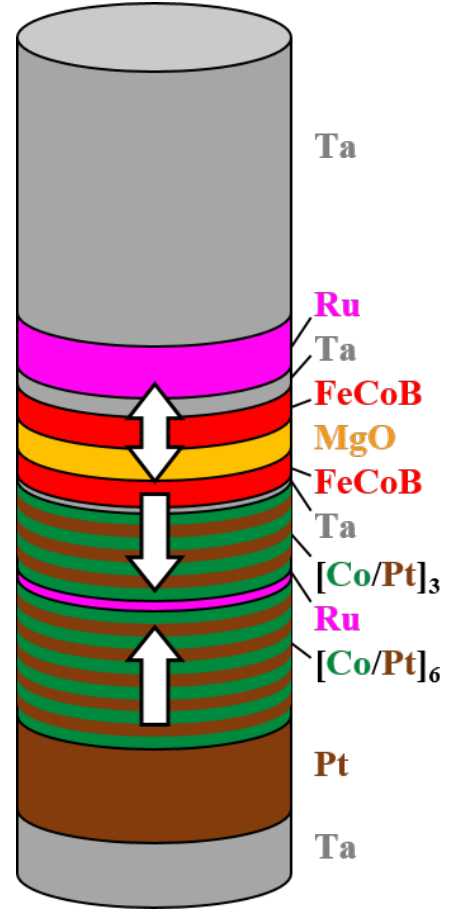


FIGURE 1.12 – Empilement d'une p-STT-MRAM conventionnelle.

En comparaison avec le diamètre du pilier (> 40 nm), les couches ferromagnétiques, dont l'épaisseur $\simeq 1,5$ nm, peuvent être considérées comme des plans infiniment fins, possédant donc les facteurs démagnétisant $N_{xx} = N_{yy} = 0$ et $N_{zz} = 1$. De plus, dans un empilement FeCoB(1,3)/MgO/FeCoB(1,4), l'anisotropie magnétocristalline de volume est négligeable devant l'anisotropie magnétocristalline d'interface. Sous ces conditions, le champ effectif d'anisotropie (champ effectif de l'ensemble des sources d'anisotropies) de la couche de stockage est donné par l'équation 1.24, la stabilité thermique sous champ nul par l'équation 1.25 et le courant critique par l'équation 1.26.

$$H_{a,eff} = \frac{K_S/L}{\frac{1}{2}\mu_0 M_S} - M_S \quad (1.24)$$

$$\Delta = \frac{E_b}{k_B T} = \frac{\frac{1}{2}\mu_0 M_S H_{a,eff} V}{k_B T} \quad (1.25)$$

$$I_{c0} = \frac{4e}{\hbar} \frac{\alpha}{\eta} k_B T \Delta \quad (1.26)$$

Toute mémoire se doit d'optimiser les 3 fonctions suivantes : écriture de l'information dans la mémoire, stockage de cette information (rétention) et lecture de l'information stockée. Bien souvent, l'optimisation d'une de ces fonctionnalités se fait au détriment d'une autre. Par exemple, la rétention augmente avec la stabilité Δ , ce qui augmente aussi le courant d'écriture I_c . Ce courant pourrait être réduit en diminuant la valeur de l'amortissement α . Cependant, puisque que l'amortissement est issu de l'interaction spin-orbite, tout comme l'anisotropie de surface K_S , diminuer α revient à diminuer K_S [90], et donc à diminuer Δ . Actuellement, les efforts se concentrent principalement sur la recherche de matériaux possédant à la fois une forte anisotropie de surface, une grande TMR et un faible amortissement. Le défi est d'autant plus important que pour des couches de faible épaisseur, α varie proportionnellement à $1/L$ du fait du phénomène de pompage de spin [91, 92].

4. État de l'art, limitations et prévisions

Le temps de rétention, l'endurance, le nœud technologique, la vitesse accès et le prix sont autant de critères à prendre en compte lors de la sortie d'une nouvelle technologie sur le marché. Les p-STT-MRAM apparaissent aujourd'hui comme d'excellentes candidates pour remplacer les Flash et SRAM intégrées, puisqu'elles cumulent un grand temps de rétention (10 ans à 100 °C), une endurance importante ($> 10^5$ cycles) et un faible temps d'accès (1 à 30 ns selon l'intégration). Leurs deux principaux inconvénients restent leur coût élevé (> 300 \$/Gb), dû à la multitude des matériaux utilisés (Fig. 1.12), ainsi que les challenges technologiques à relever pour graver des piliers à des diamètres sub-40 nm. Un objectif à plus long terme consisterait à remplacer les DRAM par des MRAM, lorsque la technique permettra de créer des réseaux denses de piliers.

	SRAM	DRAM	p-STT-MRAM	Flash
Volatile	Oui	Oui	Non	Non
Endurance	10^{15} cycles	10^{15} cycles	$> 10^{15}$ cycles	10^5 cycles
Nœud tech.	10 nm (150 F ²)	30 nm (6 F ²)	40 nm (10 F ²)	15 nm (4 F ²)
Écriture	5 - 10 ns	10 - 30 ns	10 ns	10 μ s
Prix	1 \$/Gb	< 1 \$/Gb	> 300 \$/Gb	0.05 \$/Gb

TABLE 1.1 – Caractéristiques commerciales des SRAM, DRAM, p-STT-MRAM, et Flash (d'après Yole, 2016). Les couleurs vert, orange et rouge indiquent respectivement des caractéristiques bonnes, moyennes et mauvaises.

Avec les matériaux actuels et malgré une parfaite maîtrise de leur croissance, les p-STT-MRAM ne peuvent assurer une stabilité $\Delta > 60$ qu'à des diamètres supérieurs

à 20 nm environ. Pour aller vers de plus petites dimensions, d'autres pistes de recherches sont en cours d'exploration. La plus prometteuse est celle des jonctions à doubles barrières, mises en évidence en 2012 par Samsung [93] et Tohoku University [94]. Dans ces structures, la couche de stockage est prise en sandwich entre deux jonctions tunnels : $\text{MgO}/\text{FeCoB}/\text{Ta}/\text{FeCoB}/\text{MgO}$. Il résulte des deux interfaces MgO/FeCoB une hausse de la stabilité d'un facteur 2 combinée à une réduction de l'amortissement de plus d'un facteur 2. Cette réduction de l'amortissement est due à la réduction de l'effet de pompage de spin. Les p-STT-MRAM à double barrières permettraient théoriquement d'assurer une stabilité $\Delta = 60$ jusqu'à des diamètres d'environ 12 nm [95, 96]. Le record est aujourd'hui $\Delta = 100$ pour une jonction de 14 nm [86].

Le facteur de mérite Δ/I_c a été proposé afin de classer les différentes technologies MRAM entre elles [97]. Plus ce facteur est grand, meilleure est la mémoire. Il a en particulier été reporté une augmentation du facteur de mérite à des diamètres sub-40 nm [86, 98, 99], probablement due à une réduction de l'amortissement.

Toutefois, toute p-STT-MRAM qui puise son anisotropie perpendiculaire dans des phénomènes d'interface souffre de 2 limitations majeures, en particulier lorsque le diamètre du pilier devient sub-40 nm. **Premièrement, le moindre défaut de fabrication entraîne une grande variabilité des propriétés de point mémoire à point mémoire** [100]. L'interface entre la barrière tunnel et la couche de stockage doit donc être parfaitement maîtrisée. **Deuxièmement, la valeur de l'anisotropie $K_S(T)$, et par conséquent celle de $\Delta(T)$, dépend fortement de la température** [101, 102], ce qui limite la gamme de température sur laquelle la mémoire peut être utilisée. Un moyen de pallier à ces deux effets consisterait à concevoir une mémoire dont l'anisotropie perpendiculaire soit d'origine volumique plutôt que surfacique.

IV. Objectif de la thèse : PSA-STT-MRAM

Dans une p-STT-MRAM conventionnelle à simple ou double barrière, **l'anisotropie de surface qui tend à aligner l'aimantation selon l'axe perpendiculaire doit lutter contre l'anisotropie de forme qui tend à aligner l'aimantation dans le plan de la couche. C'est cette compétition qui limite la miniaturisation des p-STT-MRAM** puisque, dans le cas de l'approximation des couches minces, la stabilité varie proportionnellement avec la surface du pilier (Eq. 1.25). Dans l'objectif de résoudre le problème de miniaturisation des MRAM à des dimensions sub-20 nm, ce travail de thèse propose une nouvelle approche au problème. **Au lieu de lutter contre l'anisotropie de forme, nous proposons de s'appuyer sur elle afin d'obtenir une forte anisotropie perpendiculaire.** Cela nécessite que la couche de stockage ait la forme d'un cylindre allongé dont le rapport de forme longueur / diamètre soit suffisamment grand (typiquement $\rho = L/D > 1$) pour que l'aimantation se dirige, par simple effet magnétostatique, dans l'axe du cylindre (Fig. 1.13). Cette approche n'exclut pas que la couche de stockage possède également une anisotropie de surface ou une anisotropie magnétocristalline perpendiculaire. Le point clef consiste à ce que **toutes les sources d'anisotropie contribuent à aligner l'aimantation selon l'axe perpendiculaire**, de

manière à ce que leurs effets ne s'opposent plus. Cette nouvelle technologie est nommée **STT-MRAM à anisotropie de forme perpendiculaire (PSA-STT-MRAM, Perpendicular Shape Anisotropy STT-MRAM)**.

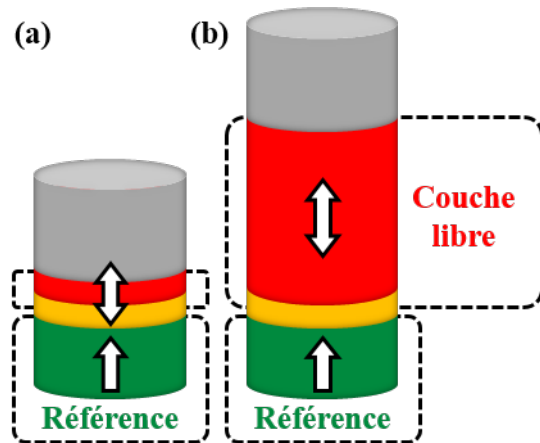


FIGURE 1.13 – Schémas d’une p-STT-MRAM (a) et d’une PSA-STT-MRAM (b) où les couches de stockage (en rouge) ont été mises à la même échelle.

Le remplacement d’une couche de stockage mince par une couche épaisse implique un certain nombre de conséquences, tant au niveau de la modélisation de la statique et de la dynamique de la couche qu’au niveau de sa nanofabrication. Afin d’apporter une preuve de concept d’une MRAM à anisotropie de forme perpendiculaire, la suite du manuscrit s’organise selon le plan suivant.

- Le chapitre 2 (p. 25) s’intéresse à la modélisation d’une couche de stockage à anisotropie de forme perpendiculaire. Il analyse, en s’appuyant sur ce modèle, les matériaux, formes et dimensions qu’elle peut ou doit posséder. Ce chapitre discute également de la stabilité de la couche de référence, qui est fortement affaiblie dans ce type de structure.
- Le chapitre 3 (p. 67) étudie l’optimisation de la structure en vue de sa commercialisation. Cette optimisation est réalisée théoriquement, en prenant en compte les diverses contraintes qu’imposent les différents marchés.
- Le chapitre 4 (p. 81) décrit le développement d’un procédé de nanofabrication de la structure. Ce procédé n’a pas la prétention d’être applicable directement à l’échelle industrielle, mais bien d’arriver à fabriquer quelques jonctions en vue d’une démonstration de concept.
- Le chapitre 5 (p. 107) vise finalement à caractériser les dispositifs précédemment fabriqués. L’analyse de ces résultats sera notamment mise en regard avec le modèle développé au chapitre 2.

CHAPITRE 2

Modélisation d'une PSA-STT-MRAM

Ce deuxième chapitre traite de la modélisation des MRAM à anisotropie de forme perpendiculaire.

- La première section a pour objectif de tracer des diagrammes de stabilité, représentant la stabilité thermique en fonction de l'épaisseur, du diamètre et des paramètres matériaux des points mémoire. Elle s'appuie sur le modèle d'aimantation uniforme et discute du domaine de validité de ce dernier.
- La deuxième section présente l'écriture par STT de couches cylindriques à aimantation perpendiculaire quasi-uniforme et discute des conséquences d'une déviation de la non-uniformité de l'aimantation sur les tensions d'écriture.
- Des géométries qui dévient légèrement de la géométrie cylindrique sont ensuite présentées dans une troisième section.
- Finalement, la dernière section traite de la stabilité de la couche de référence qui subit à la fois l'influence du champ dipolaire rayonné par une épaisse couche de stockage et, lors de la phase d'écriture, l'influence du STT.

Ce chapitre permet de dresser une liste des conditions de réalisation des PSA-STT-MRAM, en termes de composition, d'épaisseur, de diamètre et de forme des différentes couches. Ces conditions de réalisation sont suivies lors de la phase de développement d'un procédé de nanofabrication, présenté chapitre 4. Il permet également de poser un modèle théorique pour l'extraction expérimentale des différents paramètres des jonctions. Cette analyse est effectuée au chapitre 5.

I. Diagrammes de stabilité

1. Stabilité en régime macrospin

Les équations de la section 1.I.2 sont reprises afin d'être appliquées au cas du cylindre magnétique. Le dernier est considéré comme étant uniformément aimanté, c'est-à-dire que tous les moments magnétiques sont, en tous points de l'espace et du temps, rigoureusement orientés dans la même direction. Cette approximation est

connue sous le nom d'approximation macrospin, puisque l'aimantation du matériau se comporte comme un spin de taille macroscopique. L'étendue du domaine de validité de cette approximation est déterminée précisément dans la sous-section suivante. Dans la littérature, cette approximation est souvent considérée comme valable tant que les dimensions du système sont de l'ordre de grandeur ou plus petites que la longueur d'échange λ_{ex} [103] et que la longueur de Bloch λ_B , définies par l'équation 2.1. En effet, ces dernières représentent respectivement une longueur caractéristique de la largeur d'un vortex magnétique et de la largeur d'une paroi de Bloch. Ainsi, lorsque les dimensions du système sont plus petites que ces deux longueurs, aucun domaine magnétique ne peut se créer.

$$\lambda_{ex} = \sqrt{\frac{2A_{ex}}{\mu_0 M_S^2}} \quad \text{et} \quad \lambda_B = \sqrt{\frac{A_{ex}}{K_{eff}}} \quad (2.1)$$

Considérons un repère sphérique dans lequel est placé un cylindre magnétique dont l'axe de révolution est orienté selon l'axe z . Soit un état stationnaire où l'ensemble des anisotropies ont une symétrie de révolution autour de l'axe z . L'énergie totale du système ne dépend alors que de la seule variable θ , angle que fait l'aimantation avec l'axe z (Fig. 2.1). Les énergies à considérer sont l'énergie démagnétisante E_{dem} , l'énergie Zeeman E_{zeem} qui inclut les interactions dipolaires et l'énergie E_{ani} qui couvre l'ensemble des anisotropies magnétocristallines.

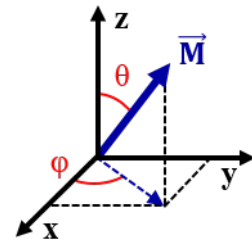


FIGURE 2.1 – Repère sphérique.

$$\begin{cases} E_{dem} = -\frac{1}{2}\mu_0 \vec{M} \cdot \vec{H}_{dem} V = \frac{1}{2}\mu_0 \vec{M}_S^2 [N_{xx} \sin^2(\theta) + N_{zz} \cos^2(\theta)] V \\ E_{zeem} = -\mu_0 \vec{M} \cdot \vec{H}_{app} V = -\mu_0 M_S H_{app} \cos(\theta) V \\ E_{ani} = K_{eff} \sin^2(\theta) V = \left(\frac{K_S}{L} + K_u \right) \sin^2(\theta) V \end{cases} \quad (2.2)$$

Considérons également qu'aucun champ magnétique n'est appliqué et que les champs dipolaires, rayonnés par d'autres couches, sont négligeables. Ces approximations sont raisonnables puisque, en pratique, une MRAM en fonctionnement n'est pas placée dans un champ magnétique et le SAF est ajusté afin d'annuler son rayonnement dipolaire au niveau de la couche de stockage. L'énergie totale de la couche est alors donnée, à une constante près, par l'équation 2.3.

$$E_{tot} = \left[\frac{1}{2}\mu_0 M_S^2 (N_{xx} - N_{zz}) + K_{eff} \right] \sin^2(\theta) V = \frac{1}{2}\mu_0 M_S H_{a,eff} \sin^2(\theta) V \quad (2.3)$$

$$H_{a,eff} = M_S (N_{xx} - N_{zz}) + \frac{K_{eff}}{\frac{1}{2}\mu_0 M_S} \quad (2.4)$$

La recherche des minima stables ayant une aimantation orientée selon l'axe z , correspondant à une anisotropie perpendiculaire, impose un champ effectif d'anisotropie $H_{a,eff} > 0$. Dans le cas d'une p-STT-MRAM conventionnelle la couche de stockage est considérée comme un plan infini, menant à l'équation 1.24 (p. 21).

Expression approchée du facteur de stabilité Δ

Le cas d'une PSA-MRAM est quant à lui différent puisqu'il est nécessaire de considérer la valeur exacte des facteurs démagnétisants. Considérons, en premier lieu, le cas limite où il n'existe aucune anisotropie magnétocristalline, c'est-à-dire que l'intégralité de l'anisotropie est donnée par la forme du cylindre. La condition de stabilité selon l'axe perpendiculaire impose donc $M_S(N_{xx} - N_{zz}) > 0$. Une expression des facteurs démagnétisants d'un cylindre sous forme intégrale a été dérivée par Arrott [104]. Cette expression est difficile à manipuler et peut être approximée par l'équation 2.5 proposée par Sato [105], où $\rho = L/D$ désigne le rapport de forme épaisseur / diamètre du cylindre. **Cette expression permet de conserver une forme analytique simple.** L'écart relatif entre les valeurs exactes et les valeurs approchées est inférieur à 3 % pour $\rho < 10$. La condition de stabilité d'une couche de stockage cylindrique à anisotropie de forme perpendiculaire ne possédant pas d'anisotropie magnétocristalline est donc $\rho > \sqrt{\pi}/2 \simeq 0,89$.

$$\begin{cases} N_{zz} = \frac{1}{1 + 4\rho/\sqrt{\pi}} \\ N_{xx} = N_{yy} = \frac{1 - N_{zz}}{2} \end{cases} \quad (2.5)$$

La couche de stockage d'une PSA-MRAM peut être constituée d'un empilement de plusieurs couches magnétiques. Dans ce manuscrit, nous considérons en particulier le cas où elle est constituée de 2 couches : une couche fine de FeCoB à l'interface avec MgO qui confère un bon raccord cristallographique [38] ainsi qu'une bonne TMR [42, 44], suivie d'une couche épaisse ferromagnétique (notée FM) qui confère une anisotropie de forme perpendiculaire et dont le matériau et l'épaisseur peuvent être librement ajustés. Dans un tel système et sous l'approximation macrospin, la stabilité est donnée par l'équation 2.6, où tout paramètre X ($X = \alpha, M_S, K_S$ ou K_u) de la couche de stockage dans son intégralité s'exprime en fonction des paramètres χ^{FeCoB} et χ^{FM} de chaque sous-couche selon l'expression 2.7, avec L^{FeCoB} et L^{FM} qui représentent respectivement les épaisseurs de la couche de FeCoB et de FM.

$$\Delta = \frac{V}{k_B T} \frac{1}{2} \mu_0 M_S H_{a,eff} = \frac{\pi D^2}{4 k_B T} \left[\frac{\mu_0 M_S^2}{4} L \left(1 - \frac{3}{1 + 4\rho/\sqrt{\pi}} \right) + K_S + K_u L \right] \quad (2.6)$$

$$X = \frac{\chi^{FeCoB} L^{FeCoB} + \chi^{FM} L^{FM}}{L} \quad (2.7)$$

Paramètres matériaux

Le tableau 2.1, également reproduit en annexe (p. 172), récapitule les valeurs des paramètres matériaux utilisés dans l'ensemble des simulations de ce travail. Ainsi, lorsque dans le manuscrit un paramètre n'est pas explicité, il est sous-entendu de se référer aux paramètres indiqués dans ce tableau. Bien souvent, les paramètres sont tout de même précisés dans le texte.

Matériau	Paramètre	Valeur	Référence
Fe	M_S (A/m)	$1,714 \cdot 10^6$	[106]
	A_{ex} (J/m)	$20 \cdot 10^{-12}$	[107]
	α	$7,0 \cdot 10^{-3}$	-
Co	M_S (A/m)	$1,446 \cdot 10^6$	[106]
	A_{ex} (J/m)	$30 \cdot 10^{-12}$	[108]
	α	$7,0 \cdot 10^{-3}$	-
Ni	M_S (A/m)	$0,489 \cdot 10^6$	[106]
	A_{ex} (J/m)	$8 \cdot 10^{-12}$	[109]
	α	$7,0 \cdot 10^{-3}$	-
Ni₈₀Fe₂₀ (Py)	M_S (A/m)	$0,756 \cdot 10^6$	[110]
	A_{ex} (J/m)	$8 \cdot 10^{-12}$	[111]
	α	$7,0 \cdot 10^{-3}$	-
Fe₇₂Co₈B₂₀ (FeCoB) dans MgO/FeCoB/Ta	M_S (A/m)	$1,0 \cdot 10^6$	Résultats FMR
	K_S (J/m ²)	$1,4 \cdot 10^{-3}$	(chapitre 5)

TABLE 2.1 – Table des paramètres utilisés lors des simulations tout au long du manuscrit.

Diagrammes de stabilité

Les équations 2.6 et 2.7 sont utilisées pour tracer des diagrammes de stabilité. Etant donné que l'équation 2.6 lie entre elles 6 variables du système (D , L , Δ , M_S , K_S , K_u), il est nécessaire d'en fixer certaines pour représenter les diagrammes. Le premier diagramme proposé (Fig. 2.2) prend le cas concret d'un empilement FeCoB(1,4 nm)/Co(L-1,4 nm) d'épaisseur totale L , possédant une anisotropie d'interface ($K_S^{\text{FeCoB}} = 1,4 \text{ mJ/m}^2$) mais pas d'anisotropie magnétocristalline volumique uniaxiale ($K_u^{\text{Co}} = 0 \text{ J/m}^3$). L'échelle verticale est séparée en deux afin de mieux distinguer le régime conventionnel des p-STT-MRAM ($L < 3 \text{ nm}$) de celui du régime des PSA-STT-MRAM ($L > 10 \text{ nm}$). **Ce diagramme illustre l'impossibilité des p-STT-MRAM à assurer une grande stabilité à des diamètres sub-20 nm.** En revanche, lorsqu'une couche épaisse FM est ajoutée, il est aisé de retrouver une forte anisotropie perpendiculaire grâce à l'anisotropie de forme. **En jouant sur l'épaisseur et le diamètre, il est possible de régler à volonté la valeur de la stabilité jusqu'à des valeurs de plusieurs centaines.** En particulier, une stabilité de 60 peut

être maintenue jusqu'à un diamètre aussi petit que 3 nm, avantage inégalable des PSA-STT-MRAM par rapport aux autres technologies MRAM.

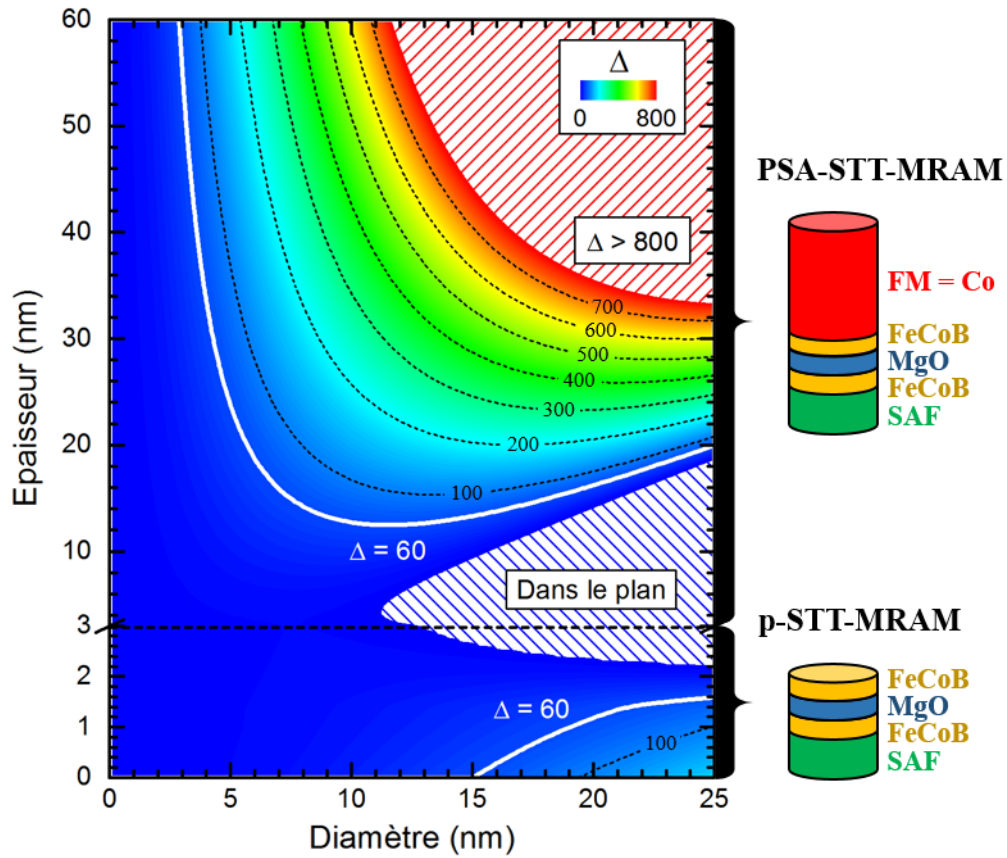


FIGURE 2.2 – Stabilité thermique de la couche de stockage FeCoB(1,4 nm)/Co(L-1,4 nm), en fonction de l'épaisseur L et du diamètre D , calculée selon l'équation 2.6 à $T = 300$ K. Pour une épaisseur inférieure à 1,4 nm, la couche est entièrement composée de FeCoB avec $M_S^{\text{FeCoB}} = 1,0 \cdot 10^6$ A/m et $K_S^{\text{FeCoB}} = 1,4$ mJ/m². Au-delà de 1,4 nm, la contribution d'une couche de Co(L-1,4 nm) est ajoutée avec $M_S^{\text{Co}} = 1,446 \cdot 10^6$ A/m et $K_u^{\text{Co}} = 0$ J/m³. L'axe vertical est séparé en deux parties afin de dilater les 3 premiers nanomètres, zone correspondant au régime des p-STT-MRAM conventionnelles. La zone hachurée en bleu correspond à une stabilité dans le plan. La zone hachurée en rouge correspond à des valeurs de stabilité supérieures à 800. L'iso- $\Delta = 60$ est indiqué par le trait blanc épais. D'autres iso- Δ sont tracés en pointillés noirs.

Le deuxième diagramme proposé est exposé en figure 2.3. Il décrit une couche d'aimantation à saturation M_S quelconque sans anisotropies magnétocristallines ($K_S = 0$ et $K_u = 0$), et a donc l'avantage de ne pas privilégier de matériau en particulier. Il représente la stabilité Δ de la couche en fonction du diamètre D pour toute valeur de M_S (code couleur) et pour des valeurs discrètes d'épaisseur L (axes de couleur). Puisque l'anisotropie de surface n'est pas prise en compte, et donc que la seule source d'anisotropie perpendiculaire est l'anisotropie de forme, ce diagramme ne décrit pas le régime p-STT-MRAM mais seulement le régime PSA-STT-MRAM dans sa limite $E_{\text{dem}} \gg E_{\text{ani}}$.

Ce diagramme montre que, pour toute épaisseur L et pour toute valeur de M_S , la stabilité $\Delta(D)$ passe par un maximum. En effet, pour des petits diamètres le

Figure 1: Stability of magnetic states in nanodisks. The main plot shows the stability Δ (A/m) as a function of disk diameter D (nm) for different thicknesses L . The color scale represents the saturation magnetization M_s , ranging from 1×10^4 to 2×10^6 A/m. The curves are labeled Fe, Co, Py, and Ni. A vertical dashed line indicates the diameter where the derivative of Δ with respect to D is zero. To the right, five vertical axes show the stability Δ for $L = 15$ nm, 20 nm, 30 nm, 40 nm, and 50 nm. Below the main plot, five horizontal axes show the stability Δ for $L = 15$ nm, 20 nm, 30 nm, 40 nm, and 50 nm.

2. Domaine de validité du modèle macrospin

Cette sous-section a pour objectif, à partir de simulations micromagnétiques, de déterminer précisément le domaine de validité du modèle macrospin, modèle utilisé pour tracer les précédents diagrammes de stabilité. Les états stables (GS, *Ground State*) micromagnétiques de cylindres aimantés ont été largement étudiés

Cette sous-section a pour objectif, à partir de simulations micromagnétiques, de déterminer précisément le domaine de validité du modèle macrospin, modèle utilisé pour tracer les précédents diagrammes de stabilité. Les états stables (GS, *Ground State*) micromagnétiques de cylindres aimantés ont été largement étudiés

expérimentalement et théoriquement [112–114]. Un diagramme complet issu de la littérature [115] est reproduit en figure 2.4. Il indique en particulier qu'un cylindre est convenablement décrit par l'approximation macrospin tant que $D \lesssim 5,5 \lambda_{\text{ex}}$, et parfaitement décrit lorsque $D < 4 \lambda_{\text{ex}}$. Dans le cas du cobalt, présenté figure 2.2, puisque $\lambda_{\text{ex}}^{\text{Co}} \simeq 4,7 \text{ nm}$, soit $5,5 \lambda_{\text{ex}} \simeq 25 \text{ nm}$, l'ensemble des cylindres du diagramme possède des GS à aimantation uniforme. Pour connaître la stabilité de ces cylindres il est nécessaire de calculer l'énergie de l'état micromagnétique qui se situe au sommet de la barrière énergétique (MES, *Maximum Energy State*). En effet, le fait que le GS soit décrit par un macrospin ne justifie pas que le MES le soit également.

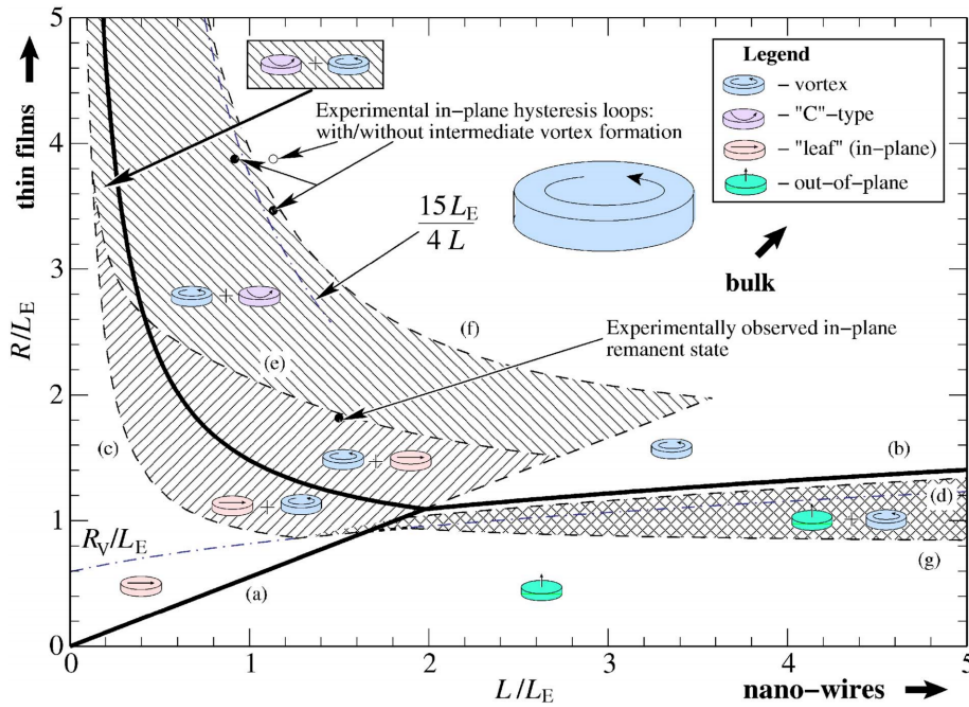


FIGURE 2.4 – Diagramme présentant l'état de stabilité d'un cylindre magnétique en fonction du rayon normalisé et de l'épaisseur normalisée (reproduction de [115]). La normalisation se fait par rapport à la longueur caractéristique $L_E = \sqrt{2\pi} \lambda_{\text{ex}}$ (cf. Eq. 2.1).

Afin de trouver le MES, il est nécessaire de calculer le chemin de plus basse énergie (MEP, *Minimum Energy Path*) entre les deux GS. Le MEP est défini comme le chemin que l'aimantation doit suivre, parmi tous les chemins possibles, pour que l'état de plus haute énergie le long de ce chemin possède l'énergie la plus basse. Il est calculé selon le protocole suivant.

- Il est d'abord nécessaire de définir l'état de départ et l'état d'arrivée du MEP. Dans le cas présent, il s'agit des deux GS des cylindres, calculés micromagnétiquement. Le premier GS, correspondant à l'état de départ du MEP, est calculé en partant d'un cylindre uniformément aimanté selon l'axe des z positifs qui relaxe selon l'équation LLG (Eq. 1.13, p. 7) vers son état d'équilibre. Un amortissement $\alpha = 1$ est alors choisi pour augmenter la vitesse de convergence. Le deuxième GS, correspondant à l'état d'arrivée du MEP, est calculé de la même manière mais en partant d'un cylindre uniformément aimanté selon l'axe des z négatifs.

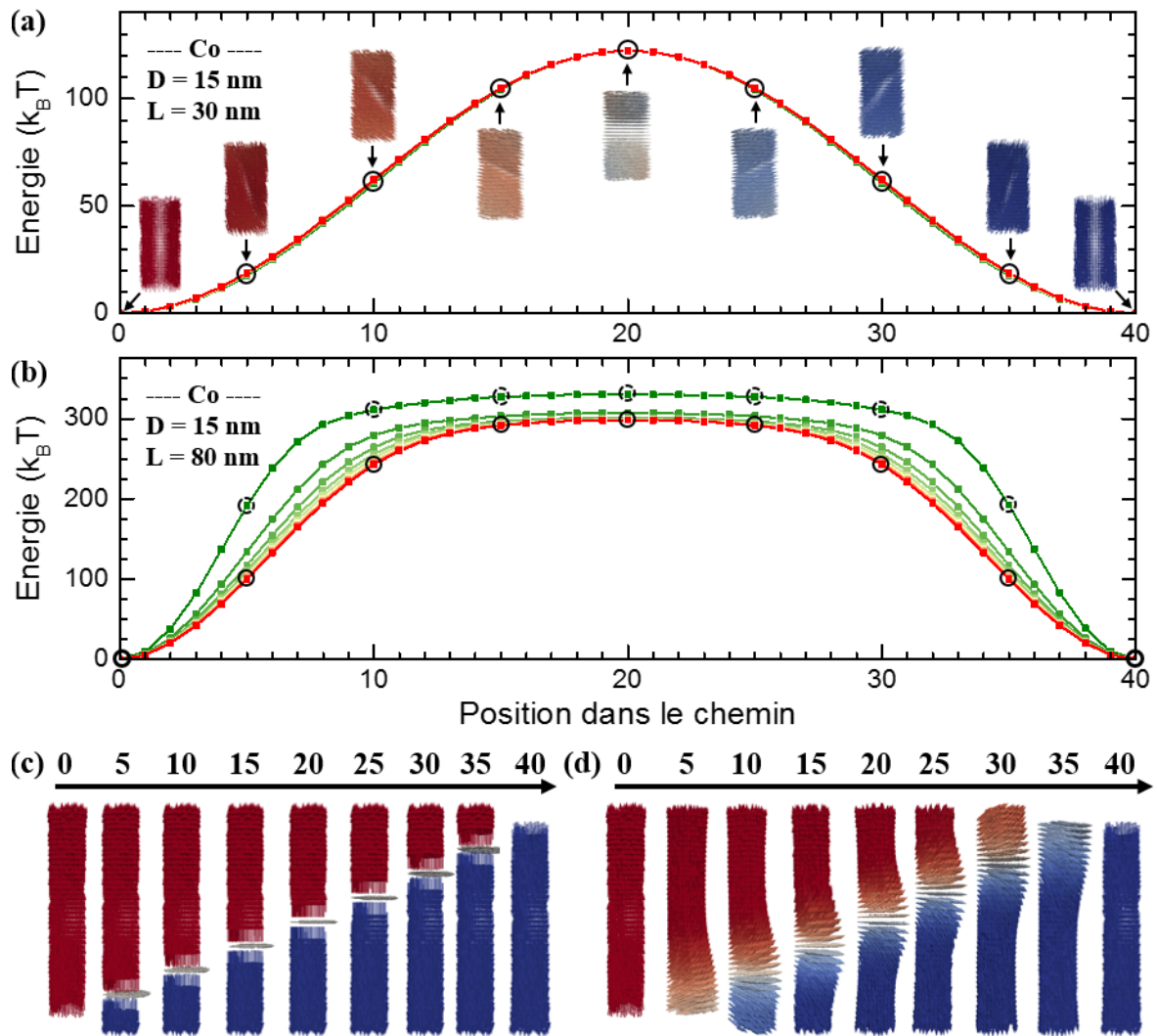


FIGURE 2.5 – Illustration de la convergence des simulations depuis le chemin initial (en vert) vers le MEP (en rouge), avec une série de sketches illustrant la distribution de l'aimantation des états n° 0, 5, 10, 15, 20, 25, 30, 35, et 40 sur un total de 41 états. **(a)** Cylindre de Co avec $D = 15$ nm et $L = 30$ nm. Le choix de chemin initial est un renversement macrospin, très proche du MEP (courbes verte et rouge presque superposées). **(b)** Cylindre de Co avec $D = 15$ nm et $L = 80$ nm. Le choix de chemin initial est un renversement avec DW illustré (états marqués par un cercle en pointillé) par **(c)**. Le MEP est illustré (états marqués par un cercle en trait plein) par **(d)**.

- Une fois ces deux états calculés, un nombre N d'états micromagnétiques est généré et numéroté de 1 à N . Ces états peuvent être générés aléatoirement ou, si l'utilisateur a déjà une idée du MEP, être générés de manière à ressembler à cette idée. Le système convergera alors beaucoup plus rapidement vers le MEP, sous réserve que le chemin de départ soit en effet proche de ce dernier.
- Chaque état est alors relaxé selon l'équation LLG. Puisque le temps d'intégration de cette étape est extrêmement court (≈ 10 ps) les états n'ont pas le temps de converger vers leur état d'équilibre, mais ils s'en rapprochent seulement.
- A la suite de cette relaxation, une extrapolation linéaire est réalisée entre les $N+2$ états (N états intermédiaires + 2 GS) selon la méthode de la corde [116–120]. Cela

permet de redéfinir les N états intermédiaires de manière à ce que la distance dans l'espace des aimantations entre chaque état soit constante.

- Les deux étapes précédentes sont alors répétées jusqu'à ce que la simulation converge. Cette convergence est repérée lorsque la différence relative entre l'énergie de chaque état après extrapolation linéaire de l'itération i et de l'itération $i-1$ est inférieure à une valeur seuil prédéfinie ($= 10^{-5}$ dans ce travail de thèse).

La simulation converge alors vers le MEP, dans lequel l'état de plus haute énergie définit le MES, c'est-à-dire l'état que doit nécessairement franchir le système pour passer d'un des GS à l'autre.

Le MEP d'un cylindre de petit diamètre ($D \lesssim 5,5\lambda_{\text{ex}}$) possède deux régimes selon leur épaisseur. Le premier est celui d'un renversement quasi-uniforme (Fig. 2.5.a) et le deuxième correspond à une nucléation à une extrémité, propagation, puis destruction à l'autre extrémité d'une paroi de domaine (DW, *Domain Wall*) magnétique (Fig. 2.5.b à d).

MEP de cylindres de diamètre sub-20 nm

Le MEP est calculé pour des cylindres de diamètre $D = 5$ à 25 nm, pour des épaisseurs allant de $L = D$ à 100 nm, pour les matériaux cobalt (Fig. 2.6.a) et permalloy (Fig. 2.6.a) et possédant ou non une anisotropie de surface. Cette dernière est implémentée sous la forme d'une anisotropie volumique $K_u = 10^6 \exp\left(-\frac{z}{z_0}\right) \text{ J/m}^3$ dont l'intensité décroît exponentiellement avec l'épaisseur z avec une longueur caractéristique de $z_0 = 2$ nm. La différence d'énergie entre le MES et l'un des GS donne accès à la valeur de la stabilité thermique Δ . Il est cependant important de garder en mémoire que le MEP ne correspond pas au chemin que suit l'aimantation lors d'un renversement par champ ou par STT. Il correspond seulement à la succession continue d'états de plus basse énergie qui crée un chemin entre un état de départ et un état d'arrivée. Il se peut donc, qu'expérimentalement, les basculements par champ ou par STT conduisent à une valeur de stabilité plus élevée. En revanche, si une stabilité mesurée est plus faible qu'une stabilité prédite par le MEP, cela indique la présence d'une erreur dans les valeurs des paramètres matériaux choisis, dans la représentation de la forme, dans la prise en compte des rugosités de surface, etc.

Comme indiqué précédemment, les simulations MEP révèlent l'existence de deux régimes. Le premier est celui d'un renversement quasi-uniforme où les simulations micromagnétiques sont en accord avec les valeurs de stabilité prédites par l'expression analytique (Eq. 2.6), représentée en trait plein sur la figure 2.6. Par souci de visibilité, seul le modèle analytique des systèmes sans anisotropie de surface est représenté en figure 2.6, et pas celui des systèmes avec anisotropie. Le deuxième régime correspond à une nucléation et propagation d'une DW magnétique. La transition entre les deux régimes se fait à l'épaisseur L_{crit} dont la valeur est discutée ci-après. Une fois le régime DW atteint, la stabilité converge vers une valeur Δ^∞ , également discutée ci-après.

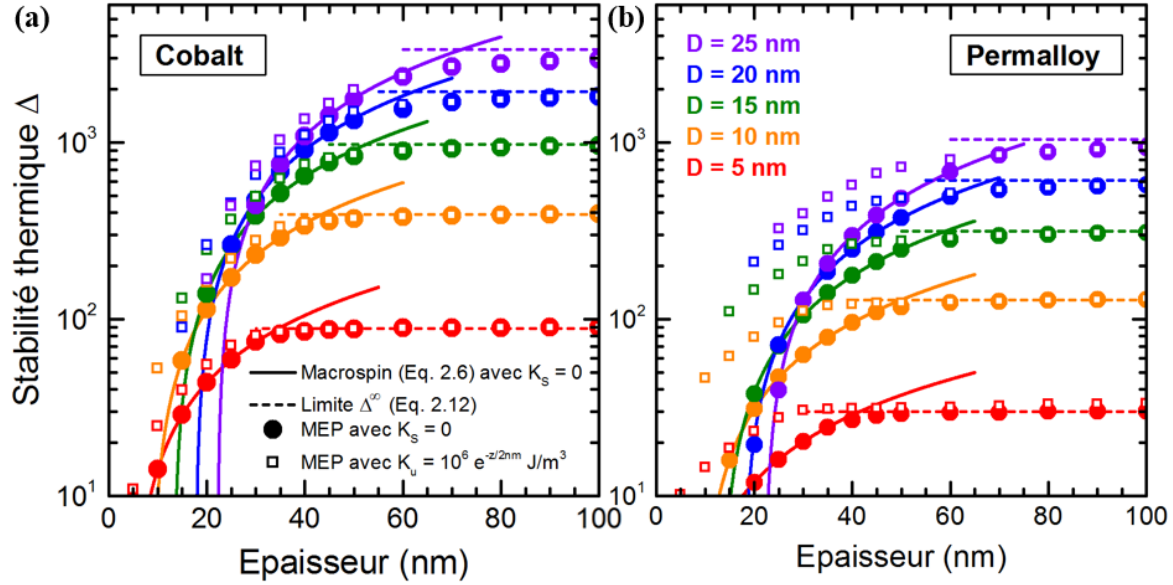


FIGURE 2.6 – (a) et (b) Stabilité thermique (échelle logarithmique) en fonction de l'épaisseur L de cylindres, calculée par simulation micromagnétique (MEP) respectivement pour les paramètres du Co **(a)** et du Py **(b)**. Le code couleur indique la valeur du diamètre. Les ronds pleins représentent les simulations sans anisotropie de surface ($K_S = 0$). Les carrés creux représentent les simulations avec une anisotropie de surface, encodée sous la forme d'une anisotropie volumique $K_u = 10^6 \exp\left(-\frac{z}{z_0}\right) \text{ J/m}^3$ dont l'intensité décroît exponentiellement avec l'épaisseur z avec une longueur caractéristique de $z_0 = 2 \text{ nm}$. Les traits pleins indiquent la stabilité selon le modèle macrospin (Eq. 2.6) dans le cas où $K_S = 0$. Les traits pointillés indiquent la valeur limite théorique Δ^∞ (Eq. 2.12).

Ces simulations indiquent finalement que la présence d'une anisotropie de surface n'a pas d'influence notable ni sur la valeur de la stabilité lors d'un renversement par DW, ni sur la valeur L_{crit} . L'anisotropie dissymétrise seulement le profil du MEP. En effet, dans un système sans anisotropie de surface, le MEP est symétrique par rapport au MES. En revanche, dans un système avec anisotropie de surface le MEP est dissymétrisé, c'est-à-dire qu'il est plus difficile de créer une DW proche de l'interface qui possède l'anisotropie de surface que de l'interface qui n'en possède pas. Toutefois cela ne change pas l'énergie du MES, donc la valeur de Δ .

Dérivation de Δ^∞ et L_{DW}^0

La valeur de Δ^∞ , valeur de la stabilité dans la limite $L \rightarrow \infty$, peut être approximée à partir d'un modèle macrospin [121]. L'énergie volumique à l'équilibre d'un cylindre comportant une DW est donnée par l'équation 2.8, où le profil $\theta(z)$ de l'aimantation à travers le DW est décrit suivant l'équation 2.9, avec L_{DW} l'épaisseur du DW. L'expression 2.9 n'est valable que pour une DW dans son état d'équilibre, ce qui n'est pas le cas dans les systèmes présentés ici puisque l'état DW correspond au maximum d'énergie le long du MEP.

$$\epsilon_{\text{DW}} = \frac{1}{2} \mu_0 M_S^2 \left[N_{xx} \cos^2(\theta(z)) + N_{zz} \sin^2(\theta(z)) \right] + A_{\text{ex}} \left[\frac{\partial \theta(z)}{\partial z} \right]^2 \quad (2.8)$$

$$\theta(z) = \arctan \left[\exp \left(-\frac{z}{L_{DW}} \right) \right] \quad (2.9)$$

La figure 2.7.a montre le profil de densité d'énergie donné par l'équation 2.8 le long de l'axe z pris en $(x,y) = (0,0)$, dans le cas d'un cylindre de Co avec $D = 10$ nm et $L = 100$ nm (courbe bleu). Comparé au profil issu des simulations micromagnétiques (courbe rouge), le profil théorique (courbe bleu) surestime la densité d'énergie du DW au milieu du cylindre et sous-estime la densité d'énergie aux extrémités, du fait de la non prise en compte des effets magnétostatiques de surface. Ce type d'erreur est raisonnable dans un modèle macrospin tant que les moyennes des densités d'énergies macrospin et micromagnétiques sont proches l'une de l'autre, ce qui n'est pas le cas ici. Afin de corriger cette erreur, une modification de l'expression de la densité d'énergie moyenne $\langle \epsilon_{DW} \rangle$ (Eq. 2.10) est proposée. Soit le système constitué de 3 parties distinctes (Fig. 2.7.b) avec au milieu une DW de taille L_{DW} où l'aimantation varie de $\theta(z) = 0$ à π rad. Il est entouré de deux cylindres uniformément aimantés de taille $L/2$ et d'aimantation respective $\theta = 0$ et π rad. Cette vision est d'autant meilleure que $L \rightarrow \infty$. La mise en regard de ce modèle avec l'équation 2.10 permet de penser le premier terme $\frac{1}{2}\mu_0 M_S^2 N_{zz}$ comme la densité d'énergie des cylindres uniformément aimantés de dimension $L/2$. Il convient donc de remplacer N_{zz} par $N_{zz,1/2}$, qui correspond au facteur démagnétisant selon l'axe z d'un cylindre de taille $L/2$. Le deuxième terme peut être interprété comme l'énergie de la DW. Plusieurs essais de remplacement du terme $(N_{xx} - N_{zz})$ ont été effectués afin que ce modèle analytique prédise une densité d'énergie moyenne proche de celle obtenue avec les simulations micromagnétiques. Il semble qu'une substitution par $N_{xx,DW}$, où $N_{xx,DW}$ est le facteur démagnétisant selon l'axe x d'un cylindre de taille L_{DW} , donne le résultat le plus convaincant. Avec cette nouvelle expression approchée (Eq. 2.11) il est possible de prédire correctement la densité d'énergie des systèmes avec une DW, et donc leur stabilité, lorsque $L \rightarrow \infty$.

$$\begin{aligned} \langle \epsilon_{DW} \rangle &= \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{+L/2} \epsilon_{DW} dz \\ &= \frac{1}{2}\mu_0 M_S^2 N_{zz} + \frac{2A_{ex} + \mu_0 M_S^2 (N_{xx} - N_{zz}) L_{DW}^2}{L L_{DW}} \tanh \left(\frac{L}{2L_{DW}} \right) \end{aligned} \quad (2.10)$$

$$\langle \epsilon_{DW} \rangle \approx \frac{1}{2}\mu_0 M_S^2 N_{zz,1/2} + \frac{2A_{ex} + \mu_0 M_S^2 N_{xx,DW} L_{DW}^2}{L L_{DW}} \tanh \left(\frac{L}{2L_{DW}} \right) \quad (2.11)$$

Une comparaison entre l'expression de la densité moyenne analytique avant modification (Eq. 2.10) et après modification (Eq. 2.11) est donnée en figure 2.7.c et 2.7.d, représentant respectivement les cas d'un cylindre de Co avec $D = 10$ et $D = 25$ nm. Dans cette limite la stabilité Δ^∞ est donnée par l'expression 2.12 où L_{DW}^∞ est la longueur du DW lorsque $L \rightarrow \infty$. L'équation approchée 2.11 ne permet cependant pas de retranscrire correctement l'énergie du système avec DW lorsque L n'est pas

suffisamment grand. Il échoue en particulier à estimer les stabilités proches de la transition entre les modèles macrospin et DW, lorsque $L \simeq L_{\text{crit}}$ (Fig. 2.7.e).

$$\Delta^\infty = \frac{\pi D^2 \mu_0 M_S^2}{8k_B T} \left[\frac{D}{2} + L_{\text{DW}}^\infty + \frac{2 (L_{\text{DW}}^\infty)^2}{D + 2L_{\text{DW}}^\infty} \right] \quad \text{avec} \quad L_{\text{DW}}^\infty = \sqrt{\frac{4A_{\text{ex}}}{\mu_0 M_S^2}} \quad (2.12)$$

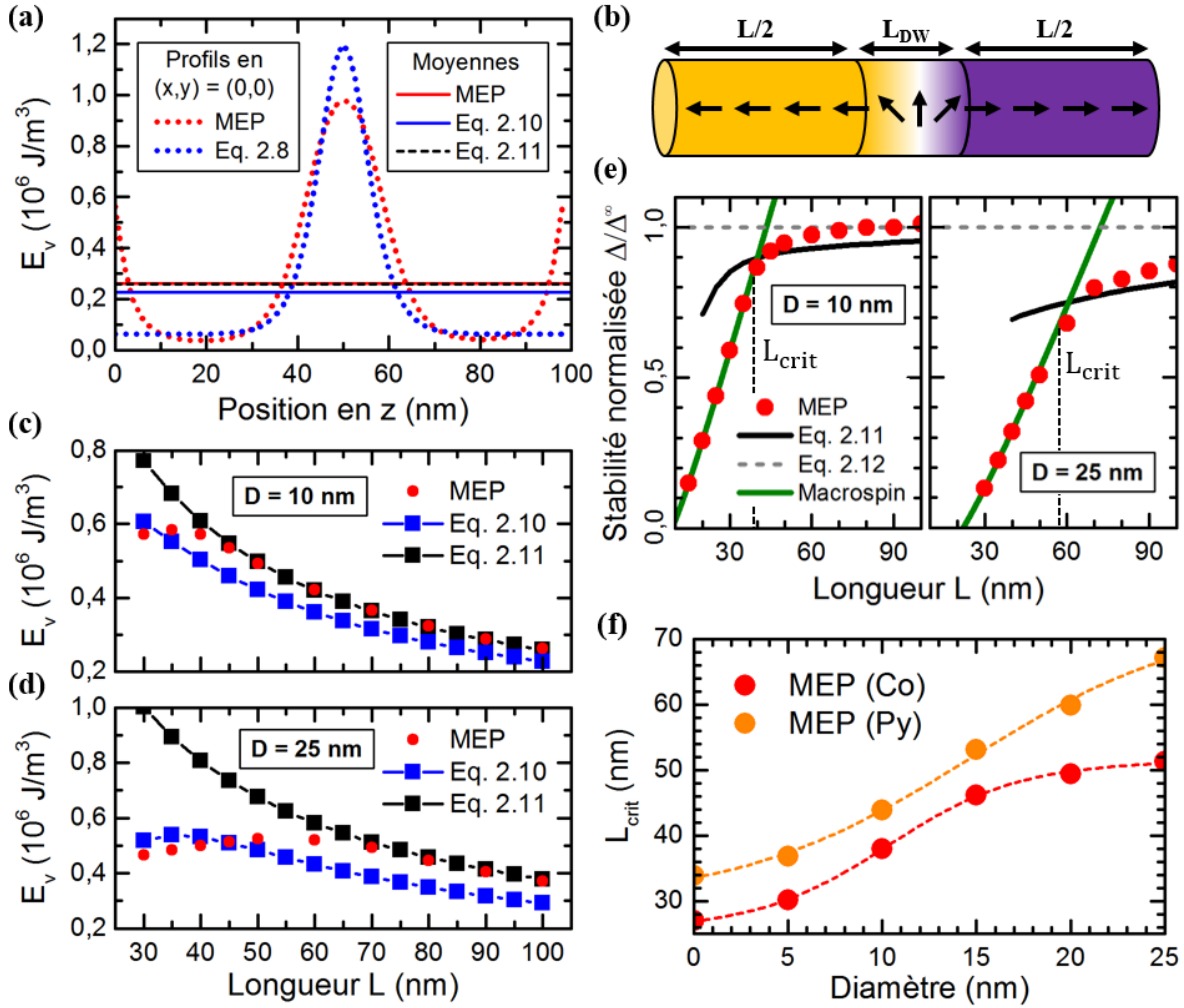


FIGURE 2.7 – Les couleurs rouge [■] et orange [■] réfèrent respectivement aux simulations MEP du Co et du Py. La couleur bleue [■] renvoie aux équations 2.8 et 2.10 qui proposent respectivement un profil de l'énergie d'une DW et la valeur moyenne de ce profil. La couleur noire [■] renvoie à l'équation 2.11 qui vient apporter une correction à l'équation 2.10, et qui converge vers Δ^∞ (Eq. 2.12) indiqué par la couleur grise [■]. La couleur verte [■] réfère au modèle macrospin (Eq. 2.6). (a) Comparaison des profils de l'énergie volumique le long de l'axe z pris en $(x,y) = (0,0)$ et de leurs valeurs moyennes, pour le cylindre de Co avec $D = 10 \text{ nm}$ et $L = 100 \text{ nm}$. (b) Modélisation d'un cylindre de longueur L qui possède une DW. Il est constitué de 2 demi-cylindres uniformément aimantés de tailles $L/2$ et d'une DW supposée incluse dans un cylindre de taille L_{DW} . (c) et (d) Comparaisons des énergies volumiques moyennes de cylindres de Co en fonction de l'épaisseur, avec respectivement $D = 10 \text{ nm}$ (c) et $D = 25 \text{ nm}$ (d). (e) Comparaison de la convergence de Δ vers Δ^∞ pour des cylindres de Co de diamètre respectif $D = 10 \text{ nm}$ (à gauche) et $D = 25 \text{ nm}$ (à droite). (f) Valeur de L_{crit} en fonction du diamètre dans le cas du Co et du Py.

Finalement, les simulations MEP montrent que la transition entre le modèle macrospin et la convergence de la stabilité vers Δ^∞ est d'autant plus rapide que le diamètre est petit. En particulier, lorsque $D \rightarrow 0$ cette transition est immédiate. La valeur de L_{DW}^0 , épaisseur à partir de laquelle une DW apparaît lors du renversement de l'aimantation dans la limite $D \rightarrow 0$, peut donc se calculer en égalisant les stabilités Δ du modèle macrospin (Eq. 2.6) et Δ^∞ (Eq. 2.12), dans la limite où $D \rightarrow 0$ (Eq. 2.13). Dans les cas d'étude présentés ici, les inégalités suivantes peuvent être considérées comme valables : $\mu_0 M_S^2 L_{DW}^\infty \gg K_S$ et $\mu_0 M_S^2 \gg 4K_u$. L'équation 2.13 indique donc une longueur $L_{DW}^0 \simeq 4L_{DW}^\infty$ quasi-indépendante des anisotropies de surface et de volume.

La valeur $L_{crit}(D)$ n'a pas de forme analytique simple (Fig. 2.7.f). Néanmoins, dans une gamme de diamètres $5 \text{ nm} < D < 20 \text{ nm}$, qui peut être considérée comme la gamme de fonctionnement des PSA-STT-MRAM, L_{crit} semble varier linéairement avec D avec une pente de $\pi/2$.

$$\begin{aligned} \Delta \underset{D \rightarrow 0}{\propto} \frac{A}{k_B T} \mu_0 M_S^2 L_{DW}^\infty &= \frac{A}{k_B T} \left[\frac{\mu_0 M_S^2 L_{DW}^0}{4} + K_u L_{DW}^0 + K_S \right] \\ \Rightarrow L_{DW}^0 &= 4 \frac{\mu_0 M_S^2 L_{DW}^\infty - K_S}{\mu_0 M_S^2 + 4K_u} \simeq 4 L_{DW}^\infty \end{aligned} \quad (2.13)$$

Diagrammes de stabilité avec simulations MEP

Les résultats issus des simulations MEP dans le régime de renversement par DW sont dorénavant intégrés aux diagrammes de stabilité introduits à la sous-section précédente. En d'autres termes, lorsque $L > L_{crit}$ les valeurs de Δ des diagrammes de stabilité, initialement calculées analytiquement, sont remplacées par les valeurs extraites des simulations MEP. Ces modifications ne peuvent pas s'appliquer au diagramme de la figure 2.3 puisque la frontière L_{crit} dépend du matériau. En revanche, elles s'appliquent parfaitement au cas du diagramme de la figure 2.2 qui prend en considération un empilement prédéfini. La figure 2.8 reprend donc la représentation de la figure 2.2 pour les empilements MgO/Co(L) et MgO/Py(L), dans l'hypothèse où aucune anisotropie de surface n'est prise en compte.

Les simulations MEP font apparaître sur les diagrammes une limite en diamètre en dessous de laquelle les courbes d'iso- Δ ne peuvent pas se propager. En pratique, cette limite a deux conséquences majeures.

- Premièrement, **il n'est pas possible d'obtenir n'importe quelle valeur de Δ pour des petits diamètres**. Par exemple, dans le cas du cobalt sans anisotropie de surface, il est impossible d'obtenir des valeurs $\Delta > 60$ à des diamètres $D < 4,5 \text{ nm}$.
- Deuxièmement, cela signifie qu'**il n'y a aucun avantage à s'aventurer dans le régime DW**, puisqu'une variation d'épaisseur à diamètre constant n'a que très peu d'influence sur la valeur de la stabilité. La fonction $L_{crit}(D)$ fournit donc une limite d'utilisation des PSA-STT-MRAM.

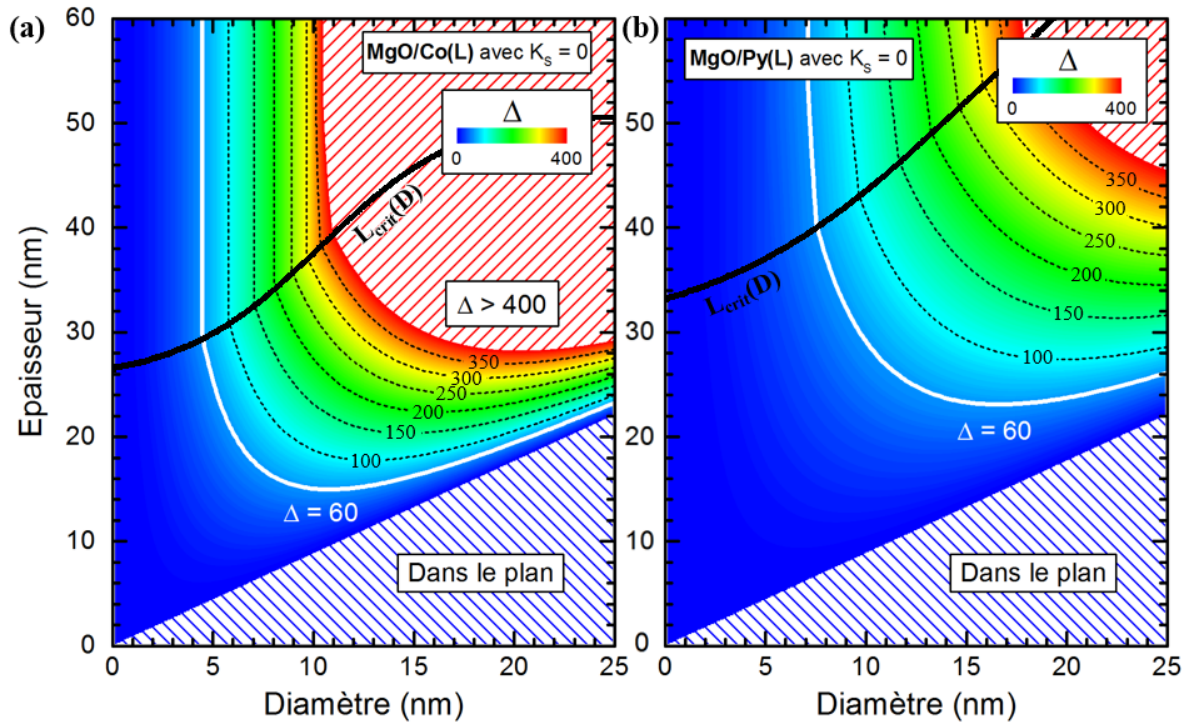


FIGURE 2.8 – Diagrammes de stabilité similaires à celui de la figure 2.2, dans lesquels les résultats des simulations MEP sont prises en compte. Au-dessus de la délimitation du domaine de validité du modèle macrospin, indiqué par un trait épais noir $L_{crit}(D)$, la stabilité n'est plus calculée *via* l'expression 2.6 mais extraite des simulations micromagnétiques. Les diagrammes (a) et (b) représentent respectivement les empilements MgO/Co(L) et MgO/Py(L), dans le cas où aucune anisotropie de surface n'est prise en compte ($K_s = 0$).

Maintenant que la question de la stabilité des PSA-MRAM a été entièrement traitée, il est temps de s'intéresser à la question de l'écriture de telles mémoires. Cette discussion est effectuée dans la sous-section suivante.

3. Domaine d'écriture par STT

Dans les STT-MRAM - conventionnelles ou à PSA - les chemins des courants de lecture et d'écriture sont les mêmes, ils passent à travers la barrière tunnel. Il existe donc trois valeurs de tension qui caractérisent un point mémoire : une tension d'écriture, une tension de lecture et une tension de claquage diélectrique de la barrière tunnel. Les tensions de lecture et d'écriture représentent respectivement les tensions à appliquer pour lire l'état de la mémoire et pour écrire la mémoire dans un nouvel état. La tension de claquage désigne la tension à laquelle la couche d'oxyde claque.

Comme vu précédemment, le courant DC critique d'une STT-MRAM à aimantation perpendiculaire s'écrit selon l'équation 1.26 (p. 22). Cette équation permet de définir la tension critique V_{c0} ainsi que la densité de courant critique J_{c0} associée (Eq. 2.14). La tension critique V_{c0} représente la tension minimale théorique permettant d'écrire la mémoire à 0 K, où RA est simplement le produit résistance \times surface. Le RA varie exponentiellement avec l'épaisseur et le degré d'oxydation de

la barrière. Les MTJ à base de MgO possèdent des valeurs de RA comprises entre 1 et 30 $\Omega \cdot \mu\text{m}^2$. L'équation 2.14 est modifiée pour définir la grandeur J_{c1} (Eq. 2.15), homogène à une densité de courant et nommée densité de courant critique réduite. La valeur de J_{c1} est indépendante des propriétés de transport du point mémoire. Cette définition permet donc d'établir un critère universel de condition d'écriture, qui dépend uniquement de l'énergie par unité de surface E_S de la mémoire.

$$V_{c0} = RA J_{c0} = \frac{4e}{\hbar} \frac{RA}{\eta} \frac{k_B T \Delta}{A} \quad (2.14)$$

$$J_{c1} \equiv V_{c0} \frac{\eta}{RA} = \frac{4e}{\hbar} E_S \quad (2.15)$$

Des courbes d'iso- J_{c1} (Fig. 2.9) sont superposées aux diagrammes de stabilité précédemment calculés (Fig. 2.8). Etant donné que J_{c0} et *a fortiori* J_{c1} sont définis uniquement dans le modèle macrospin, la région correspondant à un retournement par DW est retirée des diagrammes (zone représentée en noir). Déterminons à présent un ordre de grandeur de la densité de courant critique réduite J_{c1} réalisable au laboratoire SPINTEC.

- En vue d'une démonstration de la preuve de concept des PSA-STT-MRAM, nous considérons que la tension critique V_{c0} est égale à la tension de claquage de la barrière, soit environ 1,5 V. Lors d'une commercialisation des PSA-STT-MRAM, la tension critique correspondrait à la tension d'écriture, soit environ 0,5 V.
- Les alliages à base de Fe, Ni et Co, dont l'épaisseur est comprise entre 10 et 40 nm, ont un amortissement magnétique α de l'ordre de 0,01.
- La polarisation en spin η de l'empilement FeCo/MgO/FeCo est $\simeq 0,88$ pour des alliages riches en Fe et dont la croissance induit peu de défauts cristallographiques.
- Les plus faibles valeurs de RA susceptibles d'être produites au laboratoire tout en conservant une forte valeur de TMR sont de l'ordre de 10 $\Omega \cdot \mu\text{m}^2$.

Ces valeurs conduisent à $J_{c1} = 13,2 \text{ V} \cdot (\Omega \cdot \mu\text{m}^2)^{-1}$, arrondi à 15 $\text{V} \cdot (\Omega \cdot \mu\text{m}^2)^{-1}$ pour la suite de la discussion. Cette valeur est optimiste puisqu'elle est issue de la plus grande valeur de tension critique combinée avec la plus faible valeur de RA. Cela signifie que **l'intégralité des points mémoire que nous sommes capable d'écrire se situe entre l'iso- $J_{c1} = 0$ et l'iso- $J_{c1} = 15 \text{ V} \cdot (\Omega \cdot \mu\text{m}^2)^{-1}$** . Selon la figure 2.9 **cette condition est extrêmement restrictive, notamment dans le cas de matériaux à fort M_S tels que Co** (Fig. 2.9.a). Il est en particulier impossible de basculer des points mémoires de diamètre $\lesssim 15 \text{ nm}$ dès lors que la stabilité $\Delta \gtrsim 60$. Afin d'arriver à écrire par STT les jonctions de diamètre sub-15 nm, il sera nécessaire de réduire volontairement la stabilité, soit en diminuant l'épaisseur, soit en augmentant la température.

Dans l'optique d'une application industrielle, le point de fonctionnement des PSA-STT-MRAM devrait se situer aux alentours du minimum des iso- $\Delta = 60$ à 80 (affirmation justifiée au chapitre 3). Ces diagrammes montrent donc **l'importance d'augmenter la valeur de J_{c1}** ($> 20 \text{ V} \cdot (\Omega \cdot \mu\text{m}^2)^{-1}$ pour Co et $> 10 \text{ V} \cdot (\Omega \cdot \mu\text{m}^2)^{-1}$ pour Py) afin de pouvoir écrire les points mémoire par STT.

Cela est réalisable en abaissant la valeur de α et/ou en abaissant la valeur du RA. A titre d'exemple, les valeurs $\alpha = 0,005$, $RA = 2 \Omega \cdot \mu m^2$ et $V_{c0} = 0,5$ V conduisent à $J_{c1} = 44 \text{ V} \cdot (\Omega \cdot \mu m^2)^{-1}$. Cela permettrait d'écrire l'ensemble des PSA-STT-MRAM selon le critère précédemment cité. D'un point de vue énergétique, une PSA-STT-MRAM qui possède les mêmes courant, tension et temps d'écriture qu'une p-STT-MRAM conventionnelle consomme automatiquement la même énergie. Le défi technologique revient donc à fabriquer des jonctions qui possèdent de très faibles valeurs de RA.

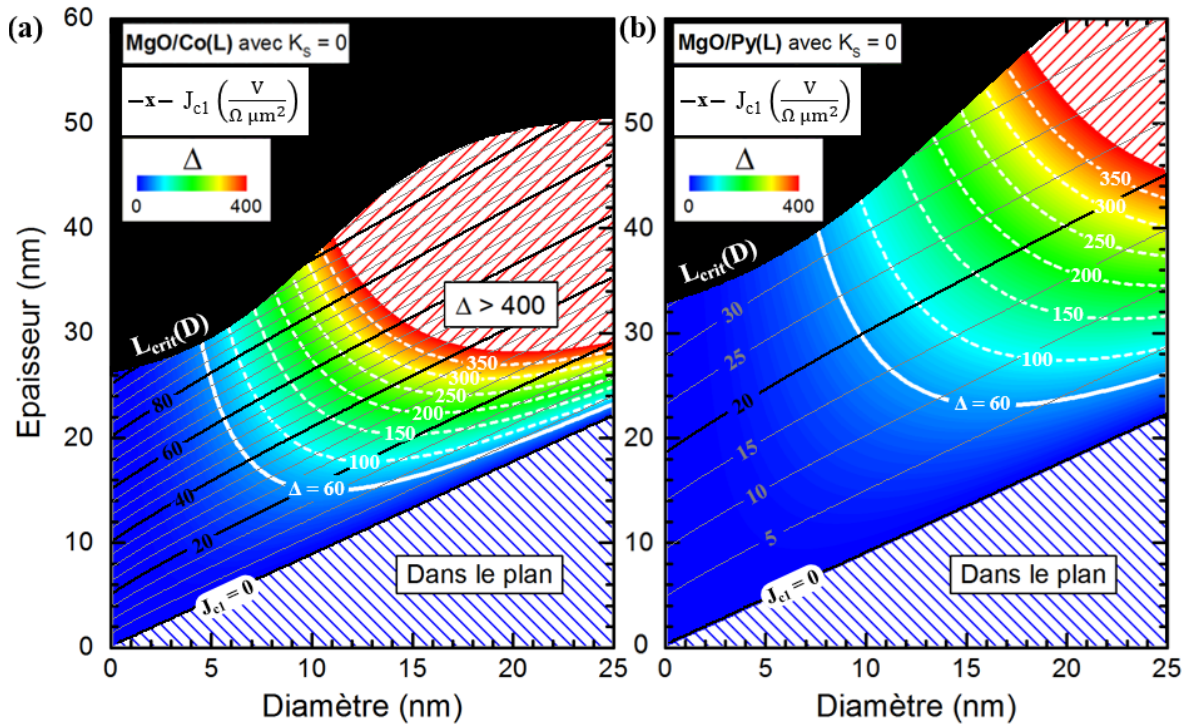


FIGURE 2.9 – Graphique analogue à celui de la figure 2.8 sur lequel sont superposées des iso- J_{c1} (Eq. 2.15), représentées par des courbes noires et grises et dont la valeur est donnée en $V \cdot (\Omega \cdot \mu m^2)^{-1}$. La zone noire est définie par la fonction $L_{crit}(D)$ calculée à la sous-section précédente. Elle représente la région où le basculement ne s'effectue plus sous l'approximation macrospin. Les iso- Δ sont dorénavant tracés en blanc pour apporter plus de contraste avec les iso- J_{c1} . Les diagrammes (a) et (b) représentent respectivement les empilements MgO/Co(L) et MgO/Py(L) où aucune anisotropie de surface n'est prise en compte ($K_s = 0$).

II. Modélisation du renversement d'une couche à anisotropie de forme

Cette section s'intéresse, par opposition à la précédente, aux effets dynamiques de l'aimantation d'une PSA-STT-MRAM. Elle analyse la phase d'écriture par STT des PSA-MRAM dont le MEP est en accord avec le modèle macrospin. Cela mène à une discussion quant à la validité, pour ces systèmes, du modèle macrospin

conventionnel qui décrit le renversement d'une STT-MRAM. Toutes les simulations de cette section sont effectuées à température nulle.

1. Modèle macrospin

Dans le modèle macrospin, la tension critique d'écriture en régime impulsionnel, tension minimale à appliquer pour retourner l'aimantation de la couche libre, est donnée par l'équation 2.16 [122]. Elle dépend de la durée de l'impulsion de tension τ_p et d'un temps caractéristique τ_c qui dépend en particulier de θ_0 , l'angle initial de l'aimantation de la couche libre. Cette équation nous informe que, par définition, V_{c0} est la tension minimale à appliquer pour écrire la mémoire et qu'elle nécessite un temps d'impulsion infini. Pour des temps d'impulsion plus courts, il est nécessaire d'appliquer des tensions plus élevées.

$$V_c^{\text{prec}} = V_{c0} \left[1 + \frac{\tau_c}{\tau_p} \right] = V_{c0} \left[1 + \frac{M_S V}{2\alpha\gamma E_b \tau_p} \ln \left(\frac{\pi}{2\theta_0} \right) \right] \quad (2.16)$$

$$V_{c0} = \frac{2\alpha}{a_{\parallel}} \frac{E_b}{M_S V} \quad (2.17)$$

Afin d'extraire la valeur de V_{c0} d'un système, le retournement de l'aimantation de ce dernier est simulé sous différentes tensions DC notées U . Pour chacune d'entre elles, le temps d'impulsion τ_p qui correspondrait à la tension AC critique $V_c^{\text{prec}} = U$ est défini comme le temps auquel $m_z(t) = 0$, moment à partir duquel l'aimantation traverse le plan équatorial de la couche (Fig. 2.10.a). En effet, pour une impulsion légèrement plus courte, le système reviendrait dans son état initial alors que, pour une impulsion légèrement plus longue, le système relaxerait dans l'état antiparallèle à l'état initial. Cette définition est donc équivalente à la définition de V_c^{prec} et **permet de déterminer une tension critique en régime impulsionnel à partir d'une unique simulation en tension DC**.

Considérons à titre d'exemple le cas d'un cylindre de Co avec $D = 10$ nm et $L = 16,4$ nm, modélisé par un macrospin. Le STT est implémenté numériquement à travers le paramètre a_{\parallel} (Eq. 1.20), relié à V_{c0} selon l'équation 2.17. L'aimantation de la référence est fixée à un angle $\theta_{\text{ref}} = 180^\circ$ et l'aimantation initiale de la couche libre est choisie égale à $\theta_0 = 0,01^\circ$. La figure 2.10.b représente les tensions critiques V_c^{prec} en fonction de τ_p . L'ajustement de ces données avec la fonction 2.16 conduit à $V_{c0} = 0,146$ V et $\tau_c = 24,23$ ns. La théorie prévoit quant à elle les valeurs $V_{c0} = 0,152$ V et $\tau_c = 22,66$ ns. Cette simulation macrospin est donc en accord avec le modèle qui lui est associé. La légère différence de valeur s'explique par le fait que le code macrospin utilisé approxime le cylindre par un pavé à base carrée de même surface et de même épaisseur. Des études complètes sur ce modèle ont déjà été réalisées grâce à des simulations macrospins [123, 124].

La figure 2.10 nous informe donc que, dans la limite basse température, il est possible d'écrire le système étudié avec une tension DC de 0,146 V. Pour une

tension de 0,5 V, tension standard d'écriture des STT-MRAM, il est nécessaire de maintenir une impulsion d'une durée de 10 ns. **Pour pouvoir écrire ces mémoires plus rapidement il est nécessaire d'augmenter la valeur de $a_{||}$, notamment en diminuant la valeur du RA.**

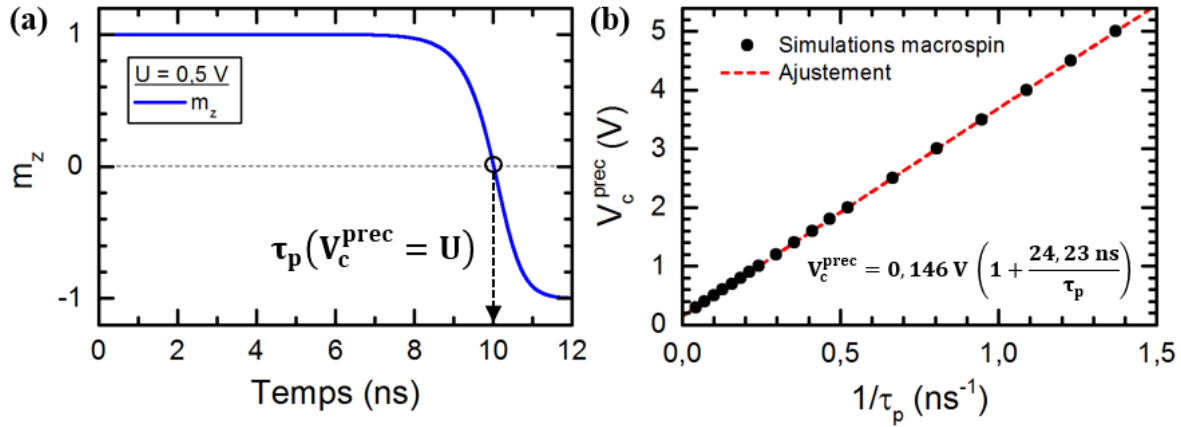


FIGURE 2.10 – Simulation d'une couche magnétique en forme de parallélépipède rectangle d'épaisseur L et de côté $D\sqrt{\pi}/2$, possédant ainsi la même surface qu'un cylindre de diamètre D . Les facteurs démagnétisants sont calculés selon l'équation 2.5. Le cylindre est en Co avec $a_{||} = 15$ mT/V, $\theta_0 = 0,01^\circ$ et $\theta_{\text{ref}} = 180^\circ$. **(a)** Exemple de l'évolution de $m_z(t)$ dans le cas où $U = 0,5$ V. **(b)** V_c^{prec} en fonction de τ_p ajusté selon le modèle macrospin de l'équation 2.16.

2. Renversement micromagnétique par STT

L'objectif de cette sous-section est d'analyser, par simulations micromagnétiques, le mécanisme de renversement par STT de cylindres magnétiques à anisotropie de forme perpendiculaire, dont les GS et les MES sont des états quasi-macrospins. En d'autre termes, cette sous-section ne s'intéresse qu'aux cylindres se situant sous la ligne critique $L_{\text{crit}}(D)$ des diagrammes de stabilité (Fig. 2.8), domaine pertinent d'utilisation des PSA-STT-MRAM. Cette étude n'est pas redondante avec les simulations MEP puisque ces dernières fournissent uniquement le chemin de plus basse énergie qui relie les deux GS, sans fournir le chemin réel lors d'un basculement par champ ou, dans le cas de cette étude, par STT.

Le caractère macrospin d'un retournement peut être quantifié à travers l'analyse des deux fonctions suivantes.

- La fonction $E_{\text{tot}}(t)/E_b^{\text{MEP}}$, rapport de l'énergie totale du système avec l'énergie de barrière prévue par le MEP, est une fonction qui vaut 0 à l'instant initial et qui passe nécessairement par une valeur > 1 . Si la valeur maximale de la fonction est proche de 1, alors l'état de plus haute énergie est le même que celui du MEP (donc macrospin). Sinon, l'état de plus haute énergie est différent de ce dernier et possède alors une énergie plus élevée. Hors de l'état de plus haute énergie, lorsque la fonction est < 1 , la fonction ne donne en revanche aucune indication sur l'état micromagnétique du système.

• C'est pour cela qu'il est également intéressant d'étudier la fonction $\langle m \rangle(t)$, définie dans l'équation 2.18, pour laquelle les sommes sont effectuées sur l'ensemble des cellules avec N_{cell} le nombre total de cellules. Cette fonction, dont la valeur est toujours comprise entre 0 et 1, prend des valeurs proches de 1 uniquement lorsque les moments magnétiques de toutes les cellules sont quasiment alignés.

$$\langle m \rangle = \frac{1}{N_{\text{cell}}} \sqrt{\left(\sum m_x\right)^2 + \left(\sum m_y\right)^2 + \left(\sum m_z\right)^2} \quad (2.18)$$

Des cylindres de diamètres $D = 10$ et 20 nm, constitués de trois matériaux différents (Fe, Co et Py), sont simulés micromagnétiquement avec les critères suivants.

- L'épaisseur de chaque cylindre est ajustée de manière à ce que la stabilité soit d'environ $\Delta = 75$ à $T = 300$ K.
- Des simulations MEP ont été effectuées au préalable sur tous ces systèmes afin de vérifier que le MES soit un état d'aimantation uniforme et de calculer E_b^{MEP} .
- Le STT est numériquement implémenté en attribuant à chaque cellule, placée à la profondeur z , le paramètre $a_{\parallel} = a_{\parallel}(0) \exp\left(\frac{z}{z_{\text{STT}}}\right)$, avec $a_{\parallel}(0) = 15$ mT/V et $z_{\text{STT}} = 1$ nm. Cela permet de simuler une décroissance exponentielle de l'amplitude du STT depuis l'interface avec barrière tunnel [53].
- Le paramètre α est fixé à $\alpha = 0,007$ pour tous les systèmes.

Le basculement de l'aimantation de ces systèmes est finalement simulé sous plusieurs tensions U afin d'étudier la relation entre V_c^{prec} et τ_c . Cette dernière est définie de manière analogue au cas macrospin c'est-à-dire lorsque $\langle m_z \rangle(t) = 0$.

La figure 2.11 regroupe l'ensemble des résultats. Pour chaque système, la régression linéaire entre V_c^{prec} et $1/\tau_p$ est effectuée uniquement pour des tensions donnant lieu à un renversement de l'aimantation au cours de laquelle $\langle m \rangle(t) > 0,995$. Cette valeur seuil de 0,995 est une valeur choisie arbitrairement afin de juger du caractère macrospin du système. Par exemple, pour le cylindre en Py avec $D = 20$ nm, l'ajustement n'est effectué qu'avec les tensions $U = 6, 5, 4$ et 3 V, puisque les tensions $U = 8$ et 7 V ne satisfont pas au critère ci-dessus.

L'ajustement peut ainsi être réalisé sur l'ensemble des systèmes, à l'exception du cylindre en Py avec $D = 10$ nm. En effet, pour ce système, toutes les tensions conduisent à un basculement non-macrospin, alors que le MEP donnait bien, quant à lui, un MES macrospin. Cela est dû à la combinaison de deux effets. Premièrement le Py est un matériau à faible M_s , ce qui réduit l'amplitude du STT et favorise la création de parois de domaine. Deuxièmement, afin de maintenir une stabilité d'environ $\Delta = 75$ à $T = 300$ K, l'épaisseur du cylindre est égale à $L = 33,4$ nm ce qui le rapproche de la transition entre un retournement uniforme et un retournement avec propagation d'une DW (Fig. 2.8). La combinaison de ces deux effets conduit à ce que le retournement par STT ait lieu selon une nucléation d'une DW magnétique.

Pour tous les autres systèmes, l'extrapolation à l'origine de l'ajustement entre V_c^{prec} et $1/\tau_p$ permet de déterminer une tension DC critique, notée V_{c0}^{Micromag} . Cette

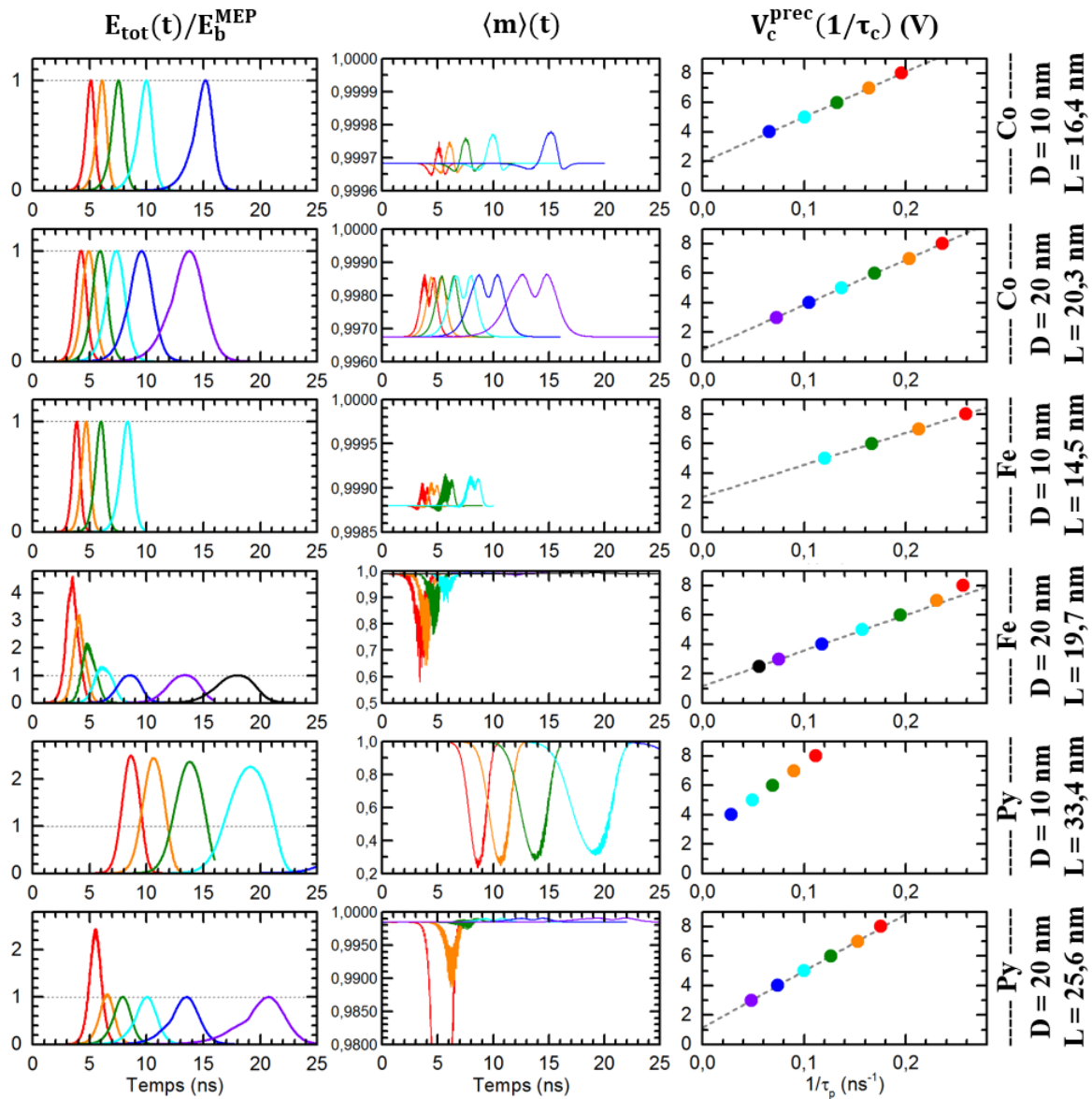


FIGURE 2.11 – Série de graphiques présentant respectivement $E_{\text{tot}}/E_b^{\text{MEP}}$ en fonction du temps (colonne de gauche), $\langle m \rangle$ en fonction du temps (colonne du milieu) et V_c^{prec} (V) en fonction de $1/\tau_p$ (colonne de droite). L'échelle des axes des abscisses est commune à chaque colonne alors que l'échelle des axes des ordonnées est propre à chaque graphique. Chaque ligne réfère à un système différent, respectivement des cylindres de Co avec $D = 10$ nm et $L = 16,4$ nm (ligne 1), Co avec $D = 20$ nm et $L = 20,3$ nm (ligne 2), Fe avec $D = 10$ nm et $L = 14,5$ nm (ligne 3), Fe avec $D = 20$ nm et $L = 19,7$ nm (ligne 4), Py avec $D = 10$ nm et $L = 33,4$ nm (ligne 5) et Py avec $D = 20$ nm et $L = 25,6$ nm (ligne 6). Les différentes couleurs représentent la tension U de simulation : $U = 8$ en rouge [■], $U = 7$ en orange [■], $U = 6$ en vert [■], $U = 5$ en cyan [■], $U = 4$ en bleu [■], $U = 3$ en violet [■] et $U = 2,5$ en noir [■]. Dans la colonne de gauche, la ligne horizontale $E_{\text{tot}}/E_b^{\text{MEP}} = 1$, barrière minimale d'énergie à franchir par le système, est indiquée en pointillés gris. Dans la colonne de droite, l'ajustement linéaire, représenté en pointillés gris, est réalisé seulement pour les systèmes qui satisfont, quel que soit t , la relation $\langle m \rangle(t) > 0,995$.

tension est alors comparée à la tension critique prédite par le modèle macrospin, notée $V_{c0}^{\text{Macrospin}}$. Pour déterminer cette dernière l'équation 2.17 est utilisée avec les paramètres décrits ci-après.

- Les paramètres α et M_S choisis sont, sans ambiguïté, ceux utilisés lors des simulations.
- L'énergie de barrière volumique E_b/V est, quant à elle, donnée par la simulation MEP réalisée au préalable. Bien que le MEP prévoie un MES macrospin, cette valeur peut être légèrement différente de celle prévue par l'équation analytique macrospin (Eq. 2.6) du fait de la discrétisation du cylindre en cubes de taille $1 \text{ nm} \times 1 \text{ nm} \times 1 \text{ nm}$.
- Finalement, la valeur de $a_{||}$ est choisie égale à la valeur moyenne de $a_{||}(0)\exp\left(\frac{z}{z_{\text{STT}}}\right)$ intégrée sur l'épaisseur du cylindre. Du fait de la discrétisation, cette valeur moyenne est égale à la somme discrète $\langle a_{||} \rangle = \frac{1}{N_{\text{cell}}} \sum_{n \in N_{\text{cell}}} a_{||}(0) \exp\left(\frac{z_n}{z_{\text{STT}}}\right)$ où z_n représente la position selon l'axe z de la cellule n , et non à une intégrale continue.

	Co		Fe		Py	
	D = 10 L = 16,4	D = 20 L = 20,3	D = 10 L = 14,5	D = 20 L = 19,7	D = 10 L = 33,4	D = 20 L = 25,6
V_{c0}^{Micromag}	1,937 V	0,797 V	2,406 V	1,108 V	-	1,145 V
$V_{c0}^{\text{Macrospin}}$	1,598 V	0,450 V	1,373 V	0,446 V	3,034 V	0,798 V

TABLE 2.2 – Comparaison entre V_{c0}^{Micromag} et $V_{c0}^{\text{Macrospin}}$ des systèmes décrits à la figure 2.11. Les dimensions (D et L) sont données en nm.

Pour tous ces systèmes la valeur de V_{c0}^{Micromag} est légèrement supérieure à celle de $V_{c0}^{\text{Macrospin}}$ (Tab. 2.2). Cela traduit un comportement micromagnétique résiduel, même si les systèmes se comportent de manière quasi-macrospin. En effet lorsqu'un système permet la propagation de modes micromagnétiques, interdits par la théorie macrospin, de l'énergie est dissipée dans ces modes conduisant à une augmentation de la puissance à fournir au système pour basculer son aimantation, et donc à une augmentation de V_{c0} . C'est pourquoi, dans les systèmes de la figure 2.11, $V_{c0}^{\text{Micromag}} < V_{c0}^{\text{Macrospin}}$. La sous-section suivante a pour objectif de quantifier cet écart de tension critique entre les simulations micromagnétiques et le modèle macrospin.

3. Renversement de systèmes quasi-macrospins

Afin de quantifier l'écart de tension critique observé entre les simulations micromagnétiques et les prédictions du modèle macrospin, un échantillon de référence est défini correspondant au cylindre de Co de diamètre $D = 10$ nm et d'épaisseur $L = 16,4$ nm, présenté à la première ligne de la figure 2.11. Ce système possède une différence relative de tension critique $[V_{c0}^{\text{Micromag}} - V_{c0}^{\text{Macrospin}}] / V_{c0}^{\text{Macrospin}} = 21$ %, comme indiqué par le carré noir de la figure 2.12. Dans la suite, pour plus de clarté, la différence relative de tension critique est notée $\delta V_{c0}/V_{c0}$.

Il est rappelé que l'échantillon de référence possède les paramètres suivants : $a_{||}(0) = 15$ mT/V, $z_{\text{STT}} = 1$ nm, $A_{\text{ex}} = 30$ pJ/m, $\alpha = 0,007$, $M_S = 1,446 \cdot 10^6$ A/m, $L = 16,4$ nm et $D = 10$ nm. A partir de l'échantillon de référence tous les paramètres précédemment cités sont modifiés un à un en conservant les autres paramètres constants. Pour chaque nouveau jeu de paramètres ainsi considéré, après avoir vérifié par simulation MEP que le MES est bien un état macrospin, la différence relative de tension critique est calculée de manière identique au protocole présenté dans la sous-section précédente. L'ensemble des résultats est présenté en figure 2.12.

Considérons dans un premier temps le cas particulier du paramètre A_{ex} , décrit par la couleur verte sur la figure 2.12. Les ronds verts possèdent un jeu de paramètre identique à celui de la référence, à l'exception de l'échange dont la valeur est donnée par l'axe vert. **Plus A_{ex} est élevé, plus la différence relative de tension critique $\delta V_{c0}/V_{c0}$ est faible** (31 % pour $A_{\text{ex}} = 20$ pJ/m et 1,6 % pour $A_{\text{ex}} = 45$ pJ/m), c'est-à-dire que le système est de mieux en mieux décrit par l'approximation macrospin. Ce résultat est intuitif puisque, par définition, un système macrospin possède une constante de rigidité d'échange infiniment grande.

Considérons à présent un deuxième exemple intuitif, le cas de l'amortissement α , présenté en orange sur la figure 2.12. Pendant le renversement de l'aimantation, les systèmes possèdent des modes micromagnétiques qui ne sont pas présents dans un modèle macrospin. Ce sont ces extra-modes qui contribuent à dissiper plus d'énergie que ne le prévoit la théorie macrospin. Or, puisque la dissipation de l'énergie s'effectue à travers l'amortissement de Gilbert, il est normal que la différence relative de tension critique $\delta V_{c0}/V_{c0}$ diminue lorsque α diminue, et inversement. Ce résultat va donc dans le même sens que celui relatif à l'équation 2.15 : **plus α est faible, plus la tension critique prédite par le modèle macrospin diminue** (Eq. 2.15) et **plus l'écart relatif entre simulations micromagnétiques et modèle macrospin diminue**.

De même, la figure 2.12 indique que plus $1/a_{||}$ (en rouge sur la figure) diminue, plus la différence relative de tension critique diminue. Etant donné que $1/a_{||}$ est directement proportionnel au RA de la barrière (Eq. 1.20), cela indique une fois de plus que **plus le RA est faible, plus la tension critique prédite par le modèle macrospin diminue, et plus l'écart relatif entre simulations micromagnétiques et modèle macrospin diminue**. Par conséquent, **les simulations micromagnétiques**

valident la description des PSA-MRAM par un modèle macrospin, puisque ces dernières visent à être implémentées sur une barrière à faible RA et avec une couche de stockage à faible α .

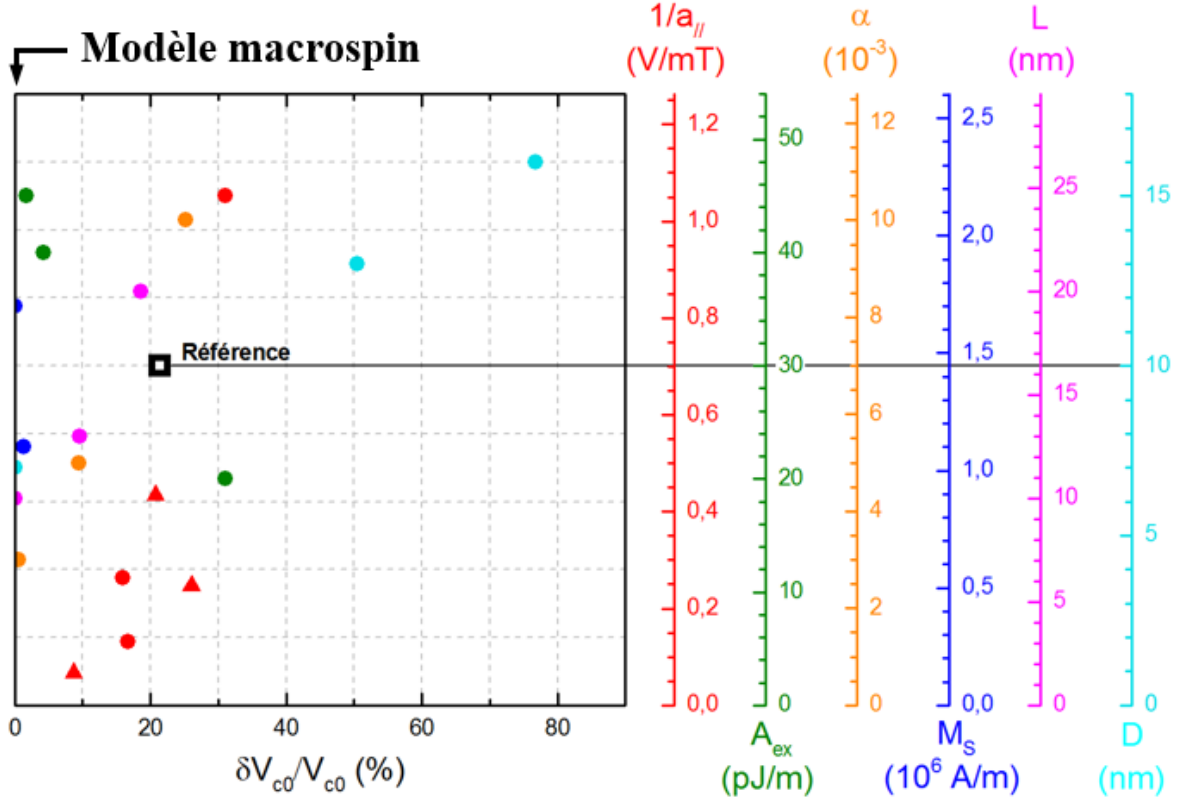


FIGURE 2.12 – Valeur de $\delta V_{c0}/V_{c0}$ (axe des abscisses) en fonction des paramètres de simulation (axes des ordonnées en multi-axes). L'échantillon de référence (carré noir) possède les paramètres indiqués par chacun des axes. Les autres points en couleur du graphique possèdent les mêmes paramètres que la référence, à l'exception du paramètre indiqué par l'axe de même couleur dont la valeur est donnée par cet axe. L'axe rouge [■] fait référence à $a_{||} = a_{||}(0) \exp\left(-\frac{z}{z_{STT}}\right)$, qui varie lorsque $a_{||}(0)$ varie (cercles rouges) ou lorsque z_{STT} varie (triangles rouges). Les axes vert [■], orange [■], bleu [■], rose [■] et cyan [■] font respectivement référence à A_{ex} (cercles verts), α (cercles oranges), M_S (cercles bleus), L (cercles roses) et D (cercles cyans).

Il reste finalement à interpréter les points correspondant aux paramètres M_S , L et D , exercice plus complexe du fait de leurs influences multiples. En effet, $V_{c0}^{\text{Macrospin}}$ dépend à la fois de M_S , V (lui-même dépendant de L et D), E_b (lui-même dépendant de M_S , L et D) et $a_{||}$ (lui-même dépendant de M_S et L). La figure 2.12 montre une variation monotone de D avec la différence relative de tension critique, alors que cette dernière passe par un maximum lorsque M_S et L varient. Cette étude seule ne permet pas de déduire si ces dépendances sont observées dans tous les systèmes ou si elles sont propres au système de référence choisi. La seule dépendance qu'il est possible d'affirmer est la forte augmentation de $\delta V_{c0}/V_{c0}$ lorsque D tend vers le diamètre critique à partir duquel l'anisotropie devient planaire. En effet, lorsque

$D = 16$ nm (pour rappel, $L = 16,4$ nm) la différence relative de tension critique est de 77 % ($V_{c0}^{\text{Micromag}} = 0,688$ V et $V_{c0}^{\text{Macrospin}} = 0,389$ V). Dans ce système, V_{c0}^{Micromag} est très faible du fait de la faible valeur de la stabilité Δ . D'un point de vue micromagnétique, le basculement de cette couche dissipe 77 % fois plus d'énergie que celle prédite par le modèle macrospin. Il semble donc que **réduire la tension critique d'écriture en réduisant drastiquement la stabilité de la couche libre ne soit pas une stratégie viable pour abaisser fortement la tension critique**, la différence relative de tension critique augmentant alors considérablement.

III. Influence de la forme des couches

Les simulations ont, jusqu'à présent, été réalisées sur des cylindres parfaits. Cette section a pour objectif de donner des ordres de grandeurs de la chute de stabilité induite lorsqu'une couche de stockage n'a pas une forme parfaitement cylindrique. En pratique, ces formes non cylindriques sont obtenues lors de la gravure de la couche. Comme détaillé au chapitre 4, la couche de stockage est gravée par IBE (*Ion Beam Etching*), technique qui consiste à bombarder le substrat d'atomes neutres. Si ces derniers sont suffisamment énergétiques, ils peuvent arracher de la matière au substrat et donc le graver. La gravure IBE est probabiliste par nature, et n'offre donc que peu de contrôle sur la rugosité des flancs des piliers. De plus, selon les conditions de gravure, un pilier cylindrique peut durant la gravure acquérir une forme de cône tronqué.

1. Couches cylindriques endommagées sur les flancs

Des cylindres avec défauts sur les flancs sont générés selon le protocole décrit ci-dessous. Compte-tenu du temps de calcul que nécessite cette étude, seuls des cylindres faits de Co avec $L = 20$ nm et de diamètre variable sont simulés. Selon la théorie macrospin, un tel cylindre possède une anisotropie de forme perpendiculaire lorsque $D \lesssim 22,6$ nm.

- Un cylindre de diamètre $D = 60$ nm est, dans un premier temps, généré de manière classique. Le maillage est réalisé avec des cellules cubiques 0,5 nm de côté. Le diamètre de 60 nm est choisi pour être plus de 2 fois supérieur au diamètre critique de 22,6 nm à partir duquel l'aimantation passe hors plan.
- Le cylindre est placé dans une boucle qui, à chaque itération, va l'amincir de façon probabiliste jusqu'à gravure complète du cylindre. A chaque itération, chaque cellule du cylindre a une probabilité p d'être retirée du cylindre. Cette dernière est donnée par la formule $p = (6 - N_v) q$, où N_v est le nombre de cellules voisines et q est choisi égal à 0,05. Les cellules voisines sont définies comme étant les cellules possédant une face commune avec la cellule considérée, il y en a un maximum de 6.
- Une fois le cylindre aminci à la taille souhaitée, le système est analysé afin d'éliminer d'éventuelles cellules ou groupes de cellules qui seraient isolés du cylindre principal. Cette procédure est importante pour que le système ne comporte

pas de cellules flottantes, qui ne seraient pas couplées par échange au reste de la structure.

- Finalement, pour des diamètres $D \geq 8$ nm, le maillage du système est transformé en un maillage réalisé avec des cellules cubiques de 1 nm de côté afin de réduire le temps de calcul et d'être en accord avec les simulations réalisées jusqu'à présent. Pour les systèmes de diamètres $D < 8$ nm, le maillage en cellules cubiques 0,5 nm de côté est conservé.

Le diamètre moyen des cylindres ainsi générés est calculé selon la formule $\sqrt{4V/L\pi}$, où le volume V est simplement le produit du nombre de cellule par le volume d'une cellule. La figure 2.13 présente une série de cylindres issus d'amincissements successifs, dont le diamètre varie entre 22 et 2 nm.

L'ensemble de la procédure est finalement répétée 8 fois, donnant ainsi 8 séries de cylindres de diamètre compris entre 22 et 2 nm. Visuellement, les cylindres générés ressemblent à ce que pourrait donner une gravure IBE, à l'exception près que les défauts sont des cubes de 1 nm de côté (d'air ou de matière selon la nature du défaut). Les cylindres de diamètres sub-6 nm n'ont pas une structure qui semble physiquement réaliste. Cela est également cohérent avec la gravure IBE, qui a du mal à amincir des piliers à ces valeurs de diamètre sans les faire tomber.

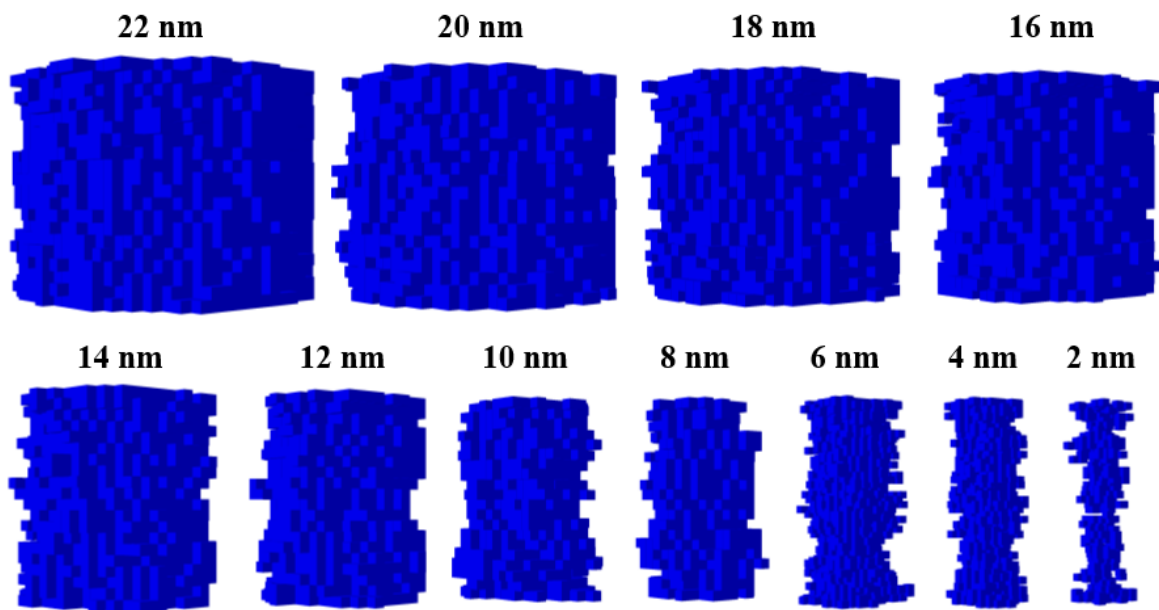


FIGURE 2.13 – Série de cylindres issus d'amincissements successifs selon le protocole décrit dans le manuscrit (série #6). Le diamètre indiqué au-dessus de chaque figure est le diamètre de chaque cylindre, arrondi à l'unité.

Stabilité thermique Δ

Des simulations MEP sont réalisées sur l'ensemble des 8 séries de cylindres, notées #1 à #8. Pour comparaison, les simulations MEP sont également réalisées sur un ensemble de cylindres ne possédant pas de défauts. Les résultats présentés en figure 2.14 montrent un bon accord entre le modèle macrospin et les simulations MEP des cylindres générés sans défauts, ainsi qu'une convergence des simulations

MEP des 8 séries de cylindres. Cette convergence prouve que, malgré la stochasticité du processus de génération des cylindres, le résultat final est en moyenne toujours le même.

Les simulations MEP de cylindres avec défauts montrent une chute drastique de la stabilité, d'environ 45 % au niveau du sommet de la courbe, par rapport à des cylindres sans défauts. Dans ces systèmes, les seules énergies mises en jeu sont l'énergie d'échange et l'énergie démagnétisante. Or, puisque les systèmes, y compris les cylindres avec défauts, se comportent comme des quasi-macrospins, l'énergie d'échange est négligeable devant l'énergie démagnétisante. **La chute de stabilité est, par conséquent, quasi-exclusivement due à une chute de l'énergie démagnétisante.** En effet, la nature des défauts générés (des cubes de 1 nm de côté) induit la création de charges magnétiques au niveau de ces derniers. Cela a pour conséquence d'augmenter l'énergie dipolaire du GS, c'est-à-dire d'affaiblir l'état perpendiculaire, et de diminuer l'énergie dipolaire du MES de manière à ce que l'état dans le plan soit moins coûteux en énergie.

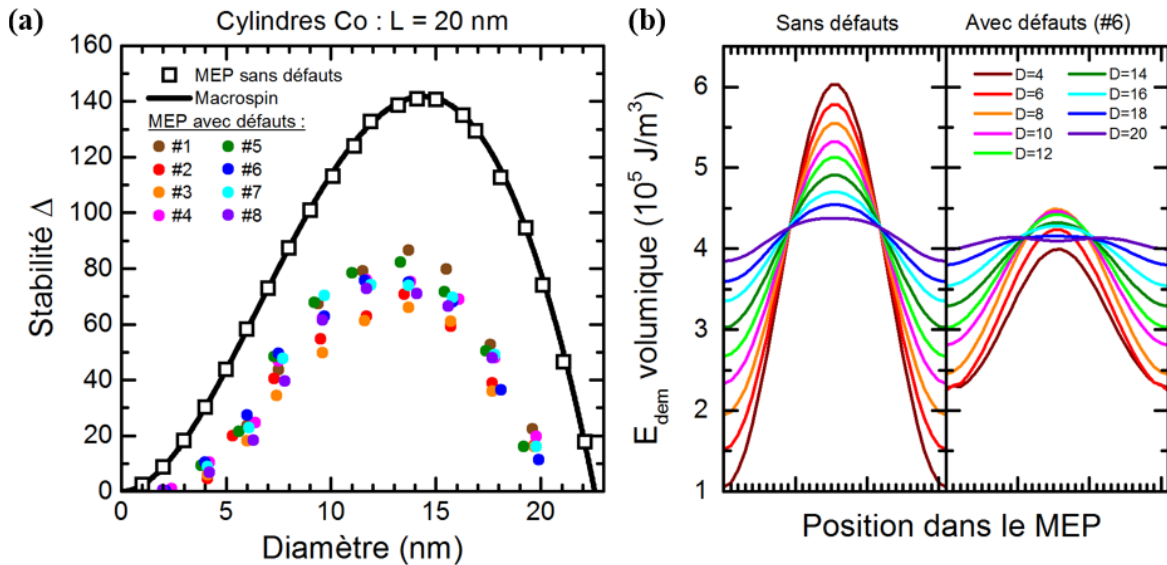


FIGURE 2.14 – (a) Stabilité en fonction du diamètre de cylindres de Co avec $L = 20$ nm. Le trait noir représente le modèle macrospin (Eq. 2.6). Les carrés noirs reportent le résultat des simulations MEP de cylindres sans défaut. Les ronds de couleur reportent le résultat des séries #1 à #8 des simulations MEP de cylindres avec défauts. (b) Comparaison entre l'énergie démagnétisante volumique des cylindres sans défaut et des cylindres avec défauts (de la série #6).

Nous estimons que cette chute de stabilité est une majoration de la chute réelle de stabilité qui pourrait être observée expérimentalement puisque, dans le cas d'une gravure réelle, les défauts seraient plus lisses, ce qui diminuerait l'augmentation de l'énergie d'interaction dipolaire induite par la création de défauts. En conclusion, avec une gravure IBE, il est raisonnable de s'attendre à **une chute de stabilité allant jusqu'à 45 %** des valeurs prédites par les diagrammes de la figure 2.8 lorsque les systèmes considérés se situent au minimum des iso- Δ / maximum des iso- M_S . Lorsqu'ils se situent loin de ces extrema, la chute de stabilité est potentiellement plus importante.

Tension DC critique V_{c0}

L'étude sur la dynamique d'aimantation décrite à la section précédente est reprise ici pour être appliquée au cas des cylindres avec défauts. Le tableau 2.3 reporte les valeurs des tensions critiques $V_{c0}^{\text{Macrospin}}$, calculées théoriquement selon le modèle macrospin, et V_{c0}^{Micromag} , extraite des simulations micromagnétiques. L'étude est réalisée sur la série #6 dont la structure des cylindres est donnée en figure 2.13 et dont les propriétés statiques (Fig. 2.14) sont représentatives de la moyenne des 8 séries. La figure 2.15 donne, quant à elle, une représentation graphique de ces données, analogue à celle de la figure de la section précédente.

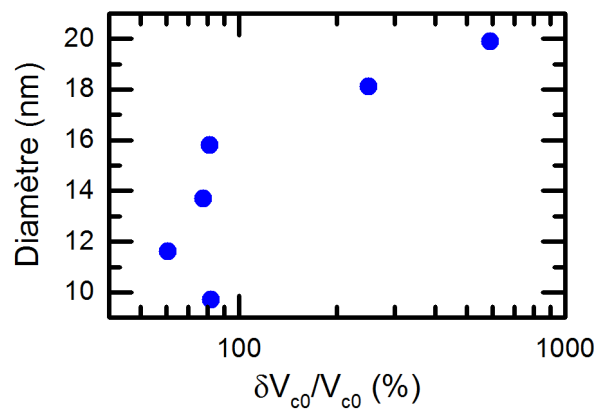


FIGURE 2.15 – Valeur de $\delta V_{c0}/V_{c0}$ en fonction du diamètre des cylindres de la série #6 (figure analogue à Fig. 2.12).

D (nm)	$V_{c0}^{\text{Macrospin}}$	V_{c0}^{Micromag}
9,7	1,278 V	2,325 V
11,6	1,054 V	1,692 V
13,7	0,754 V	1,339 V
15,8	0,534 V	0,968 V
18,1	0,227 V	0,793 V
19,9	0,057 V	0,396 V

TABLE 2.3 – Table des valeurs associées à la figure 2.15.

Les cylindres étudiés ici sont décrits par les mêmes paramètres matériaux que ceux de la section précédente ; seuls le diamètre et l'épaisseur changent. Ainsi, la plus proche comparaison qu'il est possible de faire entre les deux études est celle du cylindre sans défaut de longueur $L = 20$ nm ($D = 10$ nm) de la figure 2.12, décrit par un point rose sur cette dernière, avec le cylindre avec défauts de diamètre moyen $D = 9,7$ nm ($L = 20$ nm) de la figure 2.15. Le premier présente une différence relative de tension critique $\delta V_{c0}/V_{c0} < 20$ % alors qu'elle est supérieure à 80 % pour le second. Cette différence montre qu'une **perte d'énergie conséquente a lieu lors d'un basculement de l'aimantation du fait de l'ajout des défauts**. De manière plus générale, **les systèmes sans défauts présentés dans la section précédente montrent une différence relative de tension critique $\delta V_{c0}/V_{c0}$ de 10 à 40 %, alors que ceux de cette étude, générés avec défauts, montrent une différence relative de tension critique de l'ordre de 80 %**. Finalement, tout comme pour l'étude en diamètre de la figure 2.12, cette étude montre également une augmentation rapide de $\delta V_{c0}/V_{c0}$ lorsque D augmente, c'est-à-dire lorsque la stabilité diminue. Cette augmentation est bien plus rapide dans le cas des cylindre avec défauts : $\delta V_{c0}/V_{c0}$ atteint près de 800 % pour un diamètre moyen de 19,9 nm.

La création de défauts dans les structures cylindriques a donc de lourdes conséquences, à la fois sur les propriétés statiques et sur les propriétés dynamiques. Pour les systèmes qui se situent au minimum des iso- Δ des diagrammes de stabilité,

l'introduction de défauts implique une chute de Δ de l'ordre de 50 % ainsi qu'une augmentation de la tension critique d'écriture en régime DC de l'ordre de 80 %. Le procédé de fabrication de ces cylindres magnétiques est donc un point crucial que tout industriel doit maîtriser avant de commercialiser la technologie PSA-STT-MRAM.

Cette étude montre finalement que, dans l'optique d'une démonstration du concept des PSA-STT-MRAM, l'écriture par STT est le point le plus difficile à prouver d'un point de vue expérimental. En effet, nous avons déjà conclu quant à la nécessité de travailler avec des barrières à faible RA et une couche de stockage à faible α , afin de réduire la tension critique $V_{c0}^{\text{Macrospin}}$ à laquelle la jonction peut être écrite. Puisqu'il semble que la tension réelle V_{c0}^{Micromag} soit supérieure de 80 % à la tension du modèle macrospin, **il est également nécessaire de diminuer de 80 % le produit $RA \times \alpha$ pour espérer pouvoir écrire la jonction.** Cela nous emmène au-delà de ce qui est réalisable au laboratoire SPINTEC. **Il est donc nécessaire de contourner ce problème en jouant sur d'autres facteurs influençant les propriétés de transport, comme la température.**

2. Couches faiblement coniques

Des simulations MEP sont réalisées sur des cônes tronqués, ces derniers représentant une couche de stockage à anisotropie de forme perpendiculaire dont la géométrie n'est pas parfaitement cylindrique. Les cônes sont définis par le diamètre D de leur base au niveau de la barrière tunnel, leur épaisseur L et leur angle β (Fig. 2.16). Par conséquent, le diamètre supérieur d est donné par l'équation ci-dessous.

$$d = D - 2L \tan(\beta) \quad (2.19)$$

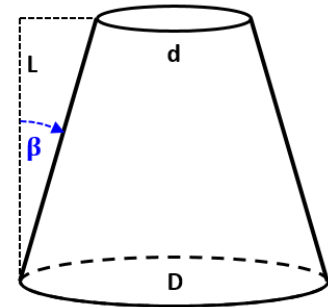


FIGURE 2.16 – Schéma d'un cône tronqué.

Compte-tenu du temps de calcul de ces simulations, le MEP n'est calculé que sur des cônes faits de Co, pour lesquels le diamètre varie de $D = 1$ à 25 nm par pas de 2 nm, l'épaisseur de $L = 1$ à 35 nm par pas de 2 nm et l'angle $\beta = 0$ à 15° par pas de 5° . La stabilité des cônes de base D est comparée à celle des cylindres de base D . La figure 2.17 retranscrit la chute relative de stabilité définie par $\delta\Delta/\Delta = [\Delta(\beta = 0) - \Delta(\beta)] / \Delta(\beta = 0)$, puisque, par définition, $\Delta(\beta = 0)$ correspond au cas du cylindre. Les diagrammes prévoient une chute importante de la stabilité, y compris pour un angle faible de $\beta = 5^\circ$. Par exemple, au niveau des minima des iso- Δ , qui correspond à la région de fonctionnement d'une PSA-STT-MRAM (hypothèse justifiée chapitre 3), la chute relative de stabilité est d'environ 15 % pour $\beta = 5^\circ$, 30 % pour $\beta = 10^\circ$ et 50 % pour $\beta = 15^\circ$. **Une géométrie même faiblement conique a donc une grande influence sur la stabilité d'une couche à anisotropie de forme perpendiculaire.**

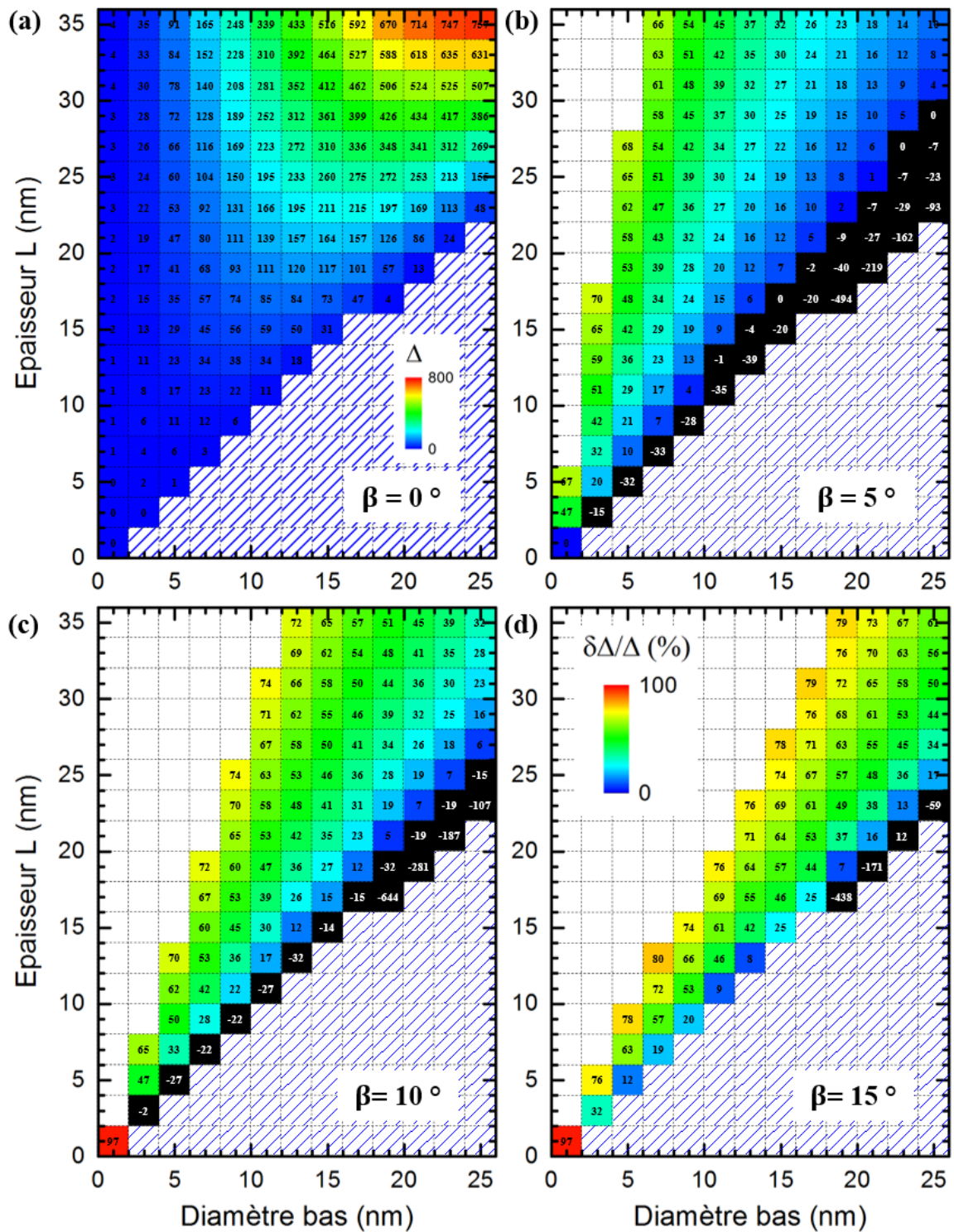


FIGURE 2.17 – Stabilité Δ de cônes tronqués faits en Co, en fonction de L , D et β . Ces stabilités sont calculées par simulations MEP. (a) Cas de référence du cylindre ($\beta = 0^\circ$). Le code couleur indique la stabilité thermique Δ qui varie entre 0 et 800. La zone hachurée bleue correspond à une stabilité dans le plan. (b) à (d) Chute relative de stabilité $\delta\Delta/\Delta$ (%) par rapport au cas de référence (a), respectivement pour des angles $\beta = 5^\circ$ (b), $\beta = 10^\circ$ (c) et $\beta = 15^\circ$ (d). Les zones en noir indiquent une chute de stabilité négative, c'est-à-dire une augmentation de stabilité par rapport au cas de référence. Les zones blanches indiquent les régions où le diamètre supérieur du cône $d < 0$, soit les régions où les cônes ne sont pas définis.

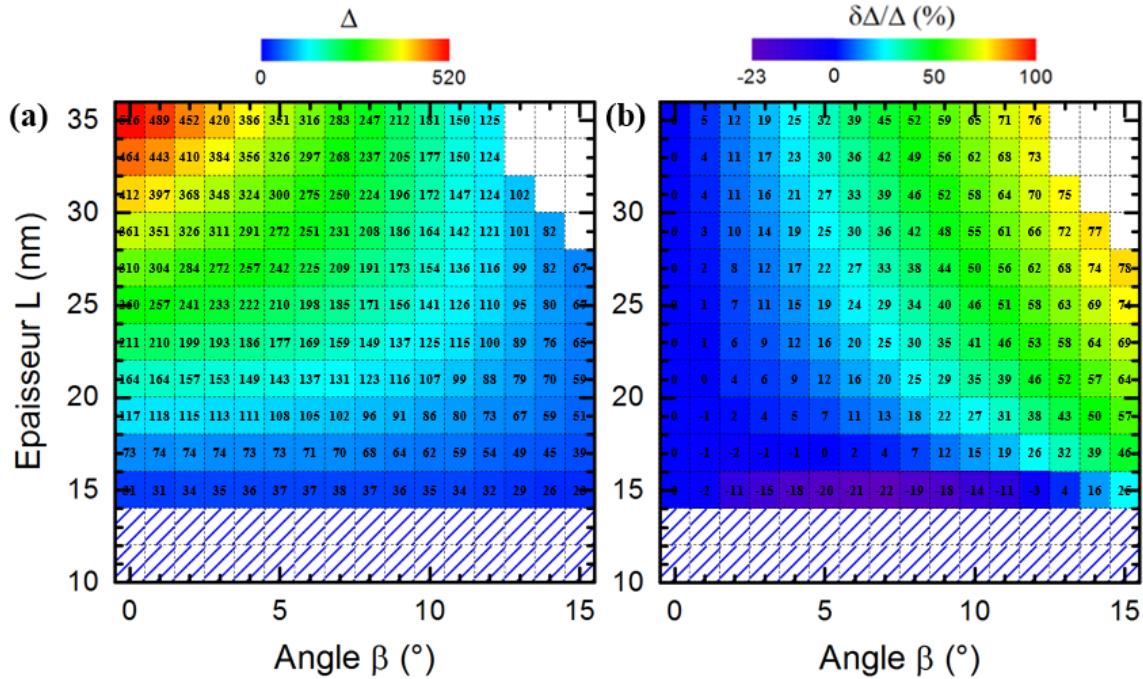


FIGURE 2.18 – (a) Stabilité thermique Δ de cônes tronqués faits en Co en fonction de L et β et pour $D = 15$ nm. (b) Chute relative de la stabilité de ces mêmes systèmes par rapport au cas du cylindre ($\beta = 0^\circ$), qui sert de référence.

Il est en revanche constaté que, pour des épaisseurs et diamètres proches de la transition entre une aimantation stable dans le plan et hors du plan, la variation relative de stabilité est négative (zones noires sur la figure 2.17). Cela signifie que, dans ces systèmes, le fait de posséder une géométrie faiblement conique augmente la stabilité par rapport au cas du cylindre. Afin d'étudier plus en détail cet effet, des cônes tronqués faits de Co sont simulés avec un diamètre fixé $D = 15$ nm et où L et β varient (Fig. 2.18). Cette étude prévoit également une augmentation de la stabilité pour des angles relativement faibles ($\beta < 10^\circ$) et pour des épaisseurs proches de la transition à aimantation dans le plan. En particulier, l'augmentation maximale de $\delta\Delta/\Delta$ observée sur cette figure est obtenue pour $L = 13$ nm et $\beta = 7^\circ$. Elle correspond à une augmentation de 22 %, soit une importante augmentation de stabilité. En revanche, puisque ces augmentations sont obtenues seulement à proximité de la limite de stabilité, elles sont associées à de faibles valeurs de Δ . Par exemple, dans le cas de l'augmentation maximale à $L = 13$ nm et $\beta = 7^\circ$, la stabilité passe de $\Delta(\beta = 0) = 30,8$ à $\Delta(\beta = 7) = 37,6$. En conclusion, **bien que cet effet soit réel, il n'a que peu d'utilité quant aux applications industrielles des PSA-MRAM, puisqu'il n'apparaît qu'à de faibles valeurs de stabilité.** Dans les régions d'intérêt que sont les minima des iso- Δ , la géométrie conique ne peut que faire chuter la stabilité.

Finalement, le deuxième problème soulevé par les géométries coniques est celui de la chute de la TMR. La figure 2.19.a reporte l'angle moyen θ , défini selon l'axe perpendiculaire, que fait l'aimantation des cellules situées sur une épaisseur < 1 nm de la surface avec MgO, dans le cas d'un cylindre d'épaisseur L et de diamètre D. Ces cylindres sont faits de Co et ne possèdent pas d'anisotropie de surface. Plus

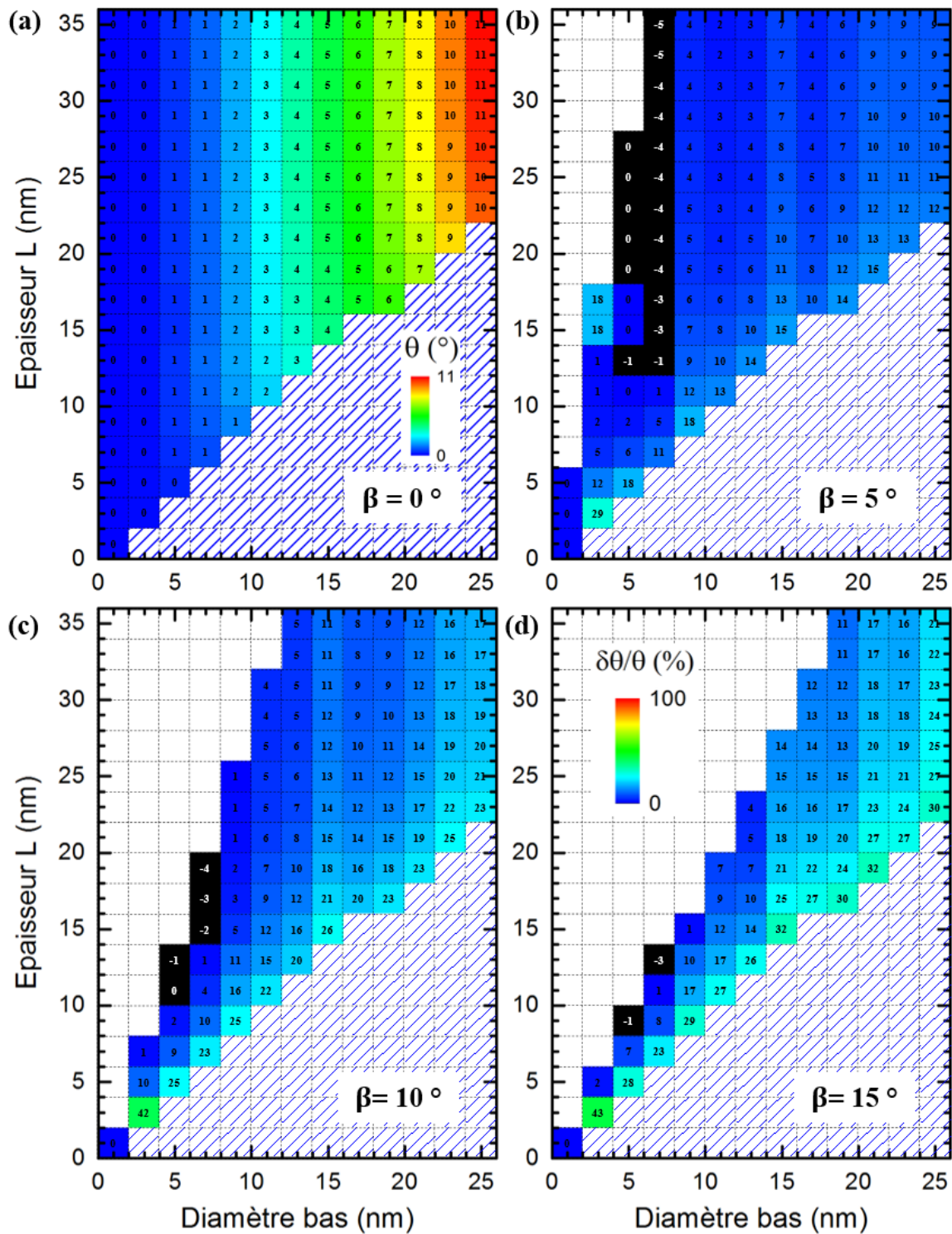


FIGURE 2.19 – Angle θ , angle moyen que fait l'aimantation des cellules qui sont situées sur une épaisseur < 1 nm de la surface avec MgO, de cônes tronqués faits en Co en fonction de L , D et β . (a) Cas de référence du cylindre ($\beta = 0^\circ$). Le code couleur indique l'angle θ qui varie entre 0 et 11° . La zone hachurée en bleu correspond à une stabilité dans le plan. (b) à (d) Chute relative de l'angle $\delta\theta/\theta$ (%) par rapport au cas de référence (a), respectivement pour des angles $\beta = 5^\circ$ (b), $\beta = 10^\circ$ (c) et $\beta = 15^\circ$ (d). Les zones en noir indiquent une chute négative de l'angle, c'est-à-dire une augmentation de ce dernier par rapport au cas de référence.

l'angle θ est proche de 0° , plus les systèmes ont une TMR proche de la valeur théorique maximale. En revanche, plus l'angle devient grand, plus la TMR des systèmes chute. Les figures 2.19.b à 2.19.d tracent l'augmentation relative de cet angle $\delta\theta/\theta = [\theta(\beta) - \theta(\beta = 0)] / \theta(\beta = 0)$, définie comme l'augmentation relative de l'angle θ dans un cône d'angle β par rapport au cas du cylindre. De même que pour les diagrammes de chute de stabilité (Fig. 2.17), une géométrie conique implique une augmentation relative de l'angle θ de l'ordre de 10 % (pour $\beta = 5^\circ$) à 20 % (pour $\beta = 15^\circ$). En revanche, puisque dans le cas du cylindre l'angle est faible ($\theta = 2$ à 7° dans la zone d'utilisation des PSA-MRAM), **l'augmentation relative de l'angle θ dans les géométries faiblement coniques n'a, en pratique, que peu de conséquences sur la TMR.** Elle en aurait d'autant moins si une anisotropie d'interface avait été considérée, car cette dernière tend à aligner l'aimantation des couches adjacentes à la surface perpendiculaire à cette dernière.

En conclusion, **une géométrie conique, même faiblement, n'est pas souhaitable pour une couche à anisotropie de forme perpendiculaire.** Bien que la TMR ne soit quasiment pas affectée, la stabilité peut, selon les dimensions choisies, être impactée de manière significative.

IV. Etude de la stabilité de la référence

Dans tous les modèles présentés jusqu'à présent, la couche de référence a toujours été considérée comme une couche dont l'aimantation est totalement fixe. Nous discutons dans cette section de la limite de validité de cette hypothèse en séparant l'analyse en deux cas : la stabilité sous champ magnétique et la stabilité sous STT. Une MRAM est ici modélisée comme une tricouche magnétique (Fig. 2.20). La couche du haut est la couche libre, notée FL (*Free Layer*). La couche du milieu est l'empilement $[\text{Co}(0,5)/\text{Pt}(0,25)]_n/\text{Co}(0,5)/\text{Ta}(0,3)/\text{FeCoB}(1,3)$, notée TL (*Top Layer*). Elle comprend la partie supérieure du SAF ainsi que la couche de référence, couplées par échange à travers $\text{Ta}(0,3)$. Finalement, la couche du bas $[\text{Co}(0,5)/\text{Pt}(0,25)]_m$ est notée BL (*Bottom Layer*), elle contient la partie inférieure du SAF. FL et TL sont séparées par une couche de MgO d'épaisseur L_{MgO} alors que TL et BL sont séparées par une couche de Ru d'épaisseur L_{Ru} .

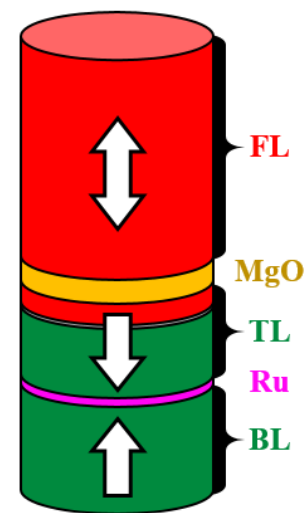


FIGURE 2.20 – Modèle en tricouche.

1. Stabilité de TL sous champ

Par rapport aux MRAM conventionnelles, une couche libre à anisotropie de forme perpendiculaire soulève un nouveau problème. En effet, le champ dipolaire rayonné par une couche mince peut aisément être négligé, mais pas celui d'une couche épaisse. La couche de stockage rayonne un champ dipolaire intense le long

de son axe perpendiculaire, donc en particulier au niveau du SAF, dont l'intensité décroît rapidement avec la distance. Il convient donc de s'assurer de la stabilité de TL sous l'influence d'un tel champ. La stabilité dépend de nombreux paramètres, notamment de M_S^{FL} , M_S^{TL} , L^{FL} , L^{TL} et L^{MgO} . De même que pour les précédentes études, seuls les cas de FL = Co et FL = Py sont étudiés, représentant les couches de stockage respectivement à fort et faible M_S . L'épaisseur de barrière est fixée à $L^{MgO} = 1,5$ nm, épaisseur conventionnellement utilisée au laboratoire.

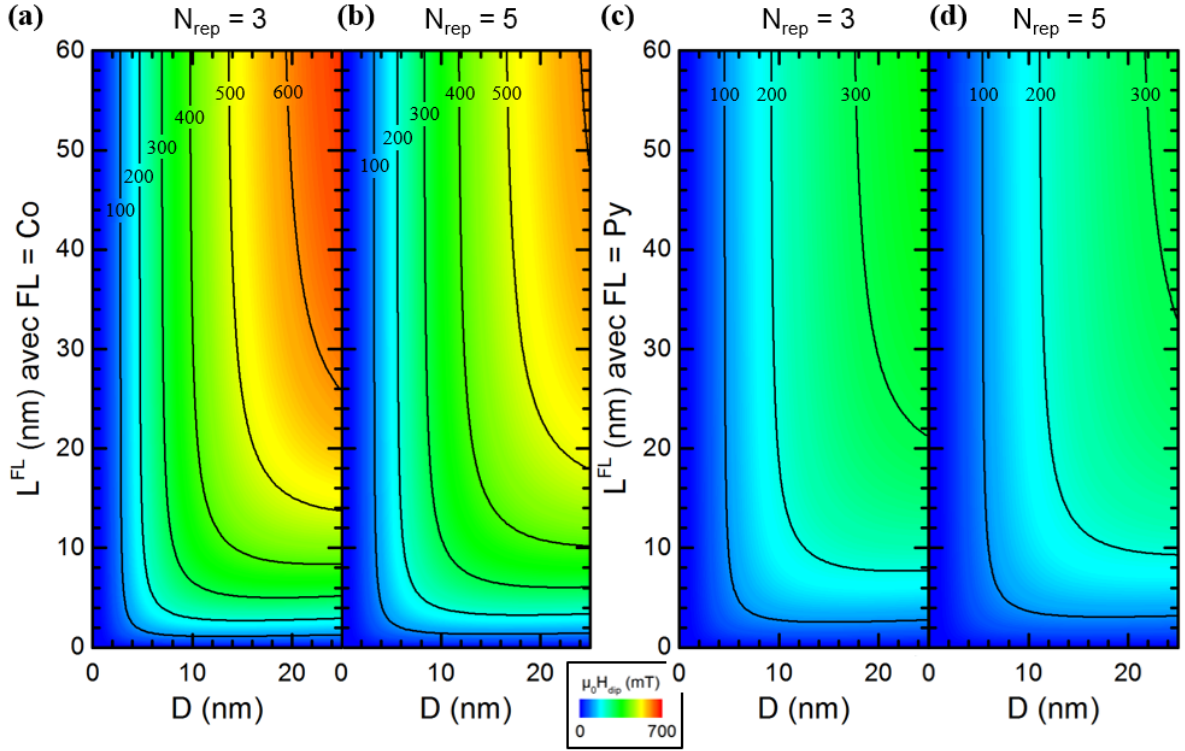


FIGURE 2.21 – Calcul numérique de l'amplitude du champ dipolaire moyen projeté sur l'axe z rayonné par FL sur TL. Le champ est calculé pour des cylindres de diamètre D et où $L^{MgO} = 1,5$ nm, avec respectivement $\{FL = Co, N_{rep} = 3\}$ (a), $\{FL = Co, N_{rep} = 5\}$ (b), $\{FL = Py, N_{rep} = 3\}$ (c) et $\{FL = Py, N_{rep} = 5\}$ (d). Tous les graphiques possèdent des axes normés.

Les cylindres d'épaisseur L et de diamètre D sont approximés par des parallélépipèdes rectangles d'épaisseur L et de largeur $D\sqrt{\pi}/2$ afin de conserver la surface et le volume des deux systèmes égaux. Le nombre de répétitions de Co(0,5)/Pt(0,25) dans TL est noté N_{rep} . Calculons l'amplitude du champ dipolaire moyen projeté sur l'axe z rayonné par FL sur TL et notée $\langle H_{dip,z}^{FL \rightarrow TL} \rangle$ (abrégée H_{dip} lorsqu'il n'y a pas d'ambiguïté), en supposant que l'aimantation de FL soit parfaitement alignée avec l'axe z. Ce calcul est effectué numériquement par une approche coulombienne, c'est-à-dire en calculant le champ créé par les charges magnétiques situées aux interfaces de FL. La figure 2.21 représente en code couleur H_{dip} en fonction de L^{FL} et de D , dans les cas respectifs où $N_{rep} = 3$ et $N_{rep} = 5$. Ces diagrammes font apparaître deux régimes distincts. Dans le cas où $L^{FL} < D$, le champ varie principalement avec L^{FL} mais est indépendant de D . Au contraire, dans le cas où $L^{FL} > D$, le champ varie principalement avec D mais est indépendant

de L^{FL} . Ce dernier constat est d'autant plus vrai que D est petit. En pratique, les PSA-MRAM se situent à la frontière de ces deux régimes, avec $L \gtrsim D$.

Dans le cas de diamètres $D < 15$ nm, ce qui représente typiquement le diamètre visé par cette technologie, et des épaisseurs $L \gtrsim D$, il est considéré dans la suite de cette analyse que le régime où $\langle H_{\text{dip},z}^{\text{FL} \rightarrow \text{TL}} \rangle$ est indépendant de L^{FL} est déjà atteint. En d'autres termes, il est supposé que le champ dipolaire $H_{\text{dip}}(L^{\text{FL}}, L^{\text{TL}}, D)$ de FL d'une PSA-MRAM sur TL peut être approximé par $H_{\text{dip}}(L^{\text{FL}} = \infty, L^{\text{TL}}, D)$, abrégé H_{dip}^{∞} . Cette approximation est pessimiste, dans le sens où elle surestime nécessairement la valeur de H_{dip} . Les figures 2.22.b et 2.22.c représentent, sous cette approximation, la valeur de H_{dip}^{∞} en fonction de L^{TL} et D , respectivement dans le cas où $\text{FL} = \text{Co}$ et $\text{FL} = \text{Py}$.

Afin de comparer le diagramme théorique précédent avec les échantillons préparés en laboratoire, le moment magnétique des empilements $\text{Ta}(3)/\text{Pt}(5)/[\text{Co}(0,5)/\text{Pt}(0,25)]_{N_{\text{rep}}}/\text{Co}(0,5)/\text{Ru}(0,9)/[\text{Co}(0,5)/\text{Pt}(0,25)]_{N_{\text{rep}}}/\text{Co}(0,5)/\text{Pt}(2)$ a été mesuré par VSM (*Vibrating-Sample Magnetometer*), où N_{rep} varie de 1 à 12 (Fig. 2.22.a). Les échantillons sont des carrés d'environ 1 cm de côté. Il s'agit donc d'empilements en plaque, qui ne sont pas structurés en piliers. Les champs nécessaires pour saturer le SAF dans la configuration parallèle sont à comparer avec les valeurs des diagrammes précédemment introduits. Par exemple, soit une couche libre de Co d'épaisseur $L^{\text{FL}} = \infty$ et d'un SAF avec $N_{\text{rep}} = 3$. Dans cette structure, TL est forcée à s'aligner parallèlement à BL à partir d'un champ $\mu_0 H_{\text{ext}} \simeq 430$ mT (en plaque). Cette valeur de champ est atteinte pour des piliers de diamètre $D \simeq 11$ nm. Par conséquent, en supposant temporairement que le champ coercitif du SAF reste inchangé entre une couche en plaque et une couche nanostructurée, **le SAF de la structure prise en exemple serait instable pour des diamètres $D > 11$ nm**. Cette valeur de diamètre est extrêmement petite et est caractéristique du cas Co qui est un matériau à forte aimantation à saturation. En effet, pour le même exemple avec une couche libre en Py, le SAF est stable pour tout diamètre sub-25 nm.

Comme évoqué plus haut, le champ coercitif d'un SAF inclus dans un pilier est différent de celui d'une couche en plaque. Il est, en revanche, difficile de prévoir si ce champ est plus petit ou plus grand. En effet, d'un point de vue purement théorique, réduire la taille latérale des couches contribue à abaisser - en valeur absolue - l'anisotropie de forme qui tend à mettre l'aimantation dans le plan de la couche. L'effet est d'autant plus important si D se rapproche de L_{TL} , ce qui est le cas des PSA-MRAM. En ce sens, le champ coercitif du SAF devrait augmenter. Il est néanmoins nécessaire de prendre en compte les défauts structuraux, que ce soit aux interfaces des couches minces ou sur les flancs des piliers, qui tendent à réduire ce champ coercitif. Le SAF devrait être largement touché par ces deux phénomènes puisque les couches Co/Pt sont des couches extrêmement minces (< 1 nm) et que le diamètre sera *in fine* très petit (< 15 nm). En conclusion, il est impossible de prévoir avec certitude comment les champs coercitifs du SAF évolueront une fois le pilier gravé. Nous nous limitons donc ici à cette étude semi-quantitative qui compare les champs coercitifs des couches en plaque et les champs dipolaires appliqués dans la

limite pessimiste où $L^{FL} = \infty$. Cette étude est poursuivie au chapitre 5 (Fig 5.15, p. 136), lors de l'analyse des champs de retournement du SAF sur piliers gravés.

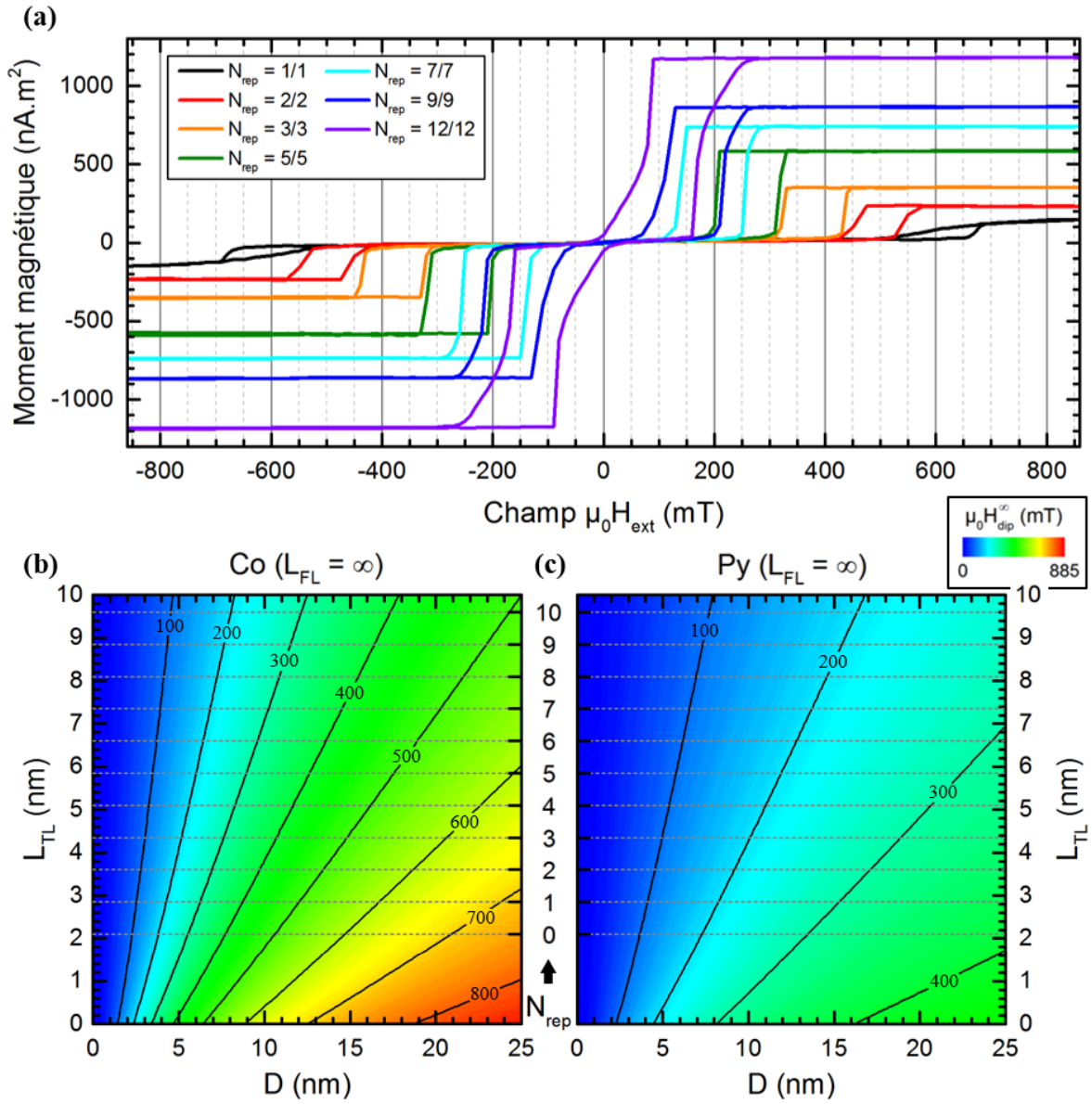


FIGURE 2.22 – (a) Courbes VSM représentant le moment magnétique en fonction du champ magnétique des empilements Ta(3)/Pt(5)/[Co(0,5)/Pt(0,25)] $_{N_{rep}}$ /Co(0,5)/Ru(0,9)/[Co(0,5)/Pt(0,25)] $_{N_{rep}}$ /Co(0,5)/Pt(2) où N_{rep} varie de 1 à 12, mesuré en plaque et après un recuit à 300 °C pendant 10 min. (b) et (c) Calcul numérique de l'amplitude du champ dipolaire moyen projeté sur l'axe z rayonné par FL sur TL. Le champ est calculé pour des cylindres de diamètre D où $L^{MgO} = 1,5$ nm et dans la limite $L^{FL} = \infty$, avec respectivement $FL = Co$ (b) et $FL = Py$ (c). L'axe situé entre les deux graphiques traduit l'épaisseur de TL en nombre de répétitions de Co(0,5)/Pt(0,25) selon la formule : $L^{TL}(nm) = 2,1 + 0,75 N_{rep}$.

2. Stabilité de TL sous STT

Cette sous-section reprend la modélisation d'une tricoche macrospin (Fig. 2.20) et l'applique au cas d'une p-STT-MRAM conventionnelle (non pas au cas d'une PSA-STT-MRAM) soumise au STT. L'objectif est d'étudier la stabilité de TL sous l'effet du couple de transfert de spin sans qu'elle ne soit également sujette à la présence du fort champ dipolaire d'une couche à anisotropie de forme.

Description du modèle numérique

La dynamique d'aimantation de chaque couche est obtenue par intégration numérique simultanée de la LLGS (Eq. 1.22, p. 14) de chacune des couches. Un couplage RKKY est naturellement considéré entre BL et TL. Le transfert de spin est quant à lui considéré entre TL et FL, en tenant bien compte du STT classique de TL \rightarrow FL (où TL sert de polariseur) et du STT mutuel de FL \rightarrow TL (où FL sert de polariseur). Cette dernière interaction est souvent ignorée dans la littérature puisque TL y est considérée comme infiniment stable. Lorsqu'elle est affaiblie, il est cependant nécessaire de se poser la question des conséquences que cela peut avoir sur la dynamique de la jonction. Cet affaiblissement de TL peut être dû notamment à la présence d'un champ magnétique où à une réduction du RA, ces deux effets étant combinés dans les PSA-STT-MRAM.

Le système étudié est un cylindre de 40 nm de diamètre où l'ensemble des propriétés des 3 couches sont résumées à la table 2.4. Dans le cadre de cette étude, ce système est appelé système de référence. La température est, pour la première fois dans ce travail de thèse, fixée à une valeur non nulle. Elle est implémentée à travers l'addition d'un champ magnétique stochastique suivant la distribution Gaussienne, directement ajouté au champ effectif total de chaque couche [6]. Plusieurs valeurs de température ont été testées et il semble que $T = 100$ K soit un bon compromis entre l'obtention de l'effet stochastique recherché et le bruit qu'il implique. Les simulations sont donc effectuées à cette température.

	BL	Ru	TL	MgO	FL
L (nm)	5,5	0,9	3,75	1,3	1,4
M_S (A/m)	$8,8 \cdot 10^5$		$8,8 \cdot 10^5$		$1,0 \cdot 10^6$
K_u (J/m ³)	$8,0 \cdot 10^5$		$5,0 \cdot 10^5$		$6,3 \cdot 10^5$
α	0,02		0,02		0,01
$a_{ }$ (T/V)	0		-0,011		0,026
$J_{\text{RKKY}} = -1,5 \text{ mJ/m}^2$					

TABLE 2.4 – Paramètres du système de référence.

La procédure suivie lors des simulations, schématisée figure 2.23.a, est la suivante :

- Le système est dans un premier temps initialisé dans la configuration $\{m_z^{\text{BL}} = +1, m_z^{\text{TL}} = -1, m_z^{\text{FL}} = -1\}$.

- Le champ magnétique est fixé à une valeur constante égale à sa valeur minimale H_{\min} .
- Une impulsion de tension $U_{\text{app}}(t)$ est appliquée, caractérisée par les constantes de temps suivantes :
 - un temps de délais ($t_d = 5$ ns) où $U_{\text{app}} = 0$ V ;
 - un temps de montée ($t_r = 0,1$ ns) où U_{app} passe de 0 V à une valeur U ;
 - un temps d'impulsion ($t_p = 5$ ns) où $U_{\text{app}} = U$;
 - un temps de descente ($t_f = 0,1$ ns) où U_{app} passe de la valeur U à 0 V. La valeur de la tension reste à 0 jusqu'à la fin du temps total d'intégration ($t_{\text{int}} = 25,2$ ns).
- A la fin du temps total d'intégration, la valeur de l'aimantation de chaque couche est enregistrée, la valeur du champ est incrémentée d'une valeur ΔH et l'impulsion de tension recommence. Les aimantations au début de l'itération $n^\circ i+1$ coïncident avec les aimantations à la fin de l'itération $n^\circ i$. Ainsi les valeurs des aimantations ne sont fixées qu'une seule fois par simulation, lors de la phase d'initialisation.
- Une fois que le champ a atteint sa valeur maximale H_{\max} , l'incrémentación se fait d'une valeur $-\Delta H$, jusqu'à atteindre de nouveau la valeur initiale H_{\min} .

Pour chaque couche, chaque valeur de U et chaque valeur de H , deux valeurs d'aimantation sont ainsi enregistrées : la première lors du balayage de $H_{\min} \rightarrow H_{\max}$ et la deuxième lors du balayage de $H_{\max} \rightarrow H_{\min}$. En d'autres termes, un total de 6 graphes est obtenu (3 couches \times 2 balayages en champ) reportant l'aimantation réduite en fonction du champ $m_z(H)$. L'ensemble du procédé décrit ci-dessus est répété pour différentes valeurs de U , ce qui permet de tracer 6 graphes 2D reportant l'aimantation réduite en fonction du champ et de la tension $m_z(H, U)$.

Les 6 graphes obtenus dans le cas du système de référence sont discutés ci-après (Fig. 2.24). Pour plus de lisibilité, ces 6 graphes sont condensés en 2 graphiques reportant la résistance de la jonction en fonction du champ et de la tension $R(H, U)$, respectivement lors des balayages en champ $H_{\min} \rightarrow H_{\max}$ et $H_{\max} \rightarrow H_{\min}$. Ces deux graphiques sont à leur tour condensés en un seul, qui reporte la valeur moyenne de la résistance des deux balayages $R_{\text{avg}}(H, U)$. Finalement, puisqu'une température non nulle est utilisée lors des simulations, chaque diagramme est recalculé 10 fois. Les diagrammes présentés ici représentent donc la moyenne de ces 10 simulations.

La résistance est définie par l'équation 2.20, où R_P et R_{AP} représentent respectivement la résistance de la jonction dans l'état parallèle (P) et antiparallèle (AP). Cette procédure de simulation des diagrammes H-U est analogue à la procédure expérimentale standard.

$$R = \frac{2R_P R_{AP}}{R_P + R_{AP} + (R_{AP} - R_P) \frac{\vec{m}_{\text{TL}} \cdot \vec{m}_{\text{FL}}}{|\vec{m}_{\text{TL}}| |\vec{m}_{\text{FL}}|}} \quad (2.20)$$

La figure 2.23.b présente le digramme $R_{\text{avg}}(H, U)$ de l'échantillon de référence dans le cas où FL est totalement isolée, c'est-à-dire que tous les champs dipolaires ainsi que le STT mutuel $\text{FL} \rightarrow \text{TL}$ ont été numériquement supprimés. Les régions bleue et rouge représentent respectivement les états d'aimantation P et AP. La région blanche est une région de résistance intermédiaire, correspondant en réalité à la

moyenne d'un état P lors du balayage $H_{\min} \rightarrow H_{\max}$ et d'un état AP lors du balayage $H_{\max} \rightarrow H_{\min}$. En d'autres termes, il s'agit de la zone de bistabilité de FL. Ce type de diagramme est équivalent au cas d'un macrospin isolé et a largement été étudié dans la littérature [57]. Il est en particulier en bon accord avec la majorité des diagrammes expérimentaux de mémoires p-STT-MRAM conventionnelles [125, 126]. La suite de cette étude vise à étudier l'évolution de ces diagrammes en fonction des propriétés de TL et FL.

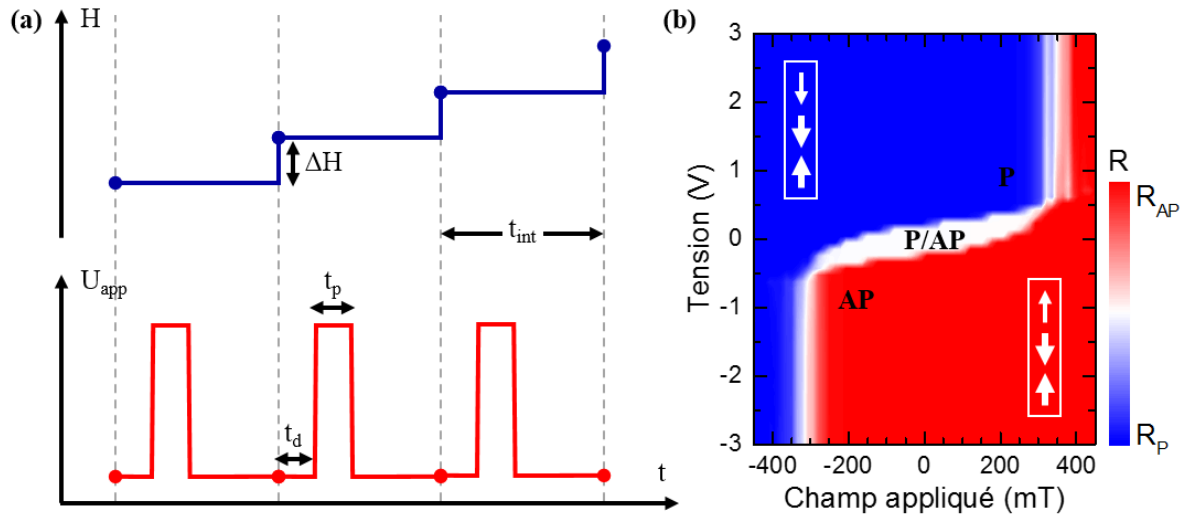


FIGURE 2.23 – (a) Schéma de la procédure suivie pour simuler les diagrammes $m_z(H, U)$. Les temps de montée (t_r) et de descente (t_f) ne sont pas indiqués par soucis de visibilité. (b) Diagramme $R_{\text{avg}}(H, U)$ de l'échantillon de référence dans le cas où FL est totalement isolée. Le trio de flèche schématise la configuration de l'aimantation de BL, TL et FL.

Etude de l'échantillon de référence

La figure 2.24 résume l'ensemble des 6 diagrammes de l'échantillon de référence. La première ligne correspond au balayage $H_{\min} \rightarrow H_{\max}$ et la deuxième au balayage $H_{\max} \rightarrow H_{\min}$. Les trois colonnes représentent, de gauche à droite, les couches BL, TL et FL. Chaque diagramme illustre l'aimantation réduite $m_z(H, U)$ tel qu'expliqué précédemment.

BL, qui n'est pas soumise au STT, est stable sur l'ensemble des gammes de champ (± 450 mT) et de tension (± 3 V) appliquées. En effet, BL est une couche qui possède une forte anisotropie magnétocristalline perpendiculaire, en plus d'être couplée antiferromagnétiquement à TL par couplage RKKY.

TL possède la même anisotropie que BL mais est, contrairement à cette dernière, soumise au STT et donc sensible aux impulsions de tension. Expérimentalement, pour écrire des p-STT-MRAM conventionnelles, des tensions de 0,5 à 1 V sont appliquées. Dans cette gamme de tension, les diagrammes indiquent que l'aimantation de TL est stable. En revanche, pour des valeurs de tension - en valeur absolue - plus élevées, un nouveau comportement est observé.

- Pour une tension $U = -1,5$ V, il est possible de remarquer que, lorsque le champ augmente progressivement de $H_{\min} \rightarrow H_{\max}$ (Fig. 2.24.b), l'aimantation de TL reste

inchangée ($m_z^{\text{TL}} = -1$) jusqu'à que le champ atteigne une valeur d'environ +250 mT. A ce moment-là, la combinaison du champ et de la tension permet de faire basculer l'aimantation de TL ($m_z^{\text{TL}} = +1$). En effet, un champ positif favorise l'état \uparrow et une tension négative favorise, sous l'effet du STT mutuel, un état d'aimantation P entre TL et FL (avec $m_z^{\text{FL}} = +1$). Le point où l'aimantation bascule dépend des valeurs de U et de H . Selon les diagrammes il semble que cette transition suive une relation linéaire, dénommée SAF_{\rightarrow} dans la suite.

- Une fois que l'aimantation de TL a basculé, elle reste dans la nouvelle configuration \uparrow . En effet, bien que la configuration \downarrow soit le minimum global de l'énergie de TL, l'aimantation est prise au piège dans un minimum local d'énergie favorisé par le champ magnétique et le STT mutuel.
- L'aimantation de TL ne peut rebasculer dans la configuration \downarrow que lors du balayage en champ de $H_{\text{max}} \rightarrow H_{\text{min}}$ (Fig. 2.24.e), à une valeur d'environ +150 mT (avec toujours $U = -1,5$ V).
- Finalement, dans le régime des très fortes tensions $|U| > 2$ V, il est possible d'observer une région de transition où m_z^{TL} varie entre 0 (en vert) et +0,5 (en jaune). Il s'agit d'une région d'états oscillants dont l'étude dépasse le sujet de ce manuscrit.

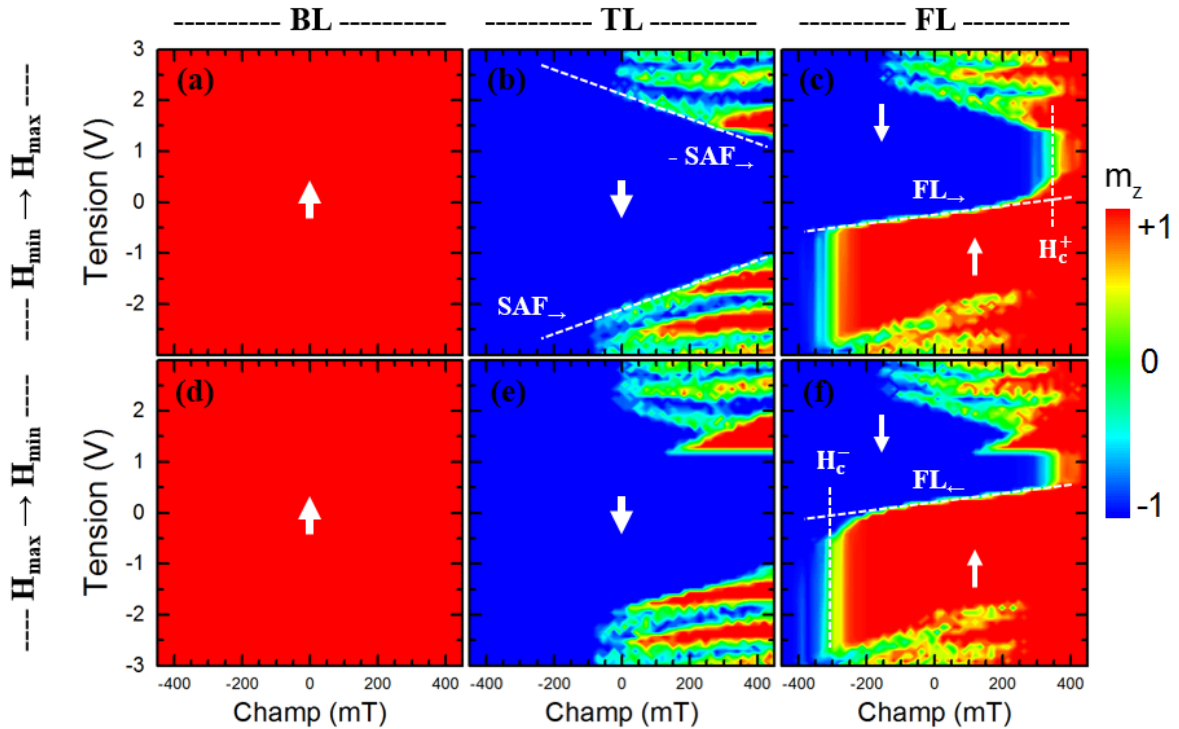


FIGURE 2.24 – Série 6 graphes représentant $m_z(H, U)$ obtenue dans le cas du système de référence. La première ligne renvoie au balayage de $H_{\text{min}} \rightarrow H_{\text{max}}$, respectivement pour BL (a), TL (b) et FL (c). La deuxième ligne renvoie au balayage de $H_{\text{max}} \rightarrow H_{\text{min}}$, respectivement pour BL (d), TL (e) et FL (f). Les flèches blanches indiquent l'orientation de l'aimantation de la couche correspondante.

Dans le régime des basses tensions $|U| < 1$ V, c'est-à-dire tant que TL ne se retourne pas, le diagramme de FL est quant à lui très similaire à celui d'une couche unique non couplée.

- Il existe deux champs de basculement notés H_c^- et H_c^+ , correspondant respectivement au champ coercitif de FL pour un champ négatif et un champ positif.
- La zone de bistabilité est délimitée à droite et à gauche respectivement par H_c^- et H_c^+ , et en haut et en bas par deux droites dénommées respectivement FL_{\rightarrow} et FL_{\leftarrow} . Ces lignes ont largement été étudiées dans la littérature [57].
- Dans les régions de forte tension $|U| > 1$ V, puisque TL n'est plus rigide et qu'elle sert de polariseur, le diagramme de FL est bien corrélé avec celui de TL.

Comme expliqué précédemment ces 6 diagrammes $m_z(H, U)$ sont condensés en un seul diagramme $R_{avg}(H, U)$ (Fig. 2.25). Cette représentation est analogue à celle obtenue expérimentalement et permet de corréler théorie et expérience. En effet, expérimentalement, une résistance est mesurée et les valeurs de m_z sont inconnues.

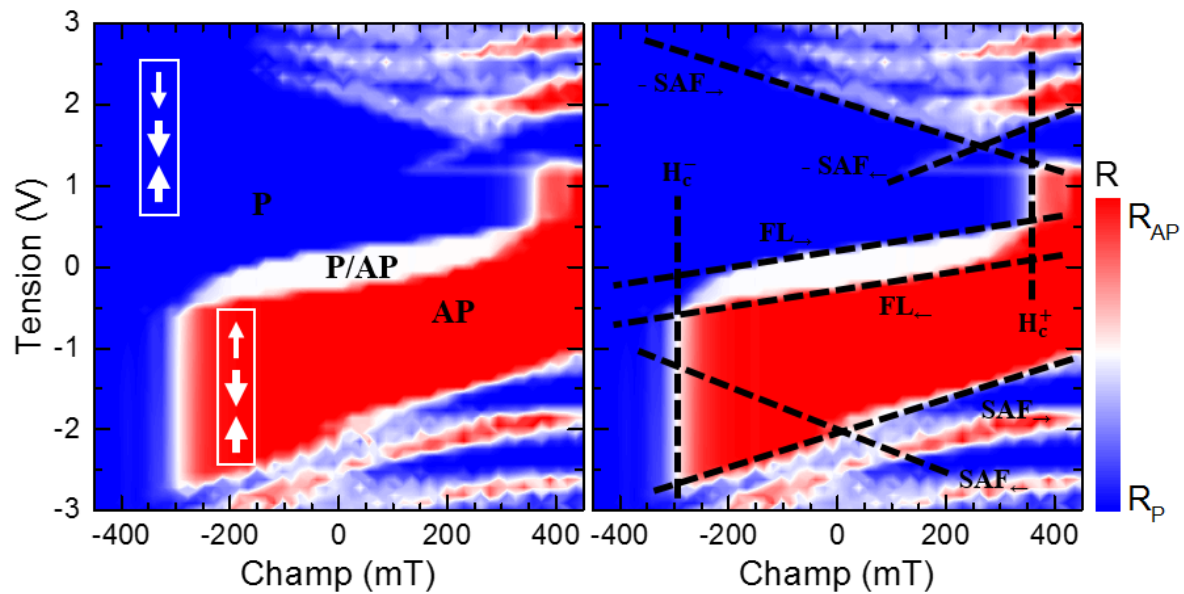


FIGURE 2.25 – Diagramme $R_{avg}(H, U)$ de l'échantillon de référence. L'ensemble des lignes critiques est renseigné sur le diagramme de droite, copie du diagramme de gauche, pour plus de clarté.

Dans le régime des basses tensions $|U| < 1$ V, le diagramme de 3 macrospins couplés (Fig. 2.25) est similaire à celui d'un macrospin isolé (Fig. 2.23). L'échantillon de référence a donc le comportement attendu pour une MRAM. **En revanche, lorsque les tensions deviennent trop élevées des effets indésirables pour une application MRAM apparaissent, la dynamique de TL interférant avec celle de FL.** Il en résulte l'apparition des lignes critiques suivantes :

- 4 lignes SAF_{\rightleftharpoons} : retournement de TL sous l'effet d'une combinaison H-U ;
- 2 lignes FL_{\rightleftharpoons} : retournement de FL sous l'effet d'une combinaison H-U ;
- 2 lignes H_c^{\pm} : retournement de FL uniquement sous l'effet d'un champ.

La suite de l'analyse s'intéresse aux lignes critiques SAF_{\rightleftharpoons} puisque les lignes critiques de FL ont déjà été étudiées dans la littérature [57].

Etude des lignes critiques SAF \leftrightarrow en régime DC

Le régime impulsionnel tend à translater et arrondir les lignes critiques présentes en régime continu. L'étude des lignes critiques SAF \leftrightarrow est donc effectuée en régime DC. Pour cela, l'équation LLGS (Eq. 1.22, p. 14) est résolue afin d'extraire une expression analytique de ces lignes (Eq. 2.21). Dans cette équation, tous les paramètres ($a_{||}$, α , K_u , K_L , L et M_S) sont ceux relatifs à TL.

$$\begin{aligned} \frac{a_{||} M_S U}{2\alpha} m_z^{FL} + \frac{1}{2} \mu_0 M_S \left(H + H_{dip}^{BL} + H_{dip}^{FL} \right) + \frac{J_{RKKY}}{2L} m_z^{BL} \\ + \left[K_u + \frac{K_S}{L} + \frac{1}{2} \mu_0 M_S^2 (N_{xx} - N_{zz}) \right] m_z^{TL} = 0 \end{aligned} \quad (2.21)$$

Cette équation permet de faire ressortir la linéarité des courbes critiques, qui est globalement conservée en régime impulsionnel (où l'impulsion dure $t_p = 5$ ns). En considérant toutes les combinaisons de $\{m_z^{BL}, m_z^{TL}, m_z^{FL}\}$ possibles, cette équation indique la présence de 6 lignes critiques. Dans le cas de cette étude, puisque $m_z^{BL} = +1$, seules 4 lignes critiques sont à prendre en compte.

- Lorsque $m_z^{TL} = -1$, les deux lignes obtenues sont SAF \rightarrow et son homologue de même pente en valeur absolue mais de signe opposé.
- Lorsque $m_z^{BL} = +1$, les deux lignes obtenues sont notées SAF \leftarrow et correspondent au rebasculement de TL lors du balayage $H_{max} \rightarrow H_{min}$. Ces lignes sont à peine visibles dans la figure 2.25 mais peuvent facilement être mises en évidence en faisant varier le jeu de paramètres du système.

Afin de rendre le SAF le plus stable possible face à un champ magnétique, il est nécessaire d'augmenter (respectivement diminuer) la valeur du champ à laquelle les courbes SAF \rightarrow (respectivement SAF \leftarrow) croisent l'axe des abscisses. De plus, afin de rendre le SAF le plus stable possible face au STT, il est nécessaire d'augmenter en valeur absolue la valeur des pentes de SAF \leftrightarrow . Tout cela revient à remplir les conditions suivantes :

- Augmenter la valeur de α^{TL} .
- Diminuer la valeur de $a_{||}^{TL}$ en augmentant L^{TL} ou M_S^{TL} , ou en augmentant le RA. Cette dernière option est évidemment à proscrire dans le cas des PSA-STT-MRAM puisqu'il est, au contraire, nécessaire de réduire drastiquement le RA.
- Augmenter l'anisotropie magnétocristalline ou le couplage RKKY.

La majorité de ces conditions sont difficiles à remplir. En effet, les multicouches Co/Pt ont depuis longtemps été optimisées pour maximiser leur anisotropie perpendiculaire. Il est donc impossible d'améliorer efficacement l'anisotropie magnétocristalline et le couplage RKKY. De même, le cobalt est déjà un matériau à très fort M_S , il est donc difficile d'augmenter davantage ce dernier. Il semble alors que **la meilleure voie de stabilisation du SAF soit une meilleure maîtrise de sa croissance, puisque c'est la qualité de cette dernière qui fixe la valeur des anisotropies magnétocristalline et RKKY** : meilleure est la croissance, plus grandes sont les anisotropies.

3. Bilan sur la stabilité du SAF

Comme l'indiquent ces deux dernières sous-sections le SAF, est grandement déstabilisé dans une PSA-STT-MRAM.

- D'un côté, TL est soumise à un champ dipolaire très important rayonné par FL. Il est possible de réduire l'épaisseur L^{TL} pour réduire l'impact de ce champ.
- D'un autre côté, lors de la phase d'écriture par STT, TL subit les effets du courant polarisé par FL. Cet effet est d'autant plus grand que $a_{||}^{TL}$ est fortement abaissé du fait des très faibles valeurs de RA que vise cette technologie. Puisque M_S^{TL} , l'anisotropie magnétocristalline ou le couplage RKKY sont difficilement modifiables, une solution pour augmenter la valeur de $a_{||}^{TL}$ est d'augmenter L^{TL} .

Les PSA-STT-MRAM sont donc confrontées à deux effets aux solutions antagonistes. **Il est alors nécessaire d'optimiser l'épaisseur de TL et ainsi de trouver le meilleur compromis de stabilité champ - tension.** Cette étude n'a pas pu être effectuée dans ce travail de thèse, mais il s'agit d'un point incontournable de l'optimisation d'une PSA-STT-MRAM dont l'empilement est de la forme SAF/MgO/FL, dans l'optique d'une production industrielle.

V. Conclusion

Ce chapitre a permis de modéliser avec précision les MRAM à anisotropie de forme perpendiculaire et de poser les bases théoriques sur lesquelles les expériences pourront venir s'adosser. Il sert également de feuille de route dans le choix des matériaux, des dimensions et des formes que doivent respecter les jonctions pour optimiser cette technologie.

- L'approche théorique, effectuée en première approche à travers un modèle macrospin, a ensuite été testée plus rigoureusement grâce à des simulations micromagnétiques.
- Des simulations MEP ont permis de déterminer avec précision le domaine de validité du modèle macrospin de la description statique des PSA-MRAM.
- La détermination par simulation micromagnétique des tensions critiques V_{c0} a permis d'étudier la dynamique des PSA-STT-MRAM et de quantifier l'écart au modèle macrospin.
- L'influence de la forme et de la présence de défauts ont été analysées, tant sur la statique que sur la dynamique des jonctions.
- Finalement, la stabilité de la couche de référence est abordée en dernière section et les résultats de cette analyse montrent que, contrairement à leur homologue conventionnel, les PSA-STT-MRAM tendent, par nature, à déstabiliser leur couche de référence.

Ce chapitre sert ainsi de socle pour les 3 derniers chapitres du présent manuscrit. Des renvois réguliers vers les résultats de ce chapitre seront donc effectués.

CHAPITRE 3

Optimisation des propriétés des PSA-STT-MRAM

Une production industrielle impose des contraintes en termes de stabilité thermique, facteur lié à la rétention de la mémoire, ainsi qu'en termes de diamètre, facteur lié au nœud technologique. Les PSA-STT-MRAM offrent à l'utilisateur un grand nombre de degrés de liberté pour accéder à un couple de paramètres $\{\Delta, D\}$ donné : possibilité d'ajouter une couche d'interface, de choisir la valeur de M_S , de K_S , de K_u ou de jouer sur l'épaisseur totale. Ce chapitre aborde la question de l'existence d'un ou de plusieurs jeux de paramètres qui permettraient d'optimiser les propriétés des PSA-STT-MRAM selon l'application souhaitée. Il présente, en particulier, les résultats de deux brevets déposés lors du travail de thèse.

I. Minimisation de la variabilité de Δ

1. Dérivation des conditions optimales $\{M_S^{\text{opti}}, L^{\text{opti}}\}$

Le temps de rétention de l'information en mémoire τ varie exponentiellement avec la stabilité thermique $\tau = \tau_0 \exp(\Delta)$, où τ_0 est appelé le temps d'essai. La grandeur $1/\tau_0$ correspond à la fréquence à laquelle l'aimantation approche la barrière due aux fluctuations thermiques [6]. La valeur de τ_0 fait encore débat au sein de la communauté scientifique, mais il semble qu'elle soit de l'ordre de $M_S V / 2\alpha\gamma k_B T \Delta^{3/2}$ [6, 127], ce qui correspond à des temps d'essai compris entre 0,1 et 10 ns. Des résultats expérimentaux [128, 129] et des simulations [130, 131] donnent des valeurs similaires. La valeur de τ_0 est généralement fixée à 1 ns.

Lors de la fabrication d'une puce contenant un grand nombre de points mémoire, **il est important de s'assurer que τ , et donc Δ , varie peu d'un point mémoire à l'autre.** La principale source de non-uniformité des jonctions provient de la variabilité du procédé de gravure IBE (cf. chapitre 4), menant à une distribution des valeurs des diamètres de point à point. Afin de restreindre les conséquences que cela peut avoir sur la stabilité, il est nécessaire de minimiser la fonction $\left| \frac{\partial \Delta}{\partial D} \right|$.

Ainsi, les variations de diamètre qui sont intrinsèques au procédé de fabrication ne font que peu varier la valeur de Δ .

Les points où la fonction $\left| \frac{\partial \Delta}{\partial D} \right|$ s'annule peuvent être repérés directement sur les diagrammes de stabilité introduits au chapitre 2. Il s'agit des minima des iso- Δ de la figure 2.2 (p. 29) ou, de manière équivalente, des maxima des iso- M_S de la figure 2.3 (p. 30).

L'équation de stabilité d'une couche cylindrique est rappelée en équation 3.1. Dans le cas d'une couche unique, elle lie entre eux 6 paramètres : Δ , D , L , M_S , K_S et K_u . Dans le cas d'une couche composée d'une couche fine d'interface et d'une couche de volume, le nombre de paramètres libres est d'autant plus important. Afin d'alléger les notations, les constantes a , b et c sont introduites, définies en équation 3.2.

$$\begin{aligned} \Delta &= \frac{\pi D^2}{4k_B T} \left[\frac{\mu_0 M_S^2}{4} L \left(1 - \frac{3}{1 + 4\rho/\sqrt{\pi}} \right) + K_S + K_u L \right] \\ &= aLD^2 \left(1 - \frac{3D}{D + bL} \right) + cD^2 (K_u L + K_S) \end{aligned} \quad (3.1)$$

$$a = \frac{\pi \mu_0 M_S^2}{16k_B T} \quad b = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \quad c = \frac{\pi}{4k_B T} \quad (3.2)$$

La minimisation de la fonction $\Delta(D)$ conduit à :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta}{\partial D} &= \frac{2\Delta}{D} - aLD^2 \frac{3(D + bL) - 3D}{(D + bL)^2} = 0 \\ \Rightarrow a &= \frac{2\Delta (D + bL)^2}{3bL^2 D^3} \end{aligned} \quad (3.3)$$

Injectons Eq. 3.3 dans Eq. 3.1. Après simplification, une équation quadratique en L est obtenue (Eq. 3.4). Parmi les 2 solutions L_{\pm} , seule L_+ est positive et donc physiquement acceptable. L_+ est également notée L^{opti} (Eq. 3.5) puisqu'elle correspond à l'épaisseur totale optimale de l'empilement.

$$\frac{L^2}{2} \left(1 + \frac{3cD^3 K_u}{2b\Delta} \right) - L \left(\frac{5D}{4b} - \frac{3cD^3 K_S}{4b\Delta} \right) - \frac{D^2}{b^2} = 0 \quad (3.4)$$

$$L^{\text{opti}} = \frac{\left(\frac{5D}{4b} - \frac{3cD^3 K_S}{4b\Delta} \right) + \sqrt{\left(\frac{5D}{4b} - \frac{3cD^3 K_S}{4b\Delta} \right)^2 + \frac{2D^2}{b^2} \left(1 + \frac{3cD^3 K_u}{2b\Delta} \right)}}{1 + \frac{3cD^3 K_u}{2b\Delta}} \quad (3.5)$$

En injectant Eq. 3.5 dans Eq. 3.3, il est possible d'extraire la valeur de M_S^{opti} , correspondant à la valeur optimale de l'aimantation à saturation de l'empilement (Eq. 3.6).

$$M_S^{\text{opti}} = \sqrt{\frac{16k_B T}{\pi\mu_0} \frac{2\Delta (D + bL^{\text{tot}})^2}{3b (L^{\text{tot}})^2 D^3}} \quad (3.6)$$

Dans le cas d'une bicouche $\text{FeCoB}(\text{L}^{\text{FeCoB}})/\text{FM}(\text{L}^{\text{FM}})$, les valeurs de l'aimantation à saturation optimale de la couche FM $M_S^{\text{FM opti}}$ et de son épaisseur optimale $L^{\text{FM opti}}$ sont données par l'équation 3.7. Ce sont ces valeurs optimales qui minimisent les effets de la variabilité du procédé sur Δ .

$$\begin{cases} M_S^{\text{FM opti}} = \frac{M_S^{\text{tot}} L^{\text{tot}} - M_S^{\text{FeCoB}} L^{\text{FeCoB}}}{L^{\text{FM opti}}} \\ L^{\text{FM opti}} = L^{\text{tot}} - L^{\text{FeCoB}} \end{cases} \quad (3.7)$$

2. Exemples concrets

Les valeurs de $M_S^{\text{FM opti}}$ et $L^{\text{FM opti}}$ en fonction du diamètre sont présentées en figure 3.1 pour $\Delta = 60$ et pour différentes valeurs de K_S et K_u . Certaines valeurs remarquables extraites de cette figure et détaillées ci-après sont présentées dans le tableau 3.1.

D (nm)	K_S (si FeCoB) (J/m ²)	K_u^{FM} (J/m ³)	$M_S^{\text{FM opti}}$ (A/m)	$L^{\text{FM opti}}$ (nm)	Matériau
D	0	0	-	1,39 D	-
$\simeq 12$	0	0	$\simeq 1,3$	16,7	Alliages CoFe
11,6	$1,4 \cdot 10^{-3}$	0	$1,446 \cdot 10^6$	11,1	Co
10,3	$1,4 \cdot 10^{-3}$	0	$1,714 \cdot 10^6$	10,4	Fe
19,2	$1,4 \cdot 10^{-3}$	0	$0,756 \cdot 10^6$	10,9	Py
< 15	$1,4 \cdot 10^{-3}$	0	$< 1,1 \cdot 10^6$	< 12	Alliages FeCo
> 15	$1,4 \cdot 10^{-3}$	0	$> 1,1 \cdot 10^6$	< 12	Alliages FeNi
$\simeq 19$	$1,4 \cdot 10^{-3}$	$0,3 \cdot 10^6$	$1,3 \cdot 10^6$	$\simeq 19$	Heusler Co₂FeAl

TABLE 3.1 – Exemples remarquables de valeurs extraites de la figure 3.1. La mise en gras d'un élément dans chaque ligne indique le paramètre qui a été fixé, et qui impose donc la valeur des paramètres des autres colonnes.

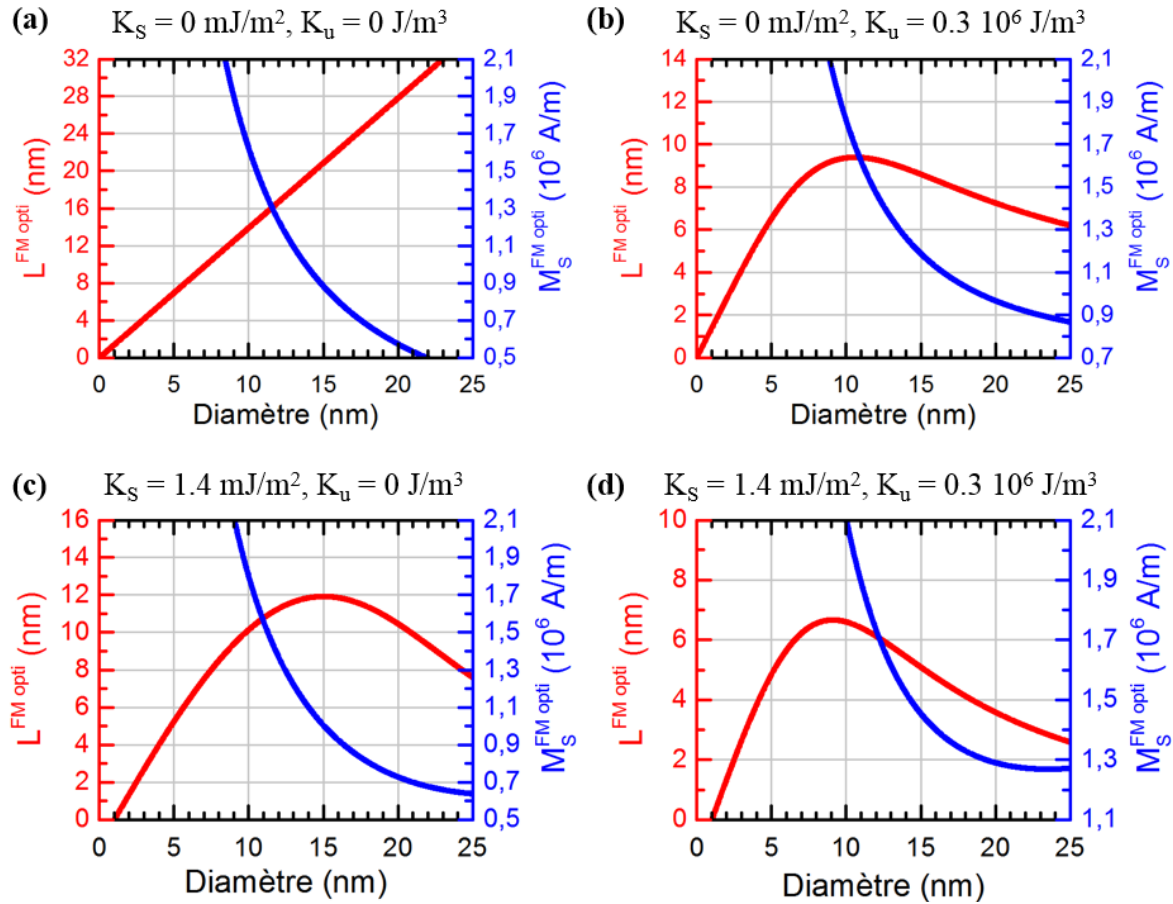


FIGURE 3.1 – Graphiques montrant les évolutions de $M_S^{FM, opti}$ (courbes bleues) et L_{FM}^{opti} (courbes rouges) en fonction du diamètre pour $\Delta = 60$ et pour différents empilements. (a) et (b) font référence à une couche unique FM(L_{FM}^{FM}) sans anisotropie de surface ($K_S = 0$) avec respectivement une anisotropie uniaxiale $K_u^{FM} = 0$ (a) et $K_u^{FM} = 0,3 \cdot 10^6$ J/m³ (b). (c) et (d) font référence à une bicouche FeCoB($L_{FeCoB}^{FeCoB} = 1,4$ nm)/FM(L_{FM}^{FM}) avec une anisotropie de surface ($K_S^{FeCoB} = 1,4$ mJ/m²), avec respectivement une anisotropie uniaxiale $K_u^{FM} = 0$ (c) et $K_u^{FM} = 0,3 \cdot 10^6$ J/m³ (d).

Dans le cas d'une couche unique avec $K_S = 0$ et $K_u = 0$ (Fig. 3.1.a), l'épaisseur L_{FM}^{opti} varie linéairement avec le diamètre et $M_S^{FM, opti}$ augmente rapidement lorsque le diamètre diminue. **Il devient, en particulier, difficile de trouver des matériaux magnétiques satisfaisant ces conditions optimales à des diamètres < 8 nm** (car $M_S > 1,8 \cdot 10^6$ A/m).

Considérons le cas plus réaliste d'une bicouche FeCoB($L_{FeCoB}^{FeCoB} = 1,4$ nm)/FM(L_{FM}^{FM}) possédant une anisotropie de surface $K_S^{FeCoB} = 1,4$ mJ/m² (Fig. 3.1.c). Pour ne citer que quelques exemples de matériaux usuels, les conditions d'optimisation prévoient d'ajouter les couches FM suivantes.

- Une couche de 10,9 nm de Py, qui est optimale pour un diamètre $D = 19,2$ nm.
- Une couche de 11,1 nm de Co, qui est optimale pour un diamètre $D = 11,6$ nm.
- Une couche de 10,4 nm de Fe, qui est optimale pour un diamètre $D = 10,3$ nm.

De manière plus générale, il s'agit de prendre **des alliages FeCo pour des diamètres cibles sub-12 nm et des alliages FeNi au-dessus de 12 nm**. De nouveau, il est difficile de trouver des matériaux magnétiques satisfaisant ces conditions optimales à des diamètres < 9 nm .

Il est important de rappeler à ce stade que l'appellation « conditions optimales » renvoie uniquement à une optimisation de l'aimantation à saturation M_S^{FL} et de l'épaisseur L^{FL} de la couche de stockage. Cette optimisation conduit à une minimisation de la variabilité de la stabilité et, par conséquent, du courant d'écriture ($\Delta \propto I_{c0}$), et non pas à une minimisation du courant lui-même. Pour cela, il est nécessaire de trouver des matériaux à faible α ($I_{c0} \propto \alpha$). Ainsi, les exemples de matériaux présentés ici sont des exemples de matériaux possédant les $M_S^{FL\text{opti}}$ requis, mais rien n'est précisé sur leur amortissement.

Finalement, dans le cas où FM possède une anisotropie magnétocristalline $K_u^{FM} = 0,3 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3$ (Fig. 3.1.d), les épaisseurs optimales sont largement abaissées. Par exemple, une couche de 4 nm de l'Heusler-complet Co_2FeAl est optimale pour un diamètre $D = 19$ nm.

3. Quantification de $\delta\Delta$ aux conditions optimales

La question traitée ici est celle de la quantification de la variation relative de stabilité lorsque le diamètre s'écarte d'une valeur δD des conditions optimales. La chute relative de stabilité est définie par l'équation 3.8.

$$\frac{\delta\Delta}{\Delta} = \frac{\Delta(D = D^{\text{opti}}) - \min[\Delta(D \in D^{\text{opti}} \pm \delta D)]}{\Delta(D = D^{\text{opti}})} \quad (3.8)$$

En particulier, nous cherchons à identifier si cette quantité est minimisée pour certaines valeurs de K_S , de K_u ou de Δ . Ce travail est effectué numériquement et les résultats sont présentés en figure 3.2. Sont considérées des variabilités de diamètre $\delta D = 1$ et 2 nm, typiques des incertitudes liées aux techniques de gravure actuelles. Chaque diagramme montre l'évolution de $\delta\Delta/\Delta$ (en %) en fonction de D et de l'un des 3 paramètres $\{K_S, K_u \text{ ou } \Delta\}$, les deux autres étant fixés. En tout point des diagrammes, M_S et L sont calculés pour correspondre aux conditions optimales $\{M_S^{\text{opti}}, L^{\text{opti}}\}$.

La figure 3.2.a montre, par exemple, l'évolution de $\delta\Delta/\Delta$ en fonction de Δ et de D , pour $K_S = 0$, $K_u = 0$ et $\delta D = 1$ nm. **Elle indique que Δ n'a aucune influence sur la valeur de $\delta\Delta/\Delta$, contrairement au diamètre qui a naturellement une grande influence.** En effet, plus le diamètre est petit, plus une variation de $\delta D = 1$ nm aura des conséquences importantes sur la stabilité. A un diamètre $D = 10$ nm, diamètre limite atteignable en se plaçant aux conditions optimales avec des valeurs de M_S raisonnables, $\delta\Delta/\Delta$ est de seulement 3 %. En considérant les mêmes paramètres mais où la variation de diamètre $\delta D = 2$ nm (Fig. 3.2.a), $\delta\Delta/\Delta$ est de 10

%. Une variation de 10 % peut être considérée comme la variation relative maximale autorisée pour un produit commercial.

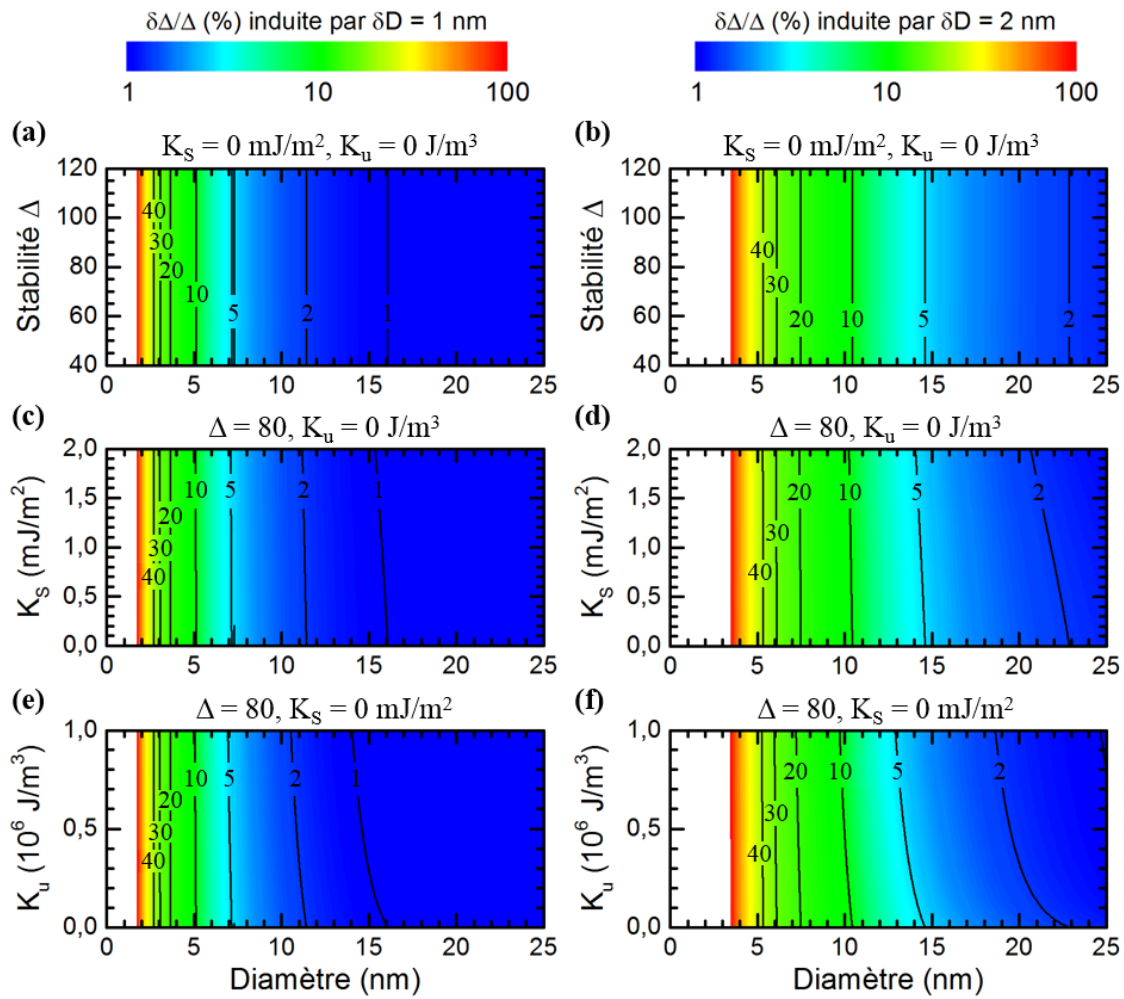


FIGURE 3.2 – Graphiques illustrant $\delta\Delta/\Delta$ en fonction de D et de : (a) - (b) Δ avec $K_S = 0$ et $K_u = 0$, (c) - (d) K_S avec $\Delta = 80$ et $K_u = 0$, (e) - (f) K_u avec $\Delta = 80$ et $K_S = 0$. En tout point de chaque diagramme, le couple $\{M_S, L\}$ est choisi identique au couple de paramètres optimaux $\{M_S^{\text{opti}}, L^{\text{opti}}\}$. Ces paramètres sont uniques puisque tous les autres paramètres $\{\Delta, D, K_S, K_u\}$ sont fixés. La valeur de $\delta\Delta/\Delta$ calculée est induite par $\delta D = 1$ nm (colonne de gauche) et $\delta D = 2$ nm (colonne de droite).

Les autres diagrammes montrent que les anisotropies magnétocristallines K_S et K_u ont bel est bien une influence sur $\delta\Delta/\Delta$, mais qu'elle est négligeable en pratique, notamment pour des faibles valeurs de diamètre (typiquement $D < 15$ nm). Ce résultat est intuitif puisque, plus les anisotropies magnétocristallines sont grandes, moins le poids de l'anisotropie de forme sur l'anisotropie totale est important, et donc moins une variation de diamètre δD n'a de conséquence. En revanche, plus le diamètre est petit, c'est-à-dire plus la surface et le volume diminuent, plus les énergies magnétocristallines de surface et de volume diminuent, et donc plus l'énergie démagnétisante joue un rôle important dans l'énergie totale. **Dans la gamme de diamètres ciblée par la technologie PSA-STT-MRAM, soit des**

diamètres sub-20 nm, il est donc raisonnable de considérer que les anisotropies magnétocristallines ont une influence négligeable.

En conclusion, en considérant une variation de 10 % comme la variation maximale autorisée et si la variabilité de procédé est de ± 2 nm, alors il est impossible de descendre à des diamètres sub-10 nm. **Avec une variabilité de ± 1 nm, il est possible de descendre à des diamètres de 5 nm, dans la mesure où les conditions optimales sont satisfaites.** En dehors de ces conditions, la valeur de $\delta\Delta/\Delta$ ne peut être que plus grande que celle présentée en figure 3.2 (c'est-à-dire une chute plus rapide de la stabilité). Pour atteindre des diamètres de 5 nm avec $\delta\Delta/\Delta < 10$ %, tout en ne se plaçant pas exactement aux conditions optimales, il est donc nécessaire de maîtriser la variabilité du procédé δD à moins de 1 nm près.

4. Conditions optimales approchées

Cette dernière sous-section traite du cas de l'impossibilité à se positionner exactement aux conditions optimales, en particulier dans le cas des diamètres sub-10 nm où $M_S^{\text{FM opti}}$ devient trop important ($> 1,8 \cdot 10^6$ A/m). Dans ce cas, puisqu'il est impossible de satisfaire l'égalité $\frac{\partial\Delta}{\partial D} = 0$, il est nécessaire de se placer au point minimisant la fonction $\left| \frac{\partial\Delta}{\partial D} \right|$. Puisque $M_S < M_S^{\text{FM opti}}$, une analyse des diagrammes de stabilité indique qu'il est nécessaire de maximiser la valeur de l'aimantation à saturation, puis d'ajuster la valeur de l'épaisseur pour obtenir la stabilité souhaitée. L'épaisseur s'obtient en résolvant l'équation de stabilité, où les constantes a , b et c ont été définies en équation 3.2.

$$L^{\text{approx}} = \frac{1}{2bD^2(a + cK_u)} \left[\left(2aD^3 + b\Delta - cD^3K_u - bcD^2K_S \right) + \sqrt{\left(2aD^3 + b\Delta - cD^3K_u - bcD^2K_S \right)^2 + 4bD^2(a + cK_u)(D\Delta - cD^3K_S)} \right] \quad (3.9)$$

En se plaçant dans une démarche industrielle, il est possible de s'imposer une valeur maximale de variation de stabilité $\delta\Delta$, variation provoquée par des variations de diamètre δD . En d'autres termes, il convient de choisir une constante positive de tolérance de dispersion k_{crit} telle que $\left| \frac{\partial\Delta}{\partial D} \right| < k_{\text{crit}}$. Puisque $I_{c0} \propto \Delta$ (Eq. 1.26, p. 22), cette constante est définie en fonction de la largeur des distributions de courant de lecture et d'écriture. En particulier, un critère strict est celui d'une variation de $\delta\Delta < 1$ pour une variation $\delta D = 1$ nm, soit $k_{\text{crit}} = 1 \text{ nm}^{-1}$. Des critères plus souples tels que $k_{\text{crit}} = 3 \text{ nm}^{-1}$, 5 nm^{-1} ou 10 nm^{-1} peuvent être envisagés selon les contraintes industrielles. La figure 3.3 reprend la figure 2.3 (p. 30) en y superposant des lignes d'iso- k_{crit} .

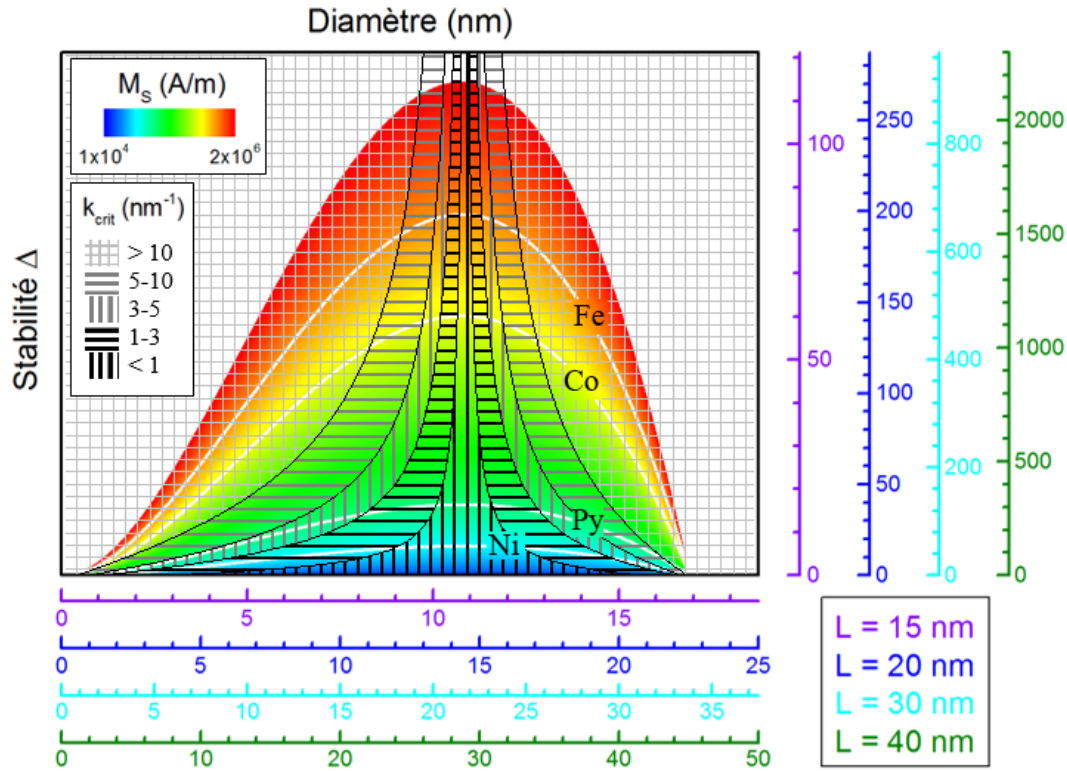


FIGURE 3.3 – Graphique analogue à celui de la figure 2.3 (p. 2.3). Pour rappel, ce graphique a été construit sous l’approximation macrospin et ne tient donc pas compte des résultats des simulations MEP. Les iso- M_S sont mis en avant par des lignes blanches (Ni, Py, Co et Fe). Les valeurs de k_{crit} sont représentées par des zones hachurées, de couleur noire et gris foncé. La zone où $k_{crit} > 10 \text{ nm}^{-1}$ est quadrillée de gris clair.

Le fait de ne plus considérer un point fixe $\frac{\partial \Delta}{\partial D} = 0$, mais un critère $\left| \frac{\partial \Delta}{\partial D} \right| < k_{crit}$ permet de pouvoir se déplacer dans toute une région du plan $\{M_S, L\}$, délimitée par les zones hachurées. Par exemple, il avait été déterminé en figure 3.1.a que $\{\Delta = 60, L^{FM \text{ opti}} = 15 \text{ nm}\}$ correspondait à $M_S^{FM \text{ opti}} = 1,45 \cdot 10^6 \text{ A/m}$ (soit du Co) et à un diamètre $D = 10,7 \text{ nm}$. Ce résultat peut être retrouvé en figure 3.3 puisque, sur l’axe violet $L = 15 \text{ nm}$, le point où $\Delta = 60$ et $k_{crit} = 0$ se situe au maximum d’un iso- M_S correspondant au M_S du Co avec $D = 10,7 \text{ nm}$ environ. En revanche, si le critère est $\{\Delta = 60, M_S < M_S^{Co}, k_{crit} = 3 \text{ nm}^{-1}\}$, alors **il est possible d’augmenter légèrement la valeur de L ($L = 16$ ou 17 nm) afin de diminuer celle de M_S ($M_S < 1,4 \cdot 10^6 \text{ A/m}$), tout en restant dans la zone $k_{crit} < 3 \text{ nm}^{-1}$.**

II. Minimisation de la variabilité de V_c

Dans les STT-MRAM, les chemins des courants de lecture et d’écriture sont les mêmes, ils passent à travers la barrière tunnel. Il existe donc trois valeurs de tension qui caractérisent un point mémoire : une tension d’écriture, une tension de lecture et une tension de claquage diélectrique de la barrière tunnel. Les tensions de lecture et d’écriture représentent respectivement les tensions à appliquer pour lire l’état de la mémoire et pour écrire la mémoire dans un nouvel état. La tension de

claquage désigne la tension à laquelle la couche d'oxyde claque. Au sein d'une puce, les différentes sources de variabilité d'un point mémoire à l'autre donnent alors naissance à trois distributions de tensions. Afin d'éviter toute écriture involontaire lors de la phase de lecture, il est nécessaire que les distributions des tensions de lecture (centrée autour de $V_r = 0,2$ V) et d'écriture soient bien séparées. Enfin, afin d'éviter l'usure prématurée des points mémoires, il est nécessaire que les distributions des tensions d'écriture (centrée autour de $V_w = 0,5$ V) et de claquage (centrée autour de $V_{bd} = 1,5$ V) soient également bien séparées. Généralement, la distribution des tensions d'écriture à un profil gaussien dont la largeur à mi-hauteur est $\sigma_w = 0,05$ V, soit 10 % de la valeur centrale.

Comme souvent en microélectronique, une tension plus grande permet des opérations plus rapides. Dans le cas des STT-MRAM à anisotropie perpendiculaire, deux régimes différents d'écriture ont été observés : un régime activé thermiquement et un régime de commutation précessionnel [132, 133]. A température non-nulle et pour de longues impulsions de tensions (> 20 ns), l'énergie thermique contribue grandement à abaisser la tension d'écriture. Dans ce cas, la tension critique d'écriture V_c^{th} s'écrit selon l'équation 3.10 [122, 124], où la tension critique V_{c0} est définie en équation 2.14 (p. 39) et τ_p est le temps de l'impulsion. Pour des retournements précessionnels rapides (< 20 ns), il est nécessaire d'appliquer des impulsions de tension d'amplitude supérieure à V_{c0} . Dans ce régime, la tension critique d'écriture V_c^{prec} est donnée par l'équation 3.11 [122], où τ_c est un temps caractéristique et θ_0 est l'angle initial que fait l'aimantation avec l'axe z.

$$V_c^{th} = V_{c0} \left[1 - \frac{1}{\Delta} \ln \left(\frac{\tau_p}{\tau_0} \right) \right] \quad (3.10)$$

$$V_c^{prec} = V_{c0} \left[1 + \frac{\tau_c}{\tau_p} \right] = V_{c0} \left[1 + \frac{M_S V}{2\alpha\gamma E_b \tau_p} \ln \left(\frac{\pi}{2\theta_0} \right) \right] \quad (3.11)$$

En suivant le même raisonnement qu'à la section précédente, minimiser les effets de la variabilité de diamètre induite par le procédé revient à minimiser la fonction $\left| \frac{\partial V_c}{\partial D} \right|$. La minimisation est effectuée dans les deux régimes.

Minimisation en régime précessionnel

L'équation 3.11 traduit correctement le comportement de systèmes décrits par l'approximation macrospin et qui possèdent un angle initial θ_0 non nul. Dans le cas des PSA-MRAM, la position d'équilibre de l'aimantation de la couche libre varie avec les fluctuations thermiques. A l'équilibre, θ_0 suit donc une distribution de Maxwell-Boltzmann qui, dans l'approximation des petits angles, est donnée par $f(\theta) = 2\Delta \exp(-\Delta\theta^2)$ [124]. Cette distribution admet pour moyenne $\langle \theta \rangle = 0$, position d'équilibre de l'aimantation, et pour écart-type $\sqrt{\langle \theta^2 \rangle} = \sqrt{1/\Delta}$. Il est donc possible d'injecter cette valeur à la place de θ_0 dans l'équation 3.11, afin de relier tension critique V_c^{prec} et temps d'impulsion τ_p .

Cette substitution n'est cependant pas réalisée puisque, lors de la minimisation de $\left| \frac{\partial V_c^{\text{prec}}}{\partial D} \right|$, nous nous intéresserons seulement aux variations de $\left| \frac{\partial V_{c0}}{\partial D} \right|$ et nous négligerons les variations du terme stochastique dû aux variations thermiques. La minimisation de $\left| \frac{\partial V_{c0}}{\partial D} \right|$ (Eq. 3.12) implique de faire tendre le rapport de forme $L/D \rightarrow 0$. Puisque cela ne peut pas être réalisé dans le cas des PSA-STT-MRAM, il est nécessaire de diminuer la valeur du terme en préfacteur qui dépend notamment de α , RA et M_S .

La figure 3.4 permet d'estimer l'ordre de grandeur de $\left| \frac{\partial V_{c0}}{\partial D} \right|$ dans des cas particuliers. Sont considérés ici les matériaux Co et Py qui représentent respectivement des matériaux à fort et faible M_S , et le produit αRA qui varie entre 0,001 et 0,1 $\Omega \mu m^2$. La ligne horizontale grise indique la valeur seuil $\left| \frac{\partial V_{c0}}{\partial D} \right| = 0,05$ V/nm qui conduirait, en supposant une variabilité $\delta D = \pm 1$ nm, à une largeur à mi-hauteur $\sigma_w = 0,05$ V du profil gaussien de la distribution de courant d'écriture. Cette condition est aisément satisfaite pour Py, c'est-à-dire pour les matériaux à faible M_S . En revanche, pour des matériaux à M_S élevé tel que Co, et dès que le rapport de forme $L/D > 1$, il est nécessaire d'utiliser à la fois un matériau à faible α et une barrière à très faible RA de sorte que le produit $\alpha RA < 0,003 \Omega \mu m^2$. En pratique, ce critère n'est pas beaucoup plus restrictif que le critère de retournement par STT dérivé au chapitre 2 (Fig. ??, p. ??). Par exemple pour le cas du Co, un point mémoire avec une stabilité $\Delta = 60$ et un diamètre $D = 5$ nm ne peut être écrit que si $V_c / \alpha RA > 100 \text{ V} \cdot (\Omega \mu m^2)^{-1}$, correspondant à $\alpha RA < 0,005 \Omega \mu m^2$ si $V_c = 0,5$ V. Le critère $\alpha RA < 0,003 \Omega \mu m^2$ n'est donc, en effet, pas beaucoup plus restrictif.

$$\frac{\partial V_{c0}}{\partial D} = - \frac{4e}{\hbar} \frac{RA}{\eta} \frac{1}{4} \mu_0 M_S^2 \frac{b}{(D/L + b)^2} \quad (3.12)$$

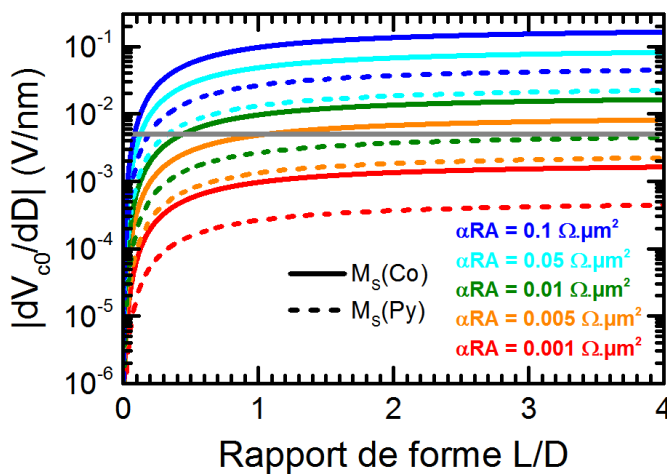


FIGURE 3.4 – $\left| \frac{\partial V_{c0}}{\partial D} \right|$ (V/nm) en fonction du rapport de forme de la couche de stockage, calculé *via* l'équation 3.12. Les traits pleins correspondent au M_S du Co, les traits en pointillés au M_S du Py. La couleur rouge [■] correspond à $\alpha RA = 0,001 \Omega \mu m^2$, la couleur orange [■] à 0,005, la couleur verte [■] à 0,01, la couleur cyan [■] à 0,05 et la couleur bleu [■] à 0,1 $\Omega \mu m^2$.

Minimisation en régime activé thermiquement

Les variations de V_c^{th} , tension critique en régime activé thermiquement, en fonction de D sont données en équation 3.13. Afin de minimiser $\left| \frac{\partial V_c^{\text{th}}}{\partial D} \right|$, il convient donc de minimiser à la fois $\left| \frac{\partial V_{c0}}{\partial D} \right|$ et $\left| \frac{\partial \Delta}{\partial D} \right|$, c'est-à-dire d'**appliquer, à la fois, les résultats de la présente section et de la précédente.**

$$\frac{\partial V_c^{\text{th}}}{\partial D} = \frac{\partial V_{c0}}{\partial D} \left[1 - \frac{1}{\Delta} \ln \left(\frac{\tau_p}{\tau_0} \right) \right] + \frac{V_{c0}}{\Delta^2} \frac{\partial \Delta}{\partial D} \ln \left(\frac{\tau_p}{\tau_0} \right) \quad (3.13)$$

Le premier terme de l'équation ci-dessus impose une minimisation de $\left| \frac{\partial V_{c0}}{\partial D} \right|$, qui est satisfaite en minimisant le produit αRA . Le deuxième terme de l'équation impose une minimisation de $\left| \frac{\partial \Delta}{\partial D} \right|$, qui est satisfaite en se plaçant à proximité des conditions optimales (Fig. 3.3). Lorsque ces deux conditions sont remplies, alors la condition $\left| \frac{\partial V_c^{\text{th}}}{\partial D} \right| < \sigma_w$ est automatiquement satisfaite. Dans le cas contraire, il est possible d'augmenter le temps d'impulsion τ_p , ce qui permet de réduire les deux contributions et donc de réduire $\left| \frac{\partial V_c^{\text{th}}}{\partial D} \right|$. Malheureusement, si un industriel choisit d'avoir recours à cette option il perd le caractère rapide de l'écriture des points mémoire.

III. Optimisation de la stabilité en température

En vue d'une production industrielle, une STT-MRAM doit être capable de fonctionner sur une large gamme de températures, qui dépend de l'application souhaitée. Pour une application grand public, la température de fonctionnement doit être comprise entre 0 et 85 °C. Dans le domaine de l'automobile, la température de fonctionnement doit être comprise entre -40 et +260 °C. Dans le domaine du spatial, la gamme de température est encore plus étendue. L'anisotropie perpendiculaire des STT-MRAM se doit donc d'être la plus stable possible sur la gamme de température considérée. Pour rappel, l'énergie de barrière volumique est donnée par l'équation 3.14. Les dépendances en température de M_S (loi de Curie), K_u [101, 102] et K_S [134] sont données en équation 3.15, où T_C est la température de Curie de la couche. Le terme d_{th} est un coefficient phénoménologique sans dimension appelé coefficient de dilatation thermique, et tient compte de la dilatation du réseau cristallin des couches minces. Il vaut 0 lorsque l'épaisseur est plus grande que quelques longueurs de Bloch (Eq. 2.1, p. 26) et vaut environ 0,5 dans les couches d'épaisseurs $\simeq 1,2$ nm [134].

$$\varepsilon_b = \frac{\mu_0 M_S^2(T)}{4} \left(1 - \frac{3}{1 + 4\rho/\sqrt{\pi}} \right) + \frac{K_S(T)}{L} + K_u(T) \quad (3.14)$$

$$\begin{cases} M_S(T) = M_S(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \\ K_u(T) = K_u(0) \left[\frac{M_S(T)}{M_S(0)} \right]^3 \\ K_S(T) = K_S(0) \left[1 - d_{th} \frac{T}{T_c} \right] \left[\frac{M_S(T)}{M_S(0)} \right]^3 \end{cases} \quad (3.15)$$

L'anisotropie d'interface K_S est celle qui varie le plus rapidement avec la température, en particulier dans les couches minces. L'anisotropie volumique K_u est, quant à elle, plus stable en température. Enfin l'anisotropie de forme, *via* l'aimantation à saturation M_S , est encore plus indépendante de la température et l'est d'autant plus que la température de Curie du matériau est grande. Une PSA-STT-MRAM est donc plus stable en température qu'une p-STT-MRAM conventionnelle. Afin de maximiser la stabilité d'une PSA-STT-MRAM face à des variations de température, il est nécessaire de minimiser l'anisotropie d'interface, qui varie rapidement en fonction de la température, pour donner une rôle prépondérant à l'anisotropie de forme, qui varie plus doucement en fonction de la température. Cela est réalisable grâce à un empilement type CoFeB(1,5)/W(0,2)/FM(L-1,5), où la couche d'interface CoFeB est un alliage riche en Co [135].

Fe(001) et Co(001) cubiques faces centrées ont un paramètre de maille similaire qui diffère d'environ 4 % de celui de MgO(001), ce qui peut provoquer des dislocations dans ce dernier [136]. La différence de paramètre de maille est légèrement plus grande pour le Co que pour le Fe mais sans être significative. Il est donc raisonnable de prendre comme hypothèse que la concentration x des alliages Fe_xCo_{1-x} n'a pas d'influence sur la densité des dislocations. En revanche, le mouillage du Fe sur MgO est beaucoup plus important que celui du Co [137–139], conduisant à des changements importants des propriétés physiques de l'interface. En particulier, il a été montré expérimentalement [140, 141] et par des calculs *ab initio* [79] que l'anisotropie perpendiculaire d'interface est significativement plus grande à l'interface MgO/Fe qu'à l'interface MgO/Co. L'énergie d'interface est respectivement estimée à 1,46 et 0,19 mJ/m² pour les empilements MgO/Fe et MgO/Co. De plus, puisque le Co a une température de Curie plus élevée ($T_c^{Co} = 1388$ K) que le Fe ($T_c^{Fe} = 1043$ K), il est plus résilient aux fluctuations thermiques. Cela a plusieurs conséquences en termes de transport et de propriétés magnétiques, notamment une chute plus lente de la TMR et une dépendance plus faible de l'anisotropie de forme dans les alliages riches en Co que riche en Fe, lorsque la température augmente [41, 142].

Afin de quantifier la chute de l'anisotropie dans différents cas, considérons les 5 empilements suivants. Les couches notées FeCoB et CoFeB représentent respectivement un alliage riche en Fe et Co.

[#1] MgO/FeCoB(1,2) avec $D = 60$ nm, qui représente le cas des p-STT-MRAM conventionnelles.

[#2] MgO/FeCoB(1,4)/W(0,2)/Co(12) avec $D = 12,8$ nm, qui représente le cas d'une PSA-STT-MRAM s'aidant d'une forte anisotropie d'interface. L'épaisseur et le diamètre correspondent au cas où les paramètres de l'empilement sont les paramètres optimaux.

[#3] MgO/CoFeB(0,5)/W(0,2)/Co(16,6) avec $D = 11,4$ nm, qui représente le cas d'une PSA-STT-MRAM ne bénéficiant pas d'une anisotropie d'interface et dont la couche de stockage possède une grande température de Curie ($T_c^{\text{Co}} = 1388$ K). L'épaisseur et le diamètre correspondent au cas des paramètres optimaux de l'empilement.

[#4] MgO/CoFeB(0,5)/W(0,2)/Py(26,8) avec $D = 19$ nm, qui est un cas analogue au cas [#3] mais où la couche de stockage possède une faible température de Curie ($T_c^{\text{Py}} = 826$ K).

[#5] MgO/CoFeB(0,5)/W(0,2)/Co(32,2) avec $D = 5$ nm, qui est un cas analogue au cas [#3] mais où l'épaisseur et le diamètre sont choisis très éloignés du cas des paramètres optimaux de l'empilement.

Dans les trois derniers empilements, la couche CoFeB(0,5) est supposée suffisamment fine pour ne pas influencer le M_S total de la couche. De plus, nous considérons que CoFeB(0,5) n'apporte rigoureusement aucune anisotropie d'interface, afin de pouvoir discuter du cas limite idéal des PSA-STT-MRAM en terme de résistance en température. Les dimensions (L et D) de chaque empilement ont été choisies de sorte que chaque système possède une stabilité $\Delta \simeq 80$ à température ambiante.

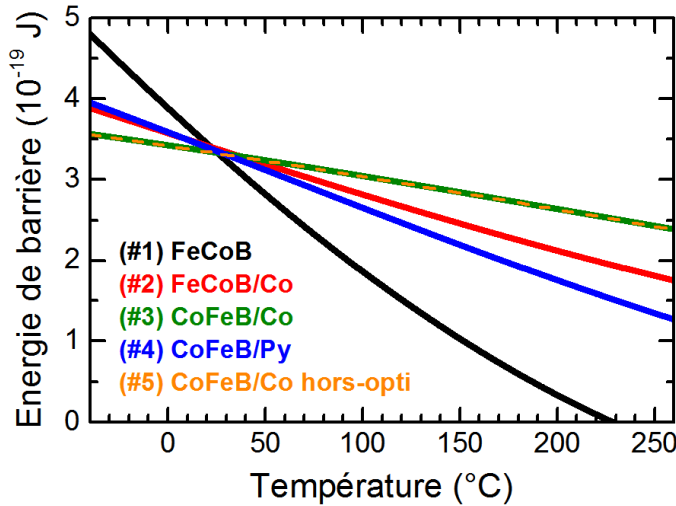


FIGURE 3.5 – Energie de barrière en fonction de la température des empilements [#1] à [#5] décrits dans le texte. L'énergie de barrière est calculée sous l'approximation macrospin avec les paramètres suivants : $M_S^{\text{Co}}(0) = 1,6 \cdot 10^6$ A/m, $M_S^{\text{FeCoB}}(0) = 1,6 \cdot 10^6$ A/m, $M_S^{\text{Py}}(0) = 0,9 \cdot 10^6$ A/m, $K_S^{\text{FeCoB}}(0) = 3$ mJ/m², $K_S^{\text{CoFeB}}(0) \simeq 0$ mJ/m², $T_c^{\text{FeCoB}} = 1100$ K, $T_c^{\text{Co}} = 1388$ K, $T_c^{\text{Py}} = 826$ K et $d_{\text{th}} = 0,4$ [134, 135, 143].

La figure 3.5 reporte les variations de l'énergie de barrière dans ces cinq empilements en fonction de la température. **Les p-STT-MRAM conventionnelles ([#1]) perdent toute anisotropie perpendiculaire à des températures > 230 °C**, contrairement aux différentes PSA-STT-MRAM. **L'empilement [#3] est le plus résistant en température** puisqu'il s'agit d'une PSA-STT-MRAM qui puise son anisotropie perpendiculaire uniquement dans l'anisotropie de forme, et que le

Co est le matériau possédant la plus forte température de Curie. Il s'agit du cas optimal des PSA-STT-MRAM de tenue en température. Lorsque l'anisotropie est partiellement donnée par une anisotropie d'interface ([#2]), ou lorsque la température de Curie est plus faible ([#4]), la dépendance en température augmente nécessairement. En revanche, **le fait de se placer ou non aux conditions optimales minimisant la variabilité de Δ en fonction des variations de diamètre ([#5]) n'a aucune conséquence notable sur la tenue en température** de l'empilement. En d'autres termes, les deux optimisations peuvent être réalisées de manière indépendante.

IV. Conclusion

Lors de la conception d'une PSA-STT-MRAM, il existe de nombreuses combinaisons de paramètres (L , D , M_S , K_S , K_u et Δ) permettant d'aboutir aux mêmes caractéristiques finales souhaitées. Ce chapitre donne des lignes directrices concernant le jeu de paramètres qui, parmi l'ensemble des combinaisons possibles, minimise l'impact de la variabilité de ∂D ou ∂T sur l'une des propriétés suivantes du système.

- La minimisation des variations de stabilité $\partial \Delta$ en fonction de la variabilité de diamètre ∂D est cruciale pour minimiser la variabilité du temps de rétention de l'information et du courant critique d'écriture I_{c0} . Cette condition est atteinte lorsque le point de fonctionnement de la mémoire se situe au niveau des minima des iso- Δ des diagrammes $\Delta(L,D)$ (Fig. 2.8, p. 38), ou, de manière équivalente, au maxima des iso- M_S du diagramme $M_S(\Delta,D,L)$ (Fig. 2.3, p. 30). S'il s'avère impossible de satisfaire cette condition, une solution approchée du problème est proposée en Fig. 3.3.
- La minimisation des variations de la tension critique d'écriture ∂V_c en fonction de la variabilité de diamètre ∂D est importante pour réduire la consommation d'énergie de la mémoire. Cette minimisation peut être effectuée soit dans le régime précessionnel, soit dans le régime assisté thermiquement. La minimisation de $\partial V_c^{\text{prec}}$ revient, entre autres, à la minimisation de ∂V_{c0} . Cette dernière ne peut s'effectuer que par l'utilisation de matériaux à faible α , faible M_S , ou par l'utilisation d'une MTJ à faible RA. La minimisation de ∂V_c^{th} s'obtient quant à elle en minimisant simultanément ∂V_{c0} et $\partial \Delta$.
- La minimisation des variations de l'énergie de barrière ∂E_b en fonction de la température ∂T est un critère important pour des applications dont la gamme d'utilisation des mémoires varie typiquement de -40 à +260 °C, comme c'est le cas du secteur automobile. Pour cela, il est nécessaire de fabriquer une mémoire se reposant le moins possible sur l'anisotropie de surface comme source d'anisotropie perpendiculaire, les anisotropies d'origine volumique étant moins dépendantes en température que les anisotropies d'origine surfacique. Enfin, dans le cas d'une PSA-MRAM dont l'intégralité de l'anisotropie perpendiculaire provient de sa forme, la minimisation de $\partial E_b / \partial T$ est atteinte lorsque le matériau utilisé possède une forte température de Curie, comme dans le cas du Co.

CHAPITRE 4

Développement d'un procédé de nanofabrication de PSA-MRAM

La fabrication d'une MRAM requière la maîtrise de nombreux outils de nanofabrication, tels que :

- des outils de dépôt : pulvérisation et évaporation;
- des outils de gravure : IBE (*Ion Beam Etching*) et RIE (*Reactive Ion Etching*);
- des outils de lithographie : lithographie à rayonnement IR (InfraRouge), UV (UltraViolet) et électronique (*e-beam*);
- des outils d'observation : profilomètre, MEB (Microscope Electronique à Balayage), MET (Microscope Electronique à Transmission).

Après une présentation du procédé de fabrication d'une p-STT-MRAM conventionnelle tel que pratiqué au laboratoire SPINTEC, ce chapitre permettra de discuter des modifications à apporter à ce procédé afin de l'adapter aux contraintes imposées par les PSA-STT-MRAM. En effet, comme le décrit le chapitre 2, la couche épaisse doit posséder un diamètre inférieur à 20 nm et ses flans se doivent d'être parfaitement verticaux, sous peine de conduire à une importante réduction de la stabilité de la mémoire. Une deuxième section présente le développement du procédé, et sa reproductibilité est évaluée dans une troisième section.

L'ensemble de ce travail est réalisé au sein de la plateforme de technologie amont (PTA) de Grenoble. Le fonctionnement des différentes outils précédemment listés n'est pas détaillé dans ce manuscrit, à l'exception de celui de l'IBE, particulièrement utilisé dans le cadre du développement décrit dans ce chapitre.

I. Nanofabrication de p-STT-MRAM

1. Procédé RAM₄

Dans ce chapitre, les MRAM sont schématisées telles qu'en figure 4.1. L'épaisseur des différentes couches n'est pas représentée à l'échelle afin de rendre plus visibles

les couches minces de la jonction tunnel (d'épaisseur $\simeq 1,5$ nm) par rapport aux électrodes ($\simeq 40 - 150$ nm) et aux résines ($> 1,4$ μm).

Le procédé nommé RAM₄ est le procédé standard de fabrication des MRAM au sein du laboratoire SPINTEC. L'ensemble des étapes de ce procédé est présenté en figure 4.2.

L'empilement est déposé par pulvérisation cathodique sur un substrat de SiO₂ thermique, puis recuit entre 300 et 350 °C. Le masque dur de Ta est ensuite déposé, également par pulvérisation cathodique (Fig. 4.2.a).

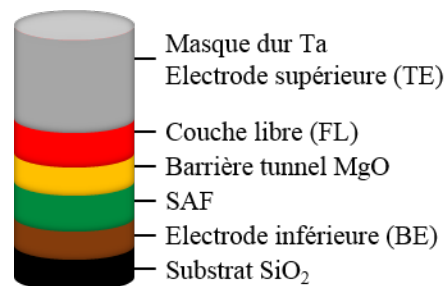


FIGURE 4.1 – Code couleur des schémas d'une MTJ.

Gravure du pilier magnétique

La résine PMMA (Polyméthacrylate de méthyle, en violet sur le schéma) est étalée, insolée par lithographie e-beam, puis développée (Fig. 4.2.b). Une couche de 20 nm de Cr est déposée par évaporation (Fig. 4.2.c). La résine est supprimée (Fig. 4.2.d), laissant ainsi un dépôt de Cr uniquement aux emplacements précédemment insolés. Le masque dur de Ta est gravé par RIE par un plasma à base de SF₆. Cette gravure est sélective du Ta et permet d'obtenir des profils fortement anisotropes (Fig. 4.2.e). La gravure s'arrête grâce à une couche d'arrêt de Ru, placée entre le masque dur et la couche libre. Des piliers de Ta de 25 à 30 nm de diamètre, correspondant à la limite de résolution des masqueurs de la PTA, et d'épaisseur $\simeq 150$ nm sont ainsi obtenus.

Les couches au cœur de la jonction tunnel (SAF/MgO/FL) sont gravées par IBE, car aucune chimie connue, même une chimie douce telle que MeOH ou NH₃, ne permet de graver l'ensemble des éléments constituant la MTJ à des diamètres sub-50 nm sans détruire les propriétés magnétiques des couches. La couche libre est gravée avec un angle d'incidence de 15° par rapport à l'incidence normale. La barrière MgO et le SAF sont gravés à 60° (Fig. 4.2.f). Ces angles de gravure induisent une propagation de flancs obliques, le pilier prenant alors une forme conique et non plus cylindrique. La gravure est arrêtée lorsque l'électrode inférieure est atteinte. Cette étape est cruciale car elle dicte, pour un empilement donné, les propriétés physiques de la jonction : s'il y a du redépôt métallique autour du MgO, la jonction sera court-circuitée et, si les parois sont endommagées, alors la TMR et l'anisotropie de surface seront affaiblies. **C'est principalement cette étape qu'il est nécessaire d'adapter dans le cadre du développement d'un procédé de gravure de PSA-STT-MRAM.**

Définition de l'électrode inférieure

La résine AZ1512HS (en violet sur le schéma) est étalée, insolée par lithographie UV, puis développée (Fig. 4.2.g). L'électrode inférieure de Ta/Pt est gravée par RIE (Fig. 4.2.h) par un mélange {SF₆ + CHF₃}. La résine est finalement supprimée (Fig. 4.2.i). A ce stade, l'électrode inférieure et la future électrode supérieure de chaque

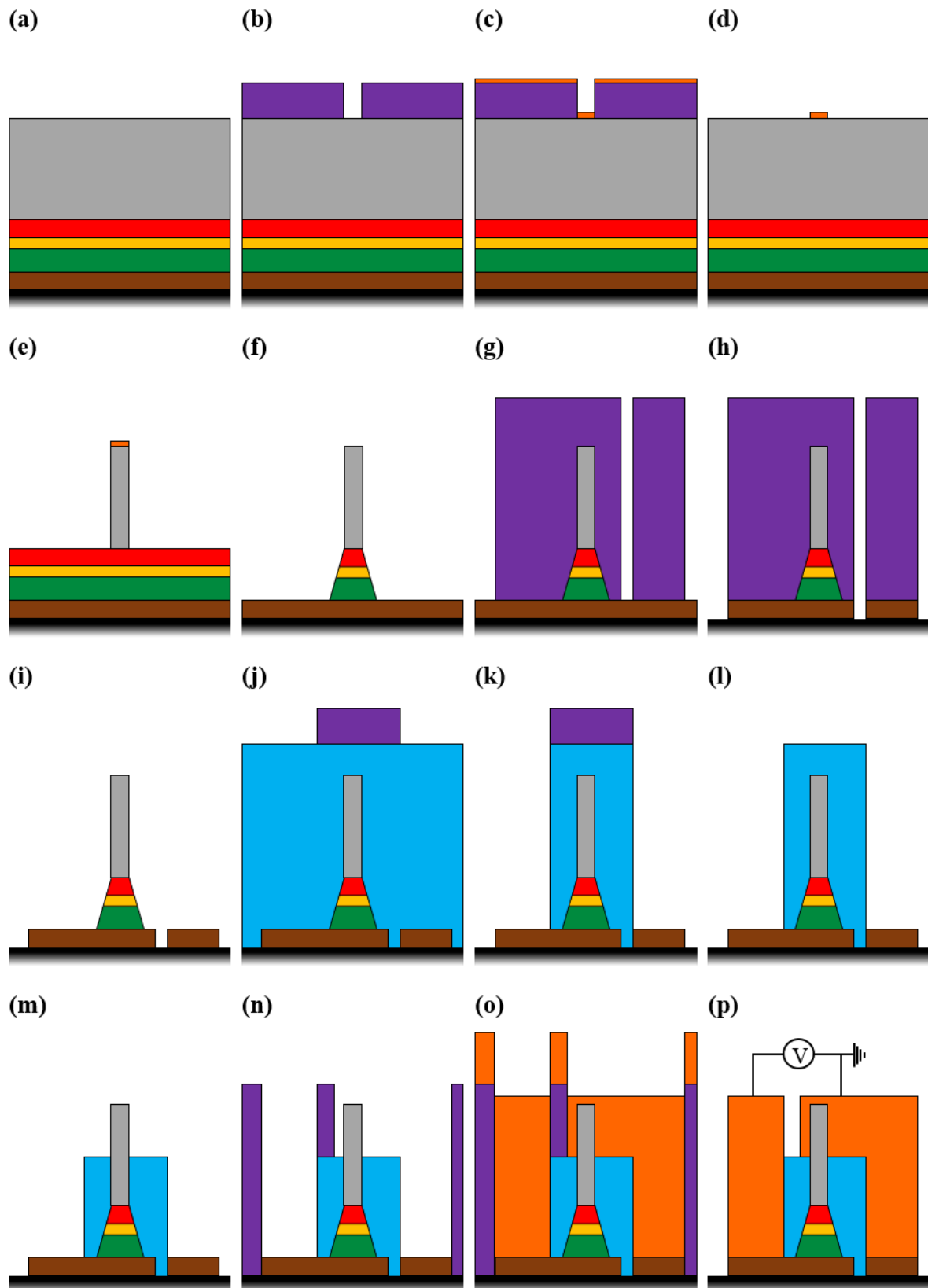


FIGURE 4.2 – Ensemble des étapes du procédé RAM₄. Une description détaillée des étapes est fournie dans le manuscrit. **(a) - (f)** Gravure du pilier magnétique. **(g) - (i)** Définition de l'électrode inférieure. **(j) - (m)** Définition de l'électrode supérieure. **(n) - (p)** Reprise des contacts électriques.

pilier, respectivement à gauche et à droite sur le schéma, sont électriquement isolées. Les piliers sont également électriquement isolés les uns des autres.

Définition de l'électrode supérieure

Les piliers sont encapsulés dans de l'Accuflo (en bleu sur le schéma), diélectrique permettant d'isoler électriquement l'électrode inférieure de la future électrode supérieure. La résine AZ1512HS est étalée, insolée par lithographie UV, puis développée (Fig. 4.2.j). L'Accuflo est gravé par RIE jusqu'au substrat SiO_2 par un mélange $\{\text{O}_2 + \text{CHF}_3\}$. Cette étape permet d'ouvrir le contact vers l'électrode inférieure (Fig. 4.2.k). La résine est ensuite supprimée (Fig. 4.2.l). L'Accuflo est finalement aminci de manière à laisser dépasser le pilier de Ta, tout en faisant attention à ne pas aller au-delà de MgO (Fig. 4.2.m). Cette étape d'amincissement est délicate : si l'épaisseur restante d'Accuflo est trop épaisse il sera impossible de prendre contact sur le pilier de Ta tandis que, si elle est trop fine, la jonction tunnel sera court-circuitée.

Reprise des contacts électriques

La résine AZ1512HS est étalée, insolée par lithographie UV, puis développée (Fig. 4.2.n). Une couche de 10 nm de Cr puis une couche de 300 nm d'Al sont successivement déposées (Fig. 4.2.o). La résine est finalement supprimée (Fig. 4.2.p). Cette étape marque la fin du procédé de nanofabrication. Chaque pilier est pris en sandwich entre deux électrodes métalliques. Chaque plaque ainsi fabriquée possède quelques milliers de ces piliers, permettant d'effectuer par la suite des analyses statistiques de manière rapide.

2. Gravure de couches magnétiques par IBE

Afin de transposer le procédé précédemment décrit pour les p-STT-MRAM conventionnelles aux PSA-STT-MRAM, il est nécessaire de modifier l'étape de gravure par IBE des piliers magnétiques (Fig. 4.2.f). En effet, cette gravure présente trois problèmes majeurs pour concevoir une couche de stockage reposant sur une anisotropie de forme perpendiculaire. Premièrement, la gravure IBE est connue pour laisser des redépôts sur les flancs des piliers (*cf.* p. 85). Or, plus la couche à graver est épaisse, plus les redépôts sont importants. Deuxièmement, les angles de gravure utilisés (15° et 60°) conduisent à une perte de la forme cylindrique (*cf.* p. 86). Finalement, cette gravure ne permet pas de réduire le diamètre du pilier. Le pilier final possède donc, du fait du profil conique, un diamètre légèrement supérieur à celui du diamètre initial du masque dur de Ta, soit un diamètre minimum d'environ 30 nm. Or, il est nécessaire de pouvoir réduire le diamètre à des dimensions sub-20 nm, voir sub-10 nm.

Cette sous-section a pour objectif de présenter le fonctionnement général et les limites d'une gravure par IBE [144]. Le développement du procédé lui-même est présenté dans la section suivante.

Fonctionnement de l'IBE

Un faisceau d'électrons énergétiques, créé depuis un filament cathodique puis collecté à une anode, permet d'ioniser par bombardement les atomes du gaz inerte (Ar) contenu dans la chambre, conduisant à la formation d'un plasma [145]. Une grille soumise à une tension négative permet d'extraire et d'accélérer les ions en sortie de chambre pour former un faisceau d'ions chargés (Ar^+), neutralisé par un filament placé derrière la grille. La neutralisation permet à la fois d'éviter la divergence du faisceau et d'induire des effets de charge lors de la gravure. Le faisceau d'atome neutre est finalement focalisé sur le substrat à graver. L'angle d'incidence du faisceau est ajustable entre 0° (incidence normale) et 85° (incidence rasante). L'échantillon est mis en rotation à 20 rpm afin de conserver une symétrie de révolution autour de son axe perpendiculaire. Si les atomes ont une énergie suffisamment grande ils peuvent, par bombardement, arracher de la matière au substrat. La gravure par IBE est un procédé anisotrope, qui reproduit fidèlement les motifs d'un masque [146] (ici un masque dur de Ta(150)). Les éléments éjectés du substrat sont pompés et envoyés vers un spectromètre de masse (SIMS, *Secondary Ion Mass Spectrometry*), ce qui permet de déterminer en temps réel la nature des éléments gravés (Fig. 4.3).

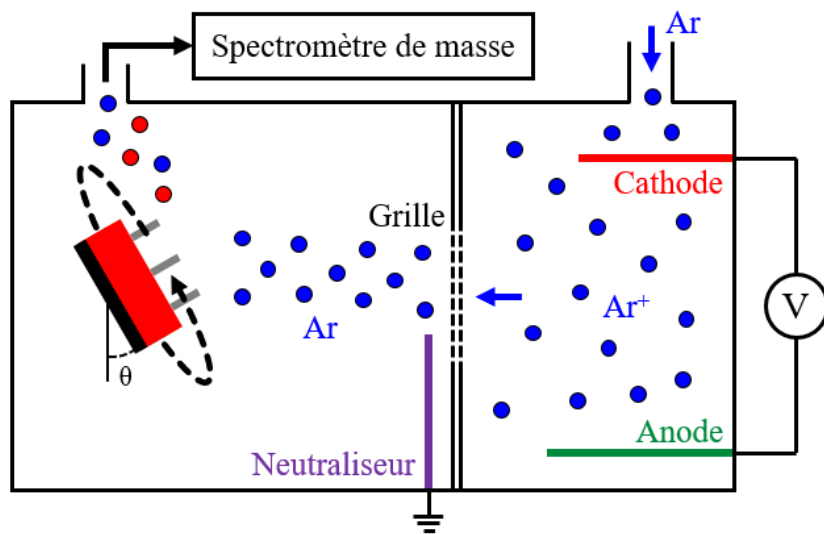


FIGURE 4.3 – Illustration du fonctionnement d'un IBE couplé à un spectromètre de masse.

L'appareil utilisé pour cette étude est l'IBE SCIA MILL 150. Les conditions de gravures sont influencées par de nombreux paramètres : paramètres matériaux, paramètres du plasma, énergie des atomes incidents, configuration du substrat par rapport au faisceau incident, etc. La suite de cette sous-section est une description qualitative propre à l'appareil et aux matériaux utilisés.

Redéposition

Le phénomène de redéposition décrit le fait qu'un atome qui se fait arracher de la surface a une probabilité non nulle de percuter et de s'accrocher à un motif (dans ce cas, les piliers). La figure 4.4 illustre la redéposition sous 3 angles

d'attaque différents, où les ronds gris et rouges représentent les atomes en surface respectivement de Ta et de FL, et les ronds bleus les atomes d'Ar du faisceau incident.

- Lorsque l'angle $\theta = 0^\circ$ (Fig. 4.4.b), le haut du pilier de Ta ainsi que la couche libre sont directement gravés. Le profil d'éjection de la matière étant sphérique, c'est-à-dire que la matière est éjectée uniformément dans toutes les directions, la probabilité que cette matière vienne percuter les flancs d'un pilier de Ta est non négligeable. **Ces derniers s'élargissent donc rapidement avec la croissance de cette couche de redépôt.** Etant donné que cette dernière est principalement constituée d'atomes issus de la couche de stockage, **elle est conductrice et magnétique.**
- Lorsque l'angle de gravure monte à des valeurs telles que $20^\circ < \theta < 70^\circ$ (Fig. 4.4.c), la gravure verticale et, par conséquent, la vitesse de croissance de la couche de redépôt, sont plus lentes que dans le cas précédent. De plus, puisque l'angle d'attaque est incliné, les piliers se font également graver latéralement. Il en résulte une compétition entre vitesse de redépôt sur les flancs des piliers et vitesse de gravure de ces derniers. **Il est possible de déterminer expérimentalement un angle critique θ_c où les deux vitesses se compensent parfaitement, c'est-à-dire où le diamètre des piliers reste inchangé durant la gravure.** Cet angle est de l'ordre de 50° .
- Lorsque l'angle de gravure devient extrêmement rasant, $\theta > 70^\circ$ (Fig. 4.4.d), la gravure est presque exclusivement latérale et non plus verticale. **Dans un premier temps, c'est donc la couche de redépôt qui est gravée, si une telle couche existe. Dans un deuxième temps, c'est le pilier originel de Ta qui est aminci.**

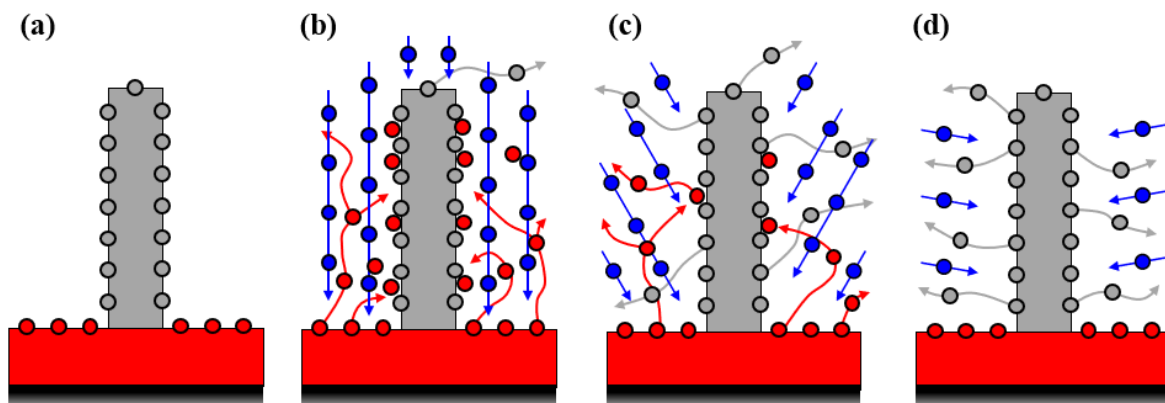


FIGURE 4.4 – Schémas décrivant la gravure de FL [■] par IBE grâce à un masque dur de Ta [■]. Les ronds gris et rouges représentent les atomes en surface respectivement de Ta et de FL, et les ronds bleus les atomes d'Ar. Les flèches indiquent des trajectoires statistiques des atomes. Elles sont données à titre d'illustration mais ne reflètent pas la trajectoire réelle des atomes qui sont en réalité éjectés de la surface avec un profil sphérique puis qui se déplacent selon une trajectoire rectiligne. (a) Échantillon de départ gravé respectivement avec un faisceau dont l'angle d'incidence est de 0° (b), 30° (c), et 80° (d).

Modification de la forme

L'angle du faisceau incident entraîne également une modification de la forme du pilier (Fig. 4.5) du fait de l'effet d'ombrage.

- Dans le cas d'une gravure à incidence normale (Fig. 4.5.b), les flancs des piliers ne sont pas gravés et s'épaississent au fur et à mesure de la gravure, tout en conservant des parois verticales. **Cela permet de conserver une forme cylindrique.**
- Lors d'une attaque avec un angle ni trop proche de l'incidence normale ni trop rasant, soit un angle $20^\circ < \theta < 70^\circ$, des flancs obliques apparaissent (Fig. 4.5.c). En effet, le pilier ombrage, par symétrie de révolution, tout un disque de rayon $R = R_0 + L \tan(\theta)$, où R_0 et L sont respectivement le rayon et l'épaisseur du pilier. L'intégralité de ce disque n'est pas constamment ombragée, seule la partie située dans l'alignement du pilier l'est. Mais du fait de la rotation de l'échantillon, l'ensemble du disque est en moyenne moins exposé au flux d'argon que le reste du substrat, il se grave donc moins vite. Par conséquent, le pilier augmente légèrement de diamètre à sa base. Le procédé se répète, **conduisant le pilier à prendre une forme conique.** Finalement, puisque le sommet du pilier est directement en contact avec le faisceau incident, une paroi orthogonale à l'angle d'incidence s'y crée (Fig. 4.5.e).
- Finalement, dans le cas limite d'un angle d'incidence complètement rasant, le pilier n'est gravé que latéralement. **Cela conduit exclusivement à un amincissement de son diamètre** (Fig. 4.5.d).

Quel que soit l'angle d'incidence, puisqu'une gravure IBE est un phénomène stochastique, **les bords ou arrêtes des motifs s'arrondissent.** Dans le présent cas d'étude, ce phénomène est particulièrement visible sur le sommet des piliers de Ta.

Avec tous ces éléments en main, il est maintenant possible de les assembler pour aboutir à une gravure qui satisfait les exigences des PSA-STT-MRAM.

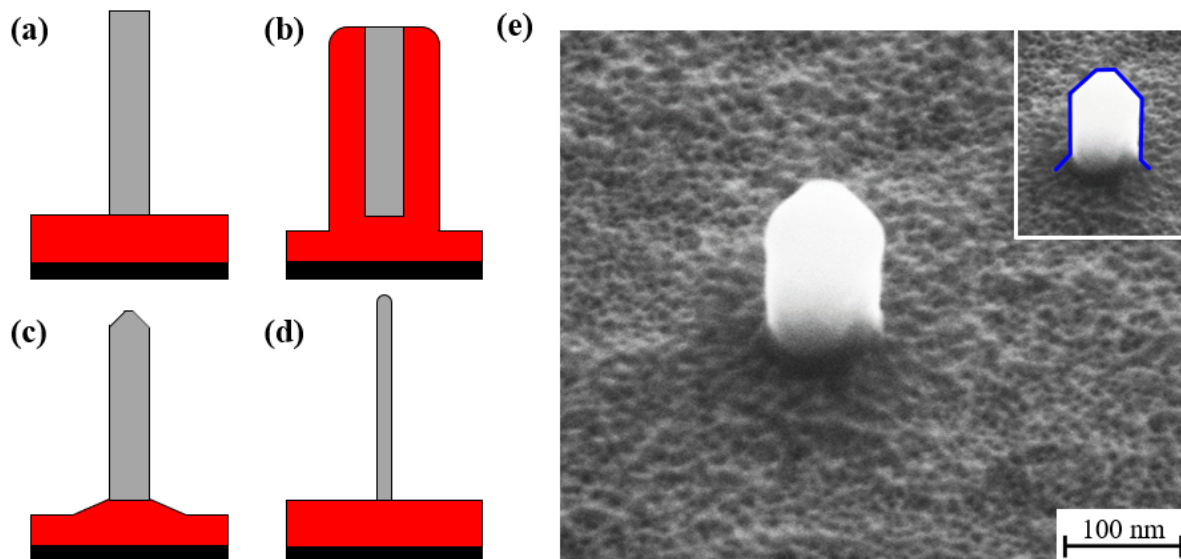


FIGURE 4.5 – Schémas illustrant le changement de forme lors d'une gravure IBE. (a) Échantillon de départ gravé respectivement avec un angle d'incidence de 0° (b), $\simeq 50^\circ$ (c), et $\simeq 80^\circ$ (d). Le schéma (b) illustre notamment la présence d'une couche de redépôt. L'image MEB (e), observée à 45° , illustre le point (c) avec un angle de gravure de 60° . En insert, une miniature de l'image comportant un guide visuel bleu des flancs du pilier.

II. Gravure par IBE d'une couche épaisse

1. Multiples voies de gravure

Cette sous-section présente plusieurs voies de gravure qui permettraient de graver une PSA-STT-MRAM. Le développement du procédé a principalement été effectué sur des empilements BE/SAF/MgO/Co(60 nm)/Ta(150), où le SAF = [Co/Pt]₆/Ru/[Co/Pt]₃ est analogue à celui des p-STT-MRAM conventionnelles et où BE = Ru(25). L'épaisseur de la couche de stockage, qui nous entraîne bien au-delà du modèle macrospin présenté au chapitre 2.I (p. 25), et sa composition sont ainsi choisies pour les deux raisons suivantes. Premièrement, plus l'épaisseur est grande, plus les imperfections et défauts du procédé seront accentués. Ils sont donc plus facilement identifiables lors des observations MEB. Deuxièmement, nous avons l'intention de mesurer par VSM (*Vibrating-Sample Magnetometer*) le signal magnétique de ces piliers une fois gravés, ce qui nécessite de maximiser le produit volume \times aimantation afin de maximiser le rapport signal sur bruit.

L'objectif de la gravure est donc d'obtenir, de manière reproductible, des cylindres de 60 nm de Co avec une forme la plus cylindrique possible. Le SAF peut *a priori* posséder une forme conique, puisque son fonctionnement ne repose pas sur l'anisotropie de forme. L'échantillon pré-gravure IBE se présente sous la forme d'une collection de piliers de Ta (masque dur), dont le diamètre minimum atteignable par les masqueurs de lithographie e-beam de la PTA est de 25 à 30 nm (Fig. 4.2.e). Il est possible de partir volontairement d'un pilier plus large. De là, 4 étapes sont envisagées afin de compléter la gravure du pilier, illustrées en figure 4.6.

- Dans un premier temps (Fig. 4.6 n° 1), il est possible d'effectuer une gravure latérale pour amincir le pilier de Ta, l'amenant à des diamètres plus petits que ceux réalisés par e-beam (< 15 nm). Une gravure IBE ne pouvant que détériorer son allure, cette étape n'a de sens que si le pilier de Ta possède initialement le diamètre minimal réalisable en e-beam.
- Afin de propager au maximum la forme cylindrique (Fig. 4.6 n° 2), une gravure à incidence quasi-normale est envisagée. Il est possible de graver jusqu'à l'électrode inférieure ou de s'arrêter au niveau de la barrière tunnel MgO. Durant cette étape, le pilier s'épaissit du fait des redépôts.
- Il peut être choisi d'arrêter la gravure précédente au niveau de la barrière tunnel afin de traiter différemment la gravure de la couche de stockage de celle du SAF. La présence de redépôt autour de la barrière est à proscrire car cela conduirait à un court-circuit de la jonction. L'angle de gravure peut donc être modifié à un angle au-delà de l'angle critique θ_c , permettant de poursuivre la gravure sans redéposer de matière sur les flancs de la barrière tunnel lors de la gravure du SAF. L'introduction de cet angle oblique implique d'avoir un SAF de forme conique (Fig. 4.6 n° 3). La gravure est conduite jusqu'à atteindre l'électrode inférieure.
- Finalement, le pilier est aminci par une gravure à angle rasant (Fig. 4.6 n° 4). L'aboutissement de la gravure est idéalement un pilier dont la couche de stockage est parfaitement cylindrique et dont l'extrémité haute est arrondie par les gravures

successives. Cela reste sans conséquence puisque seul le masque dur de Ta est affecté, pas la couche de stockage.

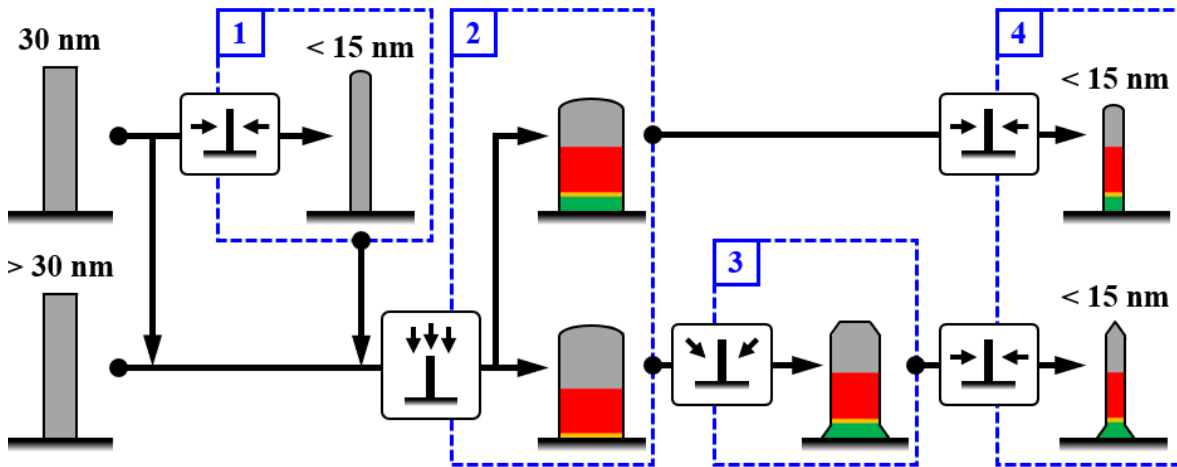


FIGURE 4.6 – Schémas des différentes voies de gravure. Les illustrations encadrées en noir sont intuitives afin d'indiquer l'angle d'incidence approximatif de la gravure par IBE.

Afin d'optimiser chacune des étapes, deux paramètres de gravure ont été modifiés : la tension d'extraction de grille ($V_g = 100$ à 600 V) et l'inclinaison du substrat ($\theta = 0$ à 85°). Ce développement est effectué sur des échantillons test qui comportent des réseaux de 10×10 piliers de différents diamètres (de 30 à 100 nm), plus un réseau de 3×3 piliers de 500 nm de diamètre (Fig. 4.8). Les réseaux sont espacés de $500 \mu\text{m}$ et, au sein d'un réseau, les piliers sont espacés d' $1 \mu\text{m}$ afin que l'ombrage d'un pilier n'affecte pas les piliers voisins, y compris lors d'une gravure rasante à $\theta = 85^\circ$ (Fig. 4.7).

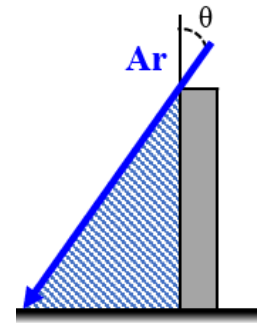


FIGURE 4.7 – Zone d'ombrage.

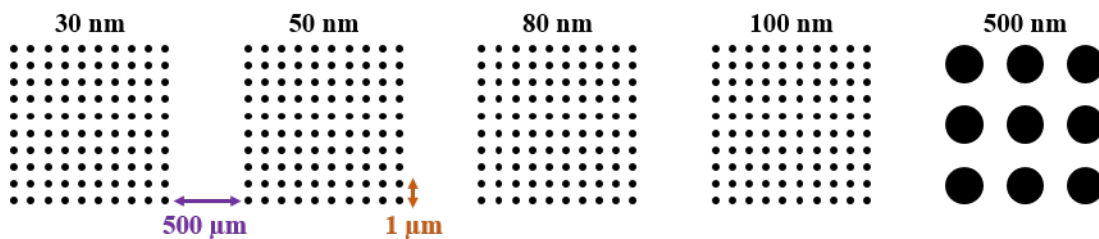


FIGURE 4.8 – Réseaux de piliers des échantillons tests. Par soucis de visibilité, les diamètres des plots ne sont pas à l'échelle.

A la suite de chaque test de gravure, les piliers sont observés au MEB afin de mesurer leur diamètre, d'en déduire une vitesse de gravure et de caractériser leur forme. Observer un pilier au MEB modifie cependant ses propriétés physiques : il ne se gravera plus de la même manière lors d'une future gravure IBE. Ainsi, lors de la caractérisation d'une série d'étapes {gravure IBE + observation MEB}, il est

impossible d'observer plusieurs fois de suite le même pilier. Par conséquent, lors d'une observation MEB, tous les piliers ne sont pas observés. Le protocole suivi est le suivant. Pour chaque réseau, la forme générale des plots est rapidement estimée avec un faible grossissement et sans réglage précis de l'appareil afin de limiter le temps d'insolation. Dans un deuxième temps, des mesures précises et quantitatives sont réalisées sur quelques plots (3 à 5) parmi ceux considérés comme représentatifs de la moyenne des plots présents. Les diamètres des plots sélectionnés sont mesurés puis moyennés. Il est considéré que ce diamètre moyen est représentatif de l'ensemble des plots du réseau. Il est ensuite utilisé pour évaluer la vitesse de gravure entre deux observations MEB, bien que les plots mesurés lors des deux observations ne soient pas rigoureusement les mêmes. Dans de rares cas, il a été impossible d'évaluer correctement un diamètre moyen puisque tous les plots semblaient différents en taille et en forme. Ces cas correspondent à des gravures jugées non-uniformes et non-reproductibles, et ont été rapidement abandonnées.

Dans la suite de cette section, l'optimisation de chacune des étapes présentées en figure 4.6 est détaillée. Etant donné que les étapes n° 1 et n° 3 sont *a priori* facultatives pour compléter la gravure, elles seront détaillées après les étapes n° 2 et n° 4.

2. Gravure verticale de la jonction

L'objectif de cette étape n° 2 est de graver la couche de stockage tout en conservant une forme cylindrique. Pour ce faire, une gravure avec un angle proche de l'incidence normale est envisagée. Considérons dans un premier temps un angle de gravure $\theta = 0^\circ$ (incidence normale) et étudions l'influence de la tension de grille où $V_g = 100, 200, 300$ ou 600 V. Lorsque $V_g = 100$ V, aucune gravure n'est constatée, indiquant que l'énergie des atomes d'Ar n'est pas assez grande pour graver *a minima* les matériaux Ta et Ru. Pour $V_g = 200$ V, l'énergie devient suffisante pour graver l'ensemble de l'empilement. La détection SIMS permet de détecter les éléments selon l'ordre attendu (Fig. 4.9) :

- Ru(10), la couche d'arrêt de la gravure Ta ;
- Co(60), la couche de stockage ;
- MgO(1,3), la barrière tunnel ;
- $[\text{Co}(0,5)/\text{Pt}(0,25)]_6/\text{Co}(0,5)/\text{Ru}(0,9)/[\text{Co}(0,5)/\text{Pt}(0,25)]_3$, le SAF. L'élément Co présente ici un signal moins intense que lors de la gravure de la couche de stockage puisqu'il s'agit d'un alliage Co/Pt et non plus d'un Co pur. Le Pt a, quant à lui, un signal extrêmement faible car c'est un élément lourd ;
- Ru(25), composant principal de l'électrode inférieure. Au cours du présent travail de thèse, cette dernière a été remplacée par du Pt(30). Ce changement est dû à un changement de procédé de gravure de l'électrode inférieure : la gravure par IBE d'une couche de Ru a été remplacée par la gravure par RIE du Pt, qui induit moins de problèmes de courts-circuits entre l'électrode supérieure et l'électrode inférieure. Lors du développement de ce procédé, cette dernière était cependant encore réalisée en Ru(25).

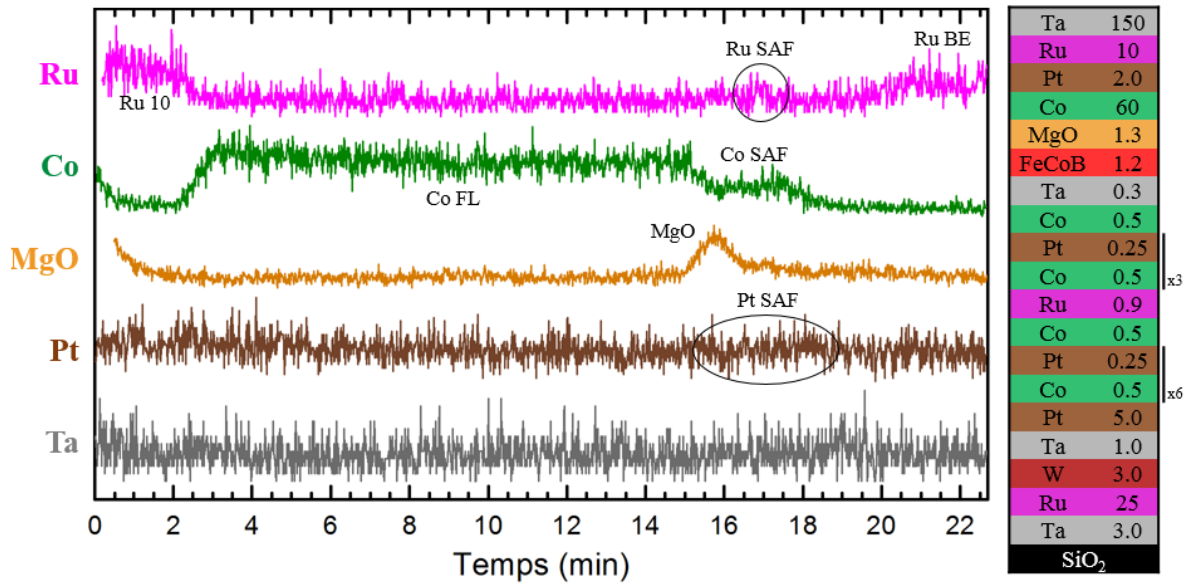


FIGURE 4.9 – Signal SIMS de la gravure IBE de l'empilement schématisé ci-contre (épaisseurs données en nm). Conditions de gravure : $\theta = 0^\circ$, $V_g = 200$ V.

Le rapport signal sur bruit est faible lors de cette phase de test, puisque l'intensité du signal est proportionnel à la surface de l'échantillon et que la surface des échantillons tests est de l'ordre de quelques cm^2 . Lors de la fabrication des PSA-STT-MRAM, les plaques utilisées au laboratoire ont des surfaces de l'ordre de 78 cm^2 (plaques de 100 mm de diamètre, appelées $\phi 100$). En particulier, dans l'exemple présenté en figure 4.9 qui représente fidèlement l'ensemble des tests, aucun signal de Ta n'est observé alors que, lors de la gravure d'une plaque $\phi 100$, les différents signaux de Ta et le signal de Pt du SAF sont bien observés.

Vitesse de gravure et point d'arrêt (à $\theta = 0^\circ$)

Pour une gravure à $V_g = 200$ V, les différents matériaux se gravent à une vitesse de 4 à 5 nm/min. Cela permet de graver l'ensemble de l'empilement en un temps raisonnable. L'électrode inférieure Ru(25) est suffisamment épaisse pour pouvoir arrêter la gravure précisément dans cette couche. Il en sera de même pour la future électrode en Pt(30).

Les gravures à $V_g = 300$ et 600 V ont rapidement été écartées pour deux raisons. Premièrement, les vitesses de gravure de l'électrode inférieure sont respectivement de l'ordre de 15 et 30 nm/min, respectivement. Etant donné qu'il y a un délai entre le moment où les matériaux sont réellement gravés et le moment où ils sont détectés par le SIMS, il devient difficile d'arrêter la gravure de manière certaine dans l'électrode inférieure. De plus, plus la tension de grille est élevée (et donc plus la gravure est rapide), plus la rugosité du fond de gravure est importante (< 1 nm pour $V_g = 200$ V et 2,5 nm pour $V_g = 600$ V). Ces résultats sont détaillés dans la section suivante (Fig. 4.17, p. 102). La combinaison de ces deux effets fait qu'il est préférable de graver avec une tension de grille faible (200 V) afin d'avoir un point d'arrêt précis et reproductible.

Forme des piliers à $\theta = 0^\circ$

La figure 4.10 présente des piliers de Ta(150) gravés par RIE, démontrant l'efficacité de cette étape, ainsi que des piliers gravés à 0° avec une tension de grille de 200, 300 et 600 V. Par soucis de synthèse, seules quelques images considérées comme représentatives de chaque condition de gravure sont présentées ici. Les constats qui s'ensuivent se basent toutefois sur plusieurs dizaines d'observations.

- La gravure à 200 V donne lieu à des piliers aux flancs verticaux ainsi qu'à un arrondissement peu prononcé de la partie haute du pilier. La gravure semble reproductible puisque tous les piliers ont, après gravure, un diamètre et une forme similaires (Fig. 4.10.c et d).
- La gravure à 300 V n'est, quant à elle, pas aussi reproductible. En particulier, les flancs des piliers issus d'un masque de Ta de 30 nm de diamètre sont rarement parfaitement droits (Fig. 4.10.e), alors que ceux issus d'un masque de Ta de 50 nm de diamètre le sont plus régulièrement (Fig. 4.10.f). De plus, l'arrondissement de la partie haute du pilier de Ta est plus marqué que lors de la gravure à 200 V.
- La gravure à 600 V est encore moins reproductible que celle à 300 V. En effet, sur chaque réseau de 10×10 piliers, seuls quelques plots possèdent encore une forme cylindrique. Les autres acquièrent une forme d'ogive (Fig. 4.10.g et h).

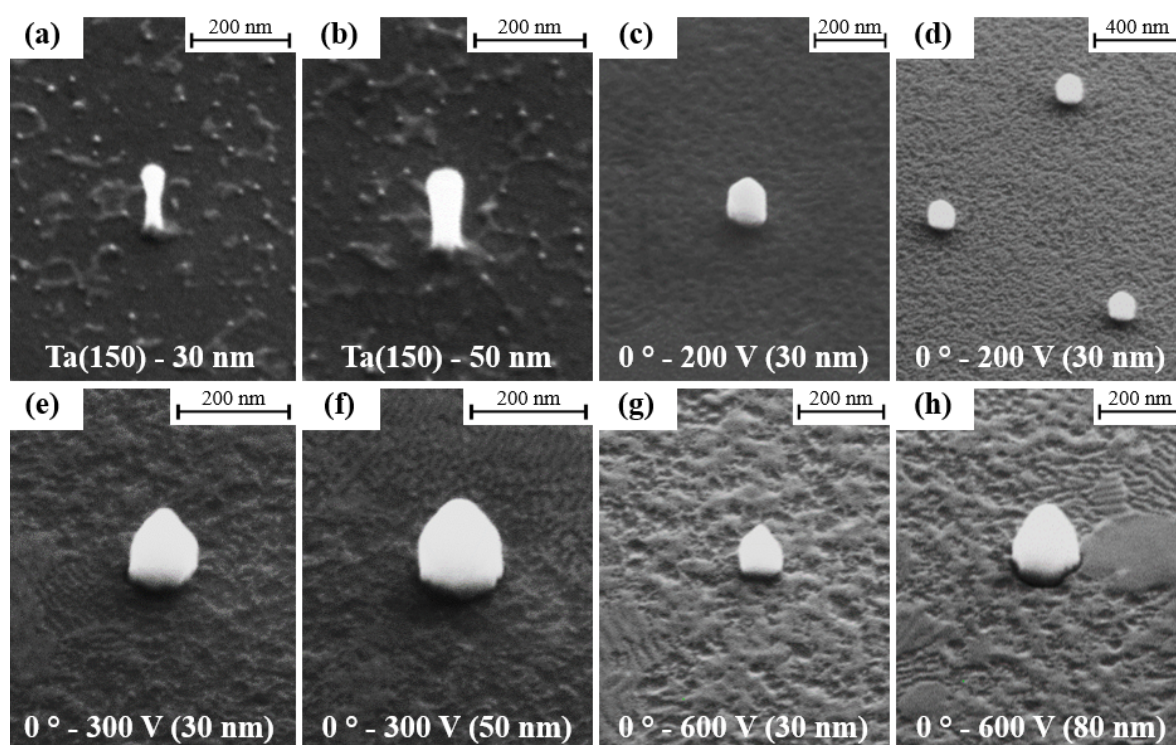


FIGURE 4.10 – Images MEB de piliers gravés, observés à 45° . Chaque image est accompagnée d'une brève légende : un angle réfère à l'angle de gravure, une tension réfère à la tension de grille et une dimension en nm réfère au diamètre du pilier de Ta après e-beam (et non pas au diamètre réel mesurable sur ces images, plus épais du fait du redépôt lors de la gravure). (a) et (b) présentent des piliers de Ta(150) gravés par RIE de diamètre respectif 35 nm et 50 nm. Les piliers de Ta sont gravés à $\theta = 0^\circ$ avec une tension de grille $V_g = 200$ V (c) et (d), 300 V (e) et (f) et 600 V (g) et (h).

La gravure à 200 V est donc à privilégier. Elle correspond à la plus faible tension d'extraction donnant suffisamment d'énergie aux atomes d'Ar pour graver l'empilement.

Influence de l'angle ($\theta > 0^\circ$)

Des gravures à incidence quasi-normale ont également été réalisées. Une gravure à $\theta = 10^\circ$ conduit majoritairement à l'obtention des plots en forme d'ogive (Fig. 4.11), donc à une perte de la forme cylindrique. Des plots aux flancs verticaux sont obtenus de façon minoritaire, avec un arrondissement du haut du pilier de Ta très prononcé. Un angle $\theta = 20^\circ$ a également été testé, mais avec des résultats encore moins prometteurs que ceux obtenus avec un angle de 10° .

L'angle de gravure optimal retenu est donc égal à 0° , seul angle qui permette de propager correctement la forme cylindrique du pilier de Ta sur l'ensemble de la couche de stockage. Dans la suite des tests, ces conditions $\{0^\circ, 200 \text{ V}\}$ seront toujours conservées pour réaliser l'étape n° 2.

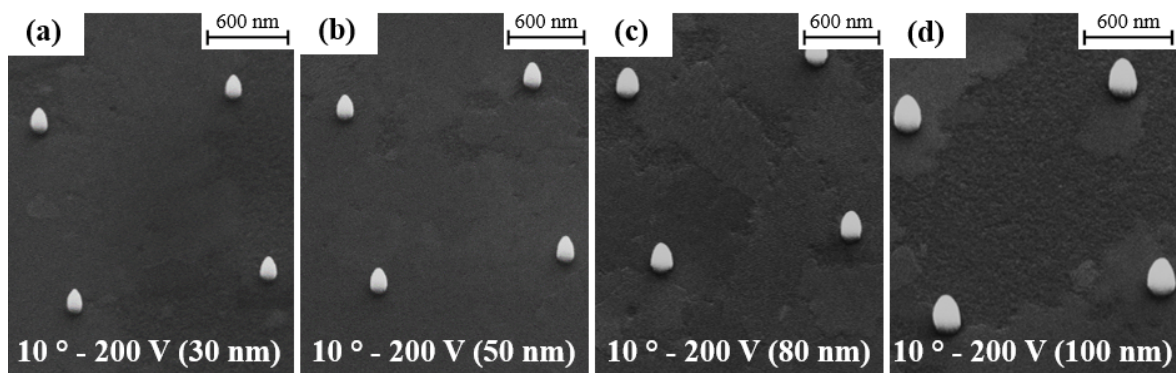


FIGURE 4.11 – Images MEB de piliers gravés à $\{10^\circ, 200 \text{ V}\}$ et observés à 45° . Le diamètre initial du masque de Ta(150) est respectivement de 30 nm (a), 50 nm (b), 80 nm (c) et 100 nm (d).

3. Amincissement du pilier

Cette étape n° 4 est la dernière étape du procédé de gravure. C'est elle qui donne au pilier son diamètre final. Elle a pour objectifs d'atteindre des diamètres les plus petits possibles et, une fois de plus, de conserver la forme cylindrique de la couche de stockage. Est présentée ci-dessous une brève liste des diamètres clés (limites théoriques et records techniques actuels).

- Un diamètre de 25 nm correspond approximativement au diamètre maximal au-dessus duquel le système perd son aimantation uniforme.
- Un diamètre de 20 nm correspond à la limite théorique des p-STT-MRAM à base de FeCoB/MgO/FeCoB possédant une stabilité thermique $\Delta = 60$.
- Un diamètre de 12 nm correspond à la limite théorique des p-STT-MRAM à double jonction à base de FeCoB/MgO/FeCoB/Ta/FeCoB/MgO/FeCoB ayant une stabilité $\Delta = 60$ [95, 147].

- Un diamètre de 8 nm est actuellement reporté comme étant la plus petite p-STT-MRAM fonctionnelle jamais créée et mesurée par imagerie MET [148].
- Récemment, une équipe de recherche japonaise travaillant également sur le concept des PSA-STT-MRAM a réussi à obtenir des dispositifs de 4 nm de diamètre (diamètre électrique) avec une stabilité $\Delta = 80$ [149].

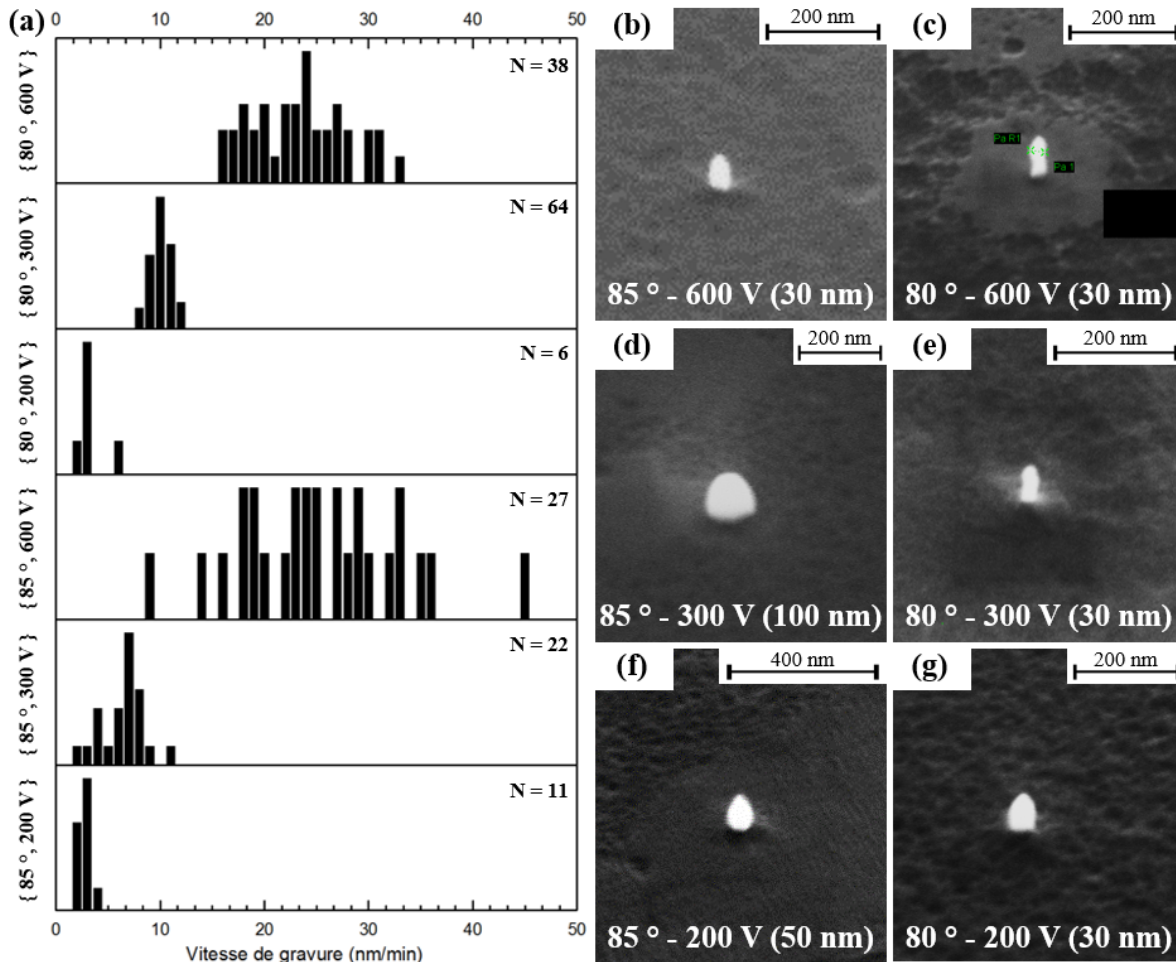


FIGURE 4.12 – (a) Vitesse de gravure pour différentes conditions de gravure. Pour chaque condition, le nombre N fait référence au nombre total d'essais et les barres noires sont normalisées par rapport à la plus grande barre. Le terme « vitesse de gravure » fait référence à la vitesse de gravure du diamètre du pilier. Les images MEB **(b)** à **(g)**, observées à 45°, montrent l'allure typique d'un pilier après chaque condition de gravure. L'image **(f)** illustre une jonction issue d'un plot de Ta de 50 nm, tous les plots issus d'un plot de 30 nm étant tombés lors de l'amincissement alors qu'ils étaient attendu à des tailles d'environ 40 nm.

Supposons que l'étape précédant celle-ci permet de contrôler précisément le point d'arrêt de la gravure verticale. Cette hypothèse est justifiée dans la section suivante. L'étape n°4 ne doit donc que peu le modifier. Pour cela, les angles de gravure testés sont de $\theta = 80$ et 85° , permettant d'obtenir une gravure quasi-exclusivement latérale. Les tensions de grille testées sont égales à 200, 300 et 600 V. Le cas de $V_g = 100$ V est exclu puisque cette tension ne permettait pas de graver les matériaux utilisés. La figure 4.12.a présente la statistique de l'ensemble des vitesses de gravure obtenues. Pour chaque condition, le nombre N reporté

dans le coin supérieur droit indique le nombre total d'essais effectués. Lorsqu'une condition de gravure conduit à des résultats trop éloignés de nos attentes, les tests sont arrêtés, ce qui explique le fait que N varie entre 6 et 64 selon les conditions. Le terme « vitesse de gravure » fait référence à la vitesse de gravure du diamètre du pilier et non pas à la vitesse de gravure du rayon. En d'autres termes, une vitesse de 10 nm/min signifie que le diamètre est réduit de 10 nm chaque minute.

Reproductibilité de la gravure

La surface de matériau gravée pendant cette étape d'amincissement est infime, puisqu'elle correspond seulement aux surfaces latérales de l'ensemble des piliers. Par conséquent, **aucun signal SIMS n'est détectable et la gravure est simplement contrôlée par chronomètre**. Cette étape de gravure se doit donc d'être reproductible.

- Il est, par exemple, inconcevable d'avoir une distribution de la vitesse de gravure où la vitesse varie du simple au double. C'est pourquoi les gravures à $\{85^\circ, 600 \text{ V}\}$ et $\{80^\circ, 600 \text{ V}\}$ ont été rejetées, au bout d'un grand nombre de prises d'essais. Cela est regrettable car ces conditions, et en particulier celle à 80° , propagent assez correctement la forme cylindrique (Fig. 4.12.c).
- Les gravures à $\{80^\circ, 200 \text{ V}\}$ et $\{85^\circ, 200 \text{ V}\}$ ont, quant à elles, rapidement été abandonnées pour deux raisons, bien que les distributions de vitesse soient assez bien définies. Premièrement, elles ne propagent pas correctement la forme cylindrique durant la gravure et donnent lieu à des formes irrégulières. Deuxièmement, les quelques piliers qui conservent une forme cylindrique ne semblent pas pouvoir être amincis en dessous de 30 nm. En effet, lorsqu'ils atteignent ce diamètre les piliers tombent (Fig. 4.12.f).
- La gravure à $\{85^\circ, 300 \text{ V}\}$ ne permet pas non plus de conserver la forme cylindrique (Fig. 4.12.d).
- Finalement, il ne reste que $\{80^\circ, 300 \text{ V}\}$, qui semble être un candidat idéal (Fig. 4.12.e). Sous ces conditions, la distribution de vitesse est piquée (faible écart-type, avec $N = 64$ tests) et les piliers conservent en moyenne leur forme cylindrique. Suite à ces tests préliminaires **c'est donc l'amincissement correspondant à ces conditions $\{80^\circ, 300 \text{ V}\}$ qui a été retenu**. Une fois ce choix fait, la vitesse de gravure n'est plus mesurée et ce diagramme n'est donc plus mis à jour.

Sous les conditions choisies, **les piliers peuvent être amincis à des tailles d'environ 25 nm de façon reproductible**. En dessous, certains piliers commencent à tomber. Il n'a pas été possible de réaliser de mesure quantitative du pourcentage de perte des piliers en fonction de leur diamètre. A titre indicatif, il est possible d'estimer à **environ 75 % le nombre de piliers encore debout à des diamètres de 20 nm, et 25 % à des diamètres de 15 nm**.

Extraction de la vitesse de gravure

Une loi normale ajuste convenablement la distribution des vitesses de gravure des conditions $\{80^\circ, 300 \text{ V}\}$, avec v_g l'espérance mathématique et σ_g l'écart type de la loi. Dans le cas du Co, l'ajustement conduit à $v_g^{Co} = 10,6 \text{ nm/min}$ et $\sigma_g^{Co} = 0,8$

nm/min. Dans le cas du Py, dont les tests ont été réalisés à la suite de ceux du Co, l'ajustement conduit à $v_g^{\text{Py}} = 12,4 \text{ nm/min}$ et $\sigma_g^{\text{Py}} = 1,1 \text{ nm/min}$.

Forme finale des piliers

Suite à la gravure verticale (Fig. 4.6 n°2), une quantité importante de redépôt s'est accumulée sur les flancs des piliers, menant à une augmentation de leur diamètre (Fig. 4.13.a). A titre indicatif, un pilier de Ta mesurant initialement 30 nm de diamètre passe à un diamètre d'environ 110 nm après l'étape n° 2 (et pour une couche de stockage d'épaisseur 60 nm). Durant l'étape d'amincissement, il est donc nécessaire de graver, dans un premier temps, la couche de redépôt (80 nm dans ce cas), dont la vitesse vient d'être déterminée (Fig. 4.12.a). La couche de redépôt étant uniforme (Fig. 4.13.b), la gravure est également uniforme sur toute la hauteur du pilier. Dans un deuxième temps, une fois le diamètre initial du plot de Ta (30 nm) retrouvé, il est nécessaire de graver simultanément du Ta sur la partie supérieure du pilier et du Co sur sa partie inférieure.

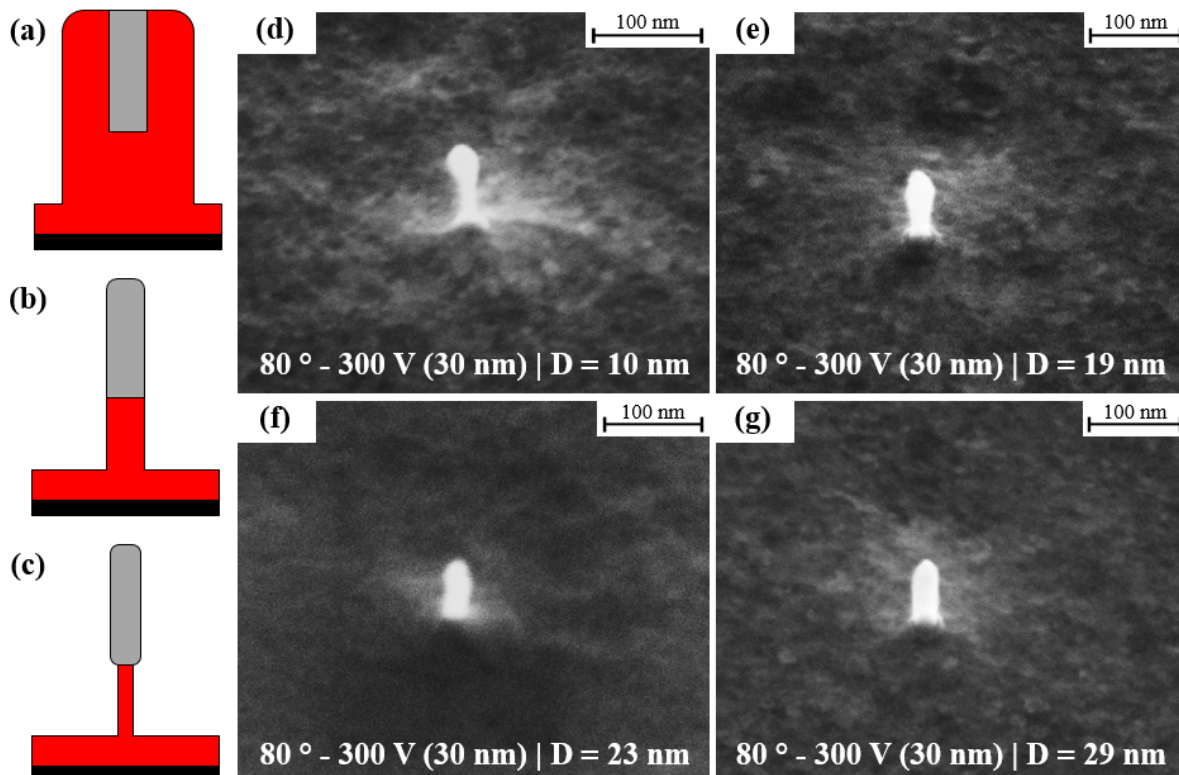


FIGURE 4.13 – Série de schémas et d'images illustrant la forme du pilier en fonction de son diamètre. (a) État initial du pilier avant amincissement. Forme finale du pilier une fois le diamètre initial retrouvé (b) et après amincissement en-deçà de son diamètre initial (c). Les images MEB sont réalisées à 45°. Dans les légendes, l'annotation « D = » indique le diamètre mesurable au niveau de la couche de stockage (diamètre minimal). Les images (d) et (e) illustrent le schéma (c). Les images (f) et (g) illustrent le schéma (b).

La vitesse de gravure du Co est la même que celle du redépôt, puisque ce dernier est quasi-exclusivement constitué de Co. En revanche, le Ta est un matériau dur qui se grave environ deux fois plus lentement que les autres matériaux métalliques

utilisés dans une MTJ. **Le pilier s'amincit donc plus rapidement au niveau de la couche de stockage** (Fig. 4.13.c) **qu'au niveau du masque dur**. Si le diamètre final est proche du diamètre initial, cet effet est peu marqué (Fig. 4.13.f et g). Néanmoins, si le diamètre final au niveau de la couche de stockage est bien plus fin (par exemple de l'ordre de 10 nm), alors le diamètre au niveau du Ta sera plus épais ($\simeq 20$ nm), **ce qui donne à la partie supérieure du pilier l'aspect d'une tête d'épingle** (Fig. 4.13.d et e). Si la tête en Ta devient trop grosse par rapport à la taille du corps, elle contribue à fragiliser la structure et peut mener à sa chute. **C'est pourquoi il est important de partir d'un pilier de Ta aussi fin que possible**. D'un point de vue magnétique, la forme de tête d'épingle n'a pas de conséquence : la couche de Ta seule étant arrondie, la couche de stockage conserve une forme cylindrique.

4. Amincissement initial du plot de Ta

Afin de répondre à cet enjeu de forme en tête d'épingle, il a été envisagé de commencer la gravure (étape n° 1) par un amincissement du pilier de Ta. Cette voie n'a pas été retenue puisque, bien que l'amincissement du Ta se passe correctement, l'amincissement final (étape n° 4) ne peut, quant à lui, pas conduire à des diamètres inférieurs à 30 nm, les piliers tombant avant. Tout se passe comme si la structure de base du pilier était affaiblie par l'amincissement initial du Ta, n'offrant pas assez de résistance aux contraintes imposées par la suite du procédé. Cette étape a donc rapidement été écartée.

5. Gravure du SAF sans redépôt sur MgO

Les premiers tests électriques ont indiqué qu'un grand nombre des jonctions qui étaient gravées en suivant uniquement les étapes n° 2 et n° 4 étaient court-circuitées (*shunts*). Pour remédier à ce problème, l'étape intermédiaire n° 3 a été envisagée. L'objectif est d'ajouter une étape qui permette d'éviter tout redépôt autour de la barrière tunnel MgO lors de la gravure verticale. Pour cela, la couche de stockage se grave toujours sous les conditions $\{0^\circ, 200 \text{ V}\}$ (étape n° 2) mais la gravure change dès que la barrière tunnel est atteinte. Entre MgO et l'électrode inférieure, la gravure est donc réalisée avec un angle plus grand que l'angle critique θ_c . Pour rappel, l'angle critique est l'angle auquel la vitesse de gravure du redépôt est égale à la vitesse de redépôt. Cette étape permet ainsi d'éviter tout redépôt métallique autour de la barrière lors de la gravure de SAF/MgO. Cette étape supplémentaire conduit à l'apparition d'un profil conique à la base du pilier. Cela n'est pas problématique puisque le SAF ne puise pas son anisotropie perpendiculaire de sa forme. Le sommet du pilier est également affecté, avec l'apparition d'un profil en « toit de maison », où le toit est orthogonal au faisceau incident. Tant que cet effet reste localisé uniquement dans le masque dur de Ta, il est sans conséquence sur les propriétés magnétiques.

La transition entre les deux étapes de gravure verticale est la suivante. Lors de l'étape n° 2, un obturateur vient bloquer le faisceau d'Ar dès que le pic de MgO est détecté au SIMS. L'angle est ensuite modifié pour passer de $\theta = 0^\circ$ à $\theta > \theta_c$,

et l'obturateur est ouvert à nouveau. La gravure continue jusqu'à l'observation au SIMS de l'électrode inférieure.

Choix de l'angle θ

Des angles d'incidence compris entre $\theta = 50^\circ$ et 70° ont été testés, avec une tension de grille de 200 V (Fig. 4.14). Il en ressort que les angles de 55° et surtout 50° déforment la forme cylindrique, ce qui n'est pas le cas des angles de 60° et 70° . **Afin d'être le plus proche possible de l'angle critique θ_c et donc d'amincir le moins possible le pilier au cours de cette étape, la condition $\{60^\circ, 200 \text{ V}\}$ est retenue.**

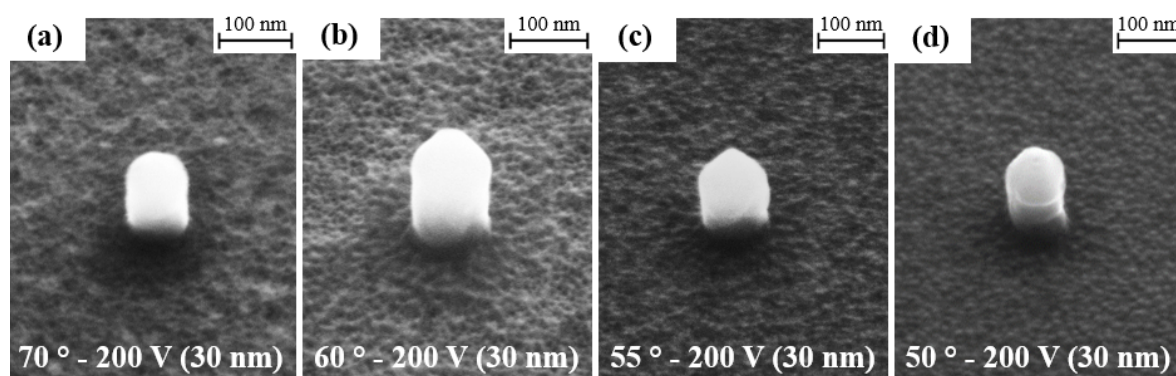


FIGURE 4.14 – Les images MEB sont réalisées à 45° . Sur chaque image, une partie conique est visible à la base des piliers, correspondant au SAF. Ce détail peut être difficile à repérer du fait de la différence d'épaisseur entre le SAF ($< 10 \text{ nm}$) et le reste du pilier ($\simeq 150 \text{ nm}$). Un guide visuel du cas (b) est donné en figure 4.15.

6. Conclusion

Le procédé final retenu est résumé en figure 4.15. Il débute avec un pilier de Ta d'environ 30 nm de diamètre, correspondant aux tailles minimales atteignables en lithographie e-beam. Ce pilier est, dans un premier temps, gravé à 0° sous une tension d'extraction $V_g = 200 \text{ V}$. **Cette étape permet de graver lentement l'intégralité de la couche de stockage, de s'arrêter précisément au niveau de la barrière MgO, et d'avoir un fond de gravure avec une faible rugosité.** Dans le cas des tests où la couche de stockage est une couche de 60 nm de Co, le pilier est épaissi par le redépôt jusqu'à atteindre un diamètre d'environ 100 nm. L'angle de gravure 60° est ensuite utilisé tout en conservant la même tension de grille. **Cette étape permet de graver le SAF jusqu'à atteindre l'électrode inférieure sans ajouter de redépôt autour de MgO et ainsi de s'affranchir du risque de courts-circuits de la barrière.** Le fond de gravure conserve une rugosité faible (Fig. 4.17, p. 102). A l'issue de cette étape, le diamètre du pilier au niveau de la couche de stockage est légèrement réduit puisque l'angle d'attaque est plus grand que l'angle critique ($\simeq 95^\circ$). Finalement, l'amincissement est réalisé avec un angle de 80° et une tension de grille de 300 V. **Cela permet d'amincir l'ensemble les piliers de manière reproductible à des diamètres sub-25 nm.** Environ 75 % des piliers atteignent une taille de 20 nm, et 25 % une taille de 15 nm. Le plus petit pilier observé durant cette phase de développement mesurait 10 nm de diamètre.

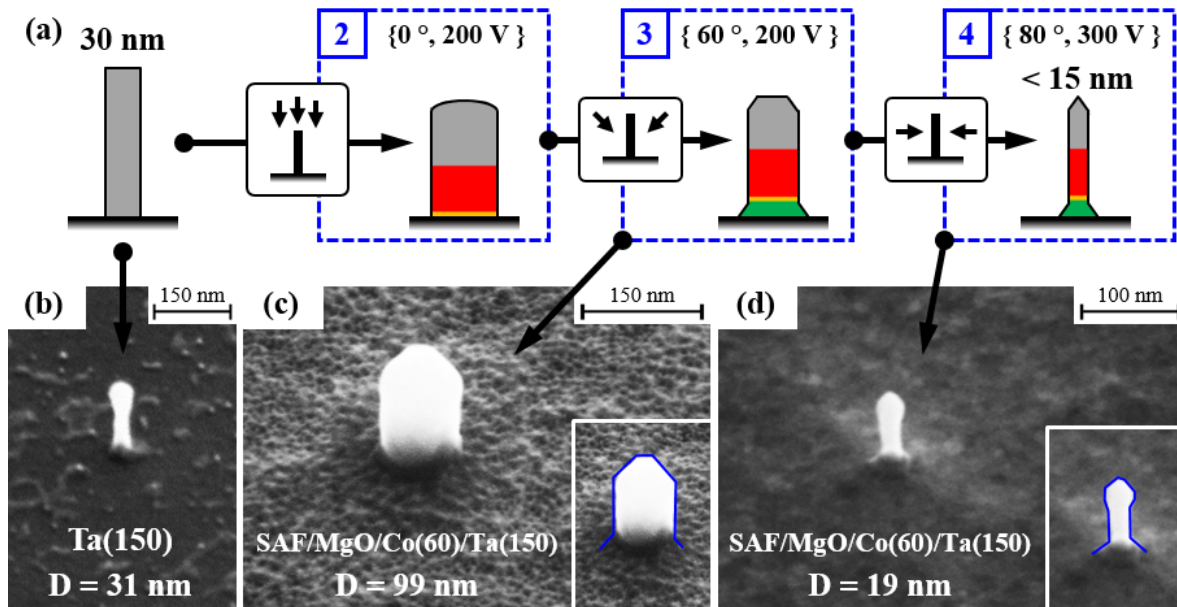


FIGURE 4.15 – (a) Schéma bilan de la gravure IBE développée. Les images (b) à (d) sont des observations MEB faites à 45° après chaque étape. Aucune image correspondant à l'étape n°2 n'est présentée puisque l'échantillon n'est pas remis à l'air avant cette étape. La légende de chaque image MEB renseigne sur la composition du pilier ainsi que sur son diamètre mesurable D. Les images (c) et (d) ont en insert un guide visuel bleu pour mieux distinguer les contours du pilier.

Suite à ce développement, il a été vérifié que ce procédé permettait également de graver des couches de stockage épaisses à base de Py et FeCoB. Ces tests étant positifs, aucun développement spécifique au type de matériau magnétique n'a été effectué. Ce procédé a toutefois été optimisé uniquement pour obtenir des piliers de diamètres sub-20 nm à partir de piliers de Ta de 30 nm de diamètre. Il se peut qu'il ne soit pas parfaitement optimisé pour des diamètres initiaux différents, par exemple à un pilier initial de 40 nm de diamètre à amincir à des diamètres sub-20 nm.

Discussion sur l'homogénéité de la gravure

Pour conclure cette section, nous proposons une discussion autour des images MEB prise à 85° présentées en figure 4.16.

- Les images 4.16.c montrent des masques durs de Ta(150) de 30 nm de diamètre. Elles démontrent à la fois l'efficacité d'une gravure RIE et **l'intérêt qu'il y aurait à trouver une gravure chimique partielle ou totale de la jonction tunnel.**
- L'image 4.16.d illustre un empilement Ru(25)/SAF/MgO/Co(60)/Ta(150) dont le diamètre au niveau de la jonction tunnel mesure environ 27 nm. Le plot apparaît transparent car l'épaisseur de matière traversée par le faisceau d'électrons est faible. Il n'est en particulier pas possible d'observer de différence de contraste entre le Ta et le Co. La frontière entre les deux couches se devine néanmoins de par leur forme respective. **La couche de Co, matériau mou qui se grave facilement, a des flancs verticaux et une forme bien cylindrique.** Le Ta se grave de façon plus irrégulière et

donne lieu à ces flancs ondulés, puisqu'il s'agit d'un matériau dur et donc difficile à graver. **L'effet de tête d'épingle commence également à apparaître sur cette image.**

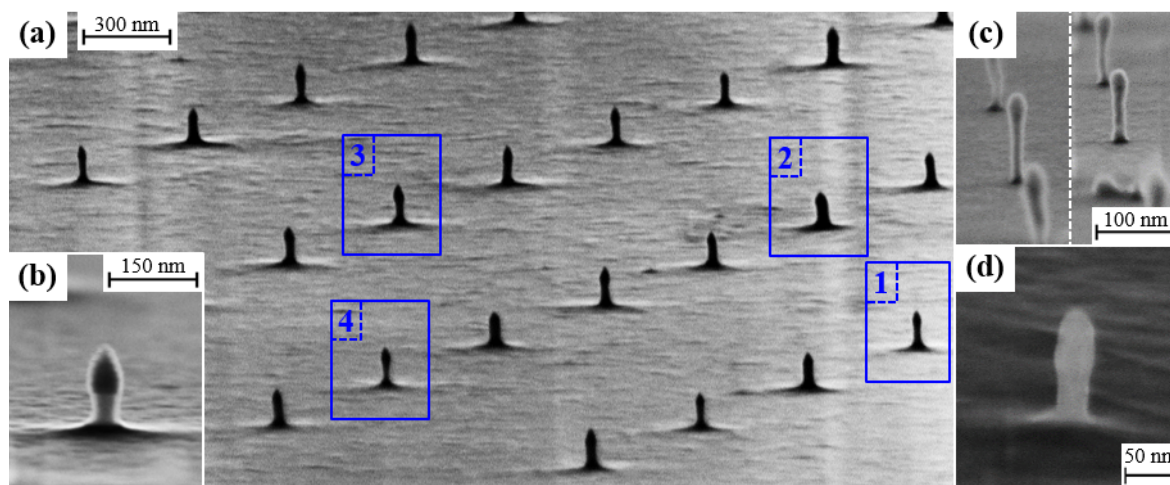


FIGURE 4.16 – Série d'observations MEB réalisées à 85° , où les plots ont subi la série de gravure présentée en 4.15. **(c)** Plots de 30 nm de Ta avant gravure IBE. **(a)** Réseau de plots issus des piliers de 30 nm de Ta avec l'empilement Ru(25)/SAF/MgO/Py(60)/Ta(150). **(b)** et **(d)** illustrent un empilement SAF/MgO/Co(60)/Ta(150) où les plots sont issus respectivement de piliers de 50 nm **(b)** et 30 nm **(d)** de Ta. Sur l'ensemble de ces images, les bords des piliers ne sont pas bien définis puisque nous nous approchons de la limite de résolution de l'appareil utilisé. Le faisceau d'électron diffuse sur les bords des piliers, ce qui conduit à l'effet de floutage observé.

- L'image 4.16.b illustre le même empilement issu de la même gravure que le cas précédent 4.16.d, à la différence que le pilier de Ta mesure initialement 50 nm au lieu de 30 nm. Sur cette image, le pilier a été aminci à un diamètre d'environ 47 nm. Avec cette profondeur de matière et avec un angle d'observation de 85° , le contraste entre Ta et Co est très prononcé. **Sur ce pilier, la couche de Co n'a pas une forme parfaitement cylindrique** mais elle est légèrement creusée vers la base. Le haut de pilier est également déformé, bien que cette déformation reste confinée à la couche de Ta. **Cette image illustre bien le fait que la recette n'est pas optimisée pour toutes les tailles initiales de piliers, mais seulement pour des tailles initiales de masque dur de 30 nm de diamètre.**

- L'image 4.16.a présente tout un réseau de plots issus des piliers de 30 nm de Ta avec l'empilement Ru(25)/SAF/MgO/Py(60)/Ta(150). L'image illustre la variabilité induite par la gravure, car les plots ont un diamètre compris entre 17 et 27 nm. Le plot encadré n° 1 représente un plot de forme idéale. **Il a une couche de stockage parfaitement cylindrique et la tête de Ta n'est pas trop déformée.** Le plot n° 3 illustre aussi un plot que l'on pourrait qualifier d'idéal, mais dont le diamètre a été davantage aminci, simplement du fait de la variabilité de la vitesse de gravure. Le profil en tête d'épingle est donc plus prononcé. Par opposition aux deux cas précédents, le plot n° 2 illustre une gravure que l'on peut qualifier de ratée. Le plot est sous-gravé par rapport à la moyenne et déformé. Il possède probablement encore une couche de redépôt. Finalement, **le plot n° 4 illustre un cas assez rare de sur-gravure au niveau de la jonction tunnel.** Il mesure 17 nm au point le plus

étroit et compte-tenu de son profil en tête d'épingle, il serait probablement tombé si la gravure avait duré quelques secondes supplémentaires.

- Sur l'ensemble des plots de la figure 4.16 il est également possible de distinguer une forme conique au niveau de la base, correspondant à la gravure du SAF.

La section suivante décrit les tests effectués lors de la phase de développement, dans l'objectif de caractériser les propriétés de la gravure sans compléter l'ensemble de la suite du procédé RAM₄.

III. Reproductibilité du procédé de gravure

1. Point d'arrêt de la gravure IBE

Dans ce nouveau procédé de gravure par IBE, le point d'arrêt de la gravure verticale, c'est-à-dire avant amincissement du pilier, doit être parfaitement maîtrisé. Il doit se situer à l'intérieur de l'électrode inférieure. En effet, si la gravure dure trop longtemps et que la totalité de l'électrode inférieure est gravée, il ne sera pas possible de prendre un contact électrique à la base des piliers. De même, si la gravure est réalisée sur un laps de temps trop court et que les multicouches Co/Pt du SAF ne sont pas entièrement gravées, alors le procédé ne pourra pas continuer. En effet, l'étape suivante est une gravure chimique qui ne grave pas le Co, même si la couche ne mesure que 0,5 nm d'épaisseur.

Précision du point d'arrêt

Connaissant précisément l'épaisseur initiale de l'électrode inférieure de Pt ainsi que la vitesse de gravure du Pt lors de l'étape suivant la gravure IBE, il est possible de connaître *a posteriori* le point d'arrêt de cette dernière. En moyennant ces points d'arrêts sur un grand nombre de tests, il est possible d'estimer la précision sur le point d'arrêt de ce nouveau procédé. Dans les conditions de gravure retenues, {60°, 200 V} à l'étape n° 3, **la précision du point d'arrêt de gravure est ainsi estimée à environ ± 3 nm**. L'estimation du point d'arrêt n'a pas été faite pour les autres valeurs de tension de grille, puisque lors des phases de développement de la gravure IBE, les échantillons ne poursuivaient pas le procédé RAM₄.

Rugosité de surface

La rugosité de l'électrode inférieure, définie comme la moyenne quadratique des déviations d'altitude par rapport à l'altitude moyenne, a été mesurée par AFM (*Atomic Force Microscopy*) pour différentes conditions de gravure. Les résultats sont présentés en figure 4.17.a. Ils illustrent le fait qu'**une gravure verticale en une seule étape** (étape n° 2 uniquement) **possède une rugosité plus élevée qu'une gravure en deux étapes** (étapes n° 2 et n° 3). De plus, lors d'une gravure en une étape à incidence normale, plus la tension de grille est élevée, plus la rugosité est grande. Les cartographies de l'altitude sur un carré de 10 μm \times 10 μm des gravures à $V_g = 200, 300$ et 600 V (respectivement, Fig. 4.17.c, d et e) montrent l'apparition de cratères et de collines pour les plus fortes tensions de grille, relief qui n'est pas ou

peu présent pour les plus faibles tensions de grille. Ainsi, lors d'une gravure en une étape à $\theta = 0^\circ$ et $V_g = 200$ V, la rugosité est d'environ 1 nm. Cette valeur est réduite lorsque la gravure est réalisée en deux étapes, et cela d'autant plus si l'angle choisi lors de la deuxième étape n'est pas trop rasant. **La rugosité de l'électrode inférieure de Pt du procédé retenu (Fig. 4.15) est ainsi estimée à 0,3 et 0,4 nm, respectivement dans le cas d'une couche libre de Co(60) et Py(60).**

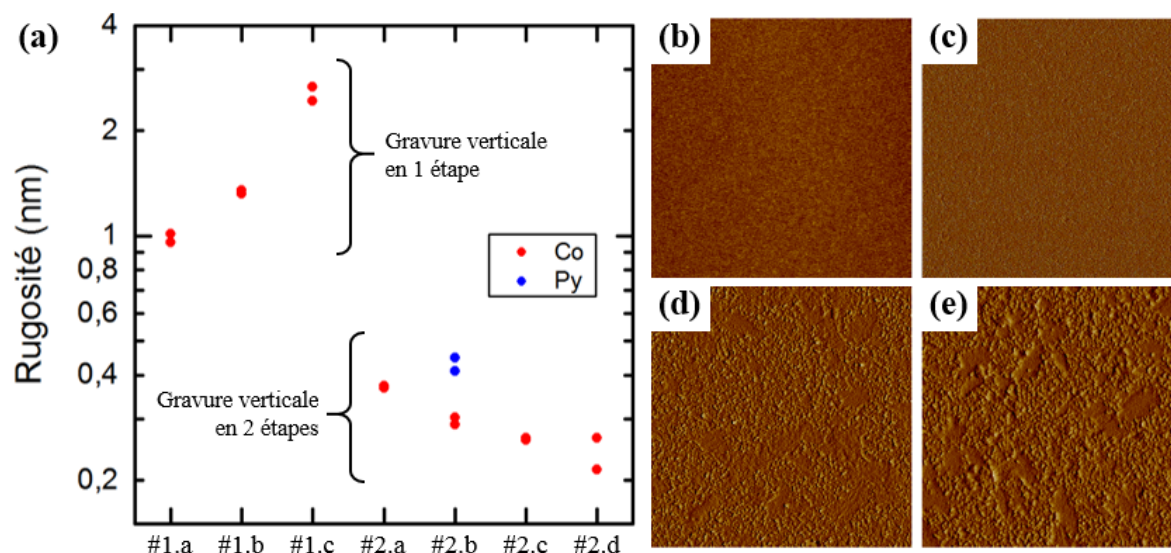


FIGURE 4.17 – (a) Rugosité de l'électrode inférieure de Pt selon les conditions de gravure IBE. La rugosité de chaque condition de gravure est mesurée sur deux échantillons différents. Ainsi, lorsqu'un seul point est visible, cela signifie que les deux mesures sont quasi-confondues. Les conditions #1 indiquent une gravure verticale en une seule étape : $\theta = 0^\circ$ et respectivement $V_g = 200$ V (#1.a), $V_g = 300$ V (#1.b) et $V_g = 600$ V (#1.c). Les conditions #2 indiquent une gravure verticale en deux étapes : $\{60^\circ, 200$ V} suivie de $V_g = 200$ V et respectivement $\theta = 70^\circ$ (#2.a), $\theta = 60^\circ$ (#2.b), $\theta = 55^\circ$ (#2.c) et $\theta = 50^\circ$ (#2.d). La gravure #2.b correspond aux conditions finalement retenues (Fig. 4.15), dont la rugosité a été mesurée pour la gravure d'une couche libre de Co(60) [■] et de Py(60) [■]. Les images (b) à (e) représentent le relief de l'électrode inférieure sur une surface de $10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$, correspondant respectivement aux conditions #2.b (b), #1.a (c), #1.b (d) et #1.c (e).

Conclusion

Compte tenu de la précision importante sur le point d'arrêt de la gravure (± 3 nm) et de la faible rugosité du fond de gravure ($< 0,5$ nm), il est possible de garantir l'arrêt de gravure à l'intérieur de l'électrode inférieure pour l'intégralité d'une plaque $\phi 100$. L'épaisseur de l'électrode inférieure est, dorénavant, choisie égale à 30 nm. Le point d'arrêt de la gravure IBE verticale (étape n° 3) est défini par le moment où le signal SIMS du Co du SAF retrouve son niveau de bruit. **Cela revient à graver $5,0 \pm 3,5$ nm de l'électrode inférieure de Pt. L'épaisseur finale de cette dernière est donc de $25,0 \pm 3,5$ nm.**

2. Propriétés magnétiques des piliers

L'objectif de cette sous-section est d'évaluer les propriétés magnétiques des piliers gravés par la nouvelle gravure IBE, sans compléter l'intégralité du procédé RAM₄ qui prend considérablement plus de temps. Pour cela, le signal magnétique d'une collection de piliers gravés est mesuré au VSM (*Vibrating-Sample Magnetometer*). Calculons le diamètre minimal détectable au VSM, étant donné que l'appareil utilisé possède une résolution d'environ 1 nA.m^2 et que la taille maximale des échantillons qu'il peut mesurer est d'environ $1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$. Afin de maximiser le signal, du Co ($M_S^{\text{Co}} = 1,446 \cdot 10^6 \text{ A/m}$) est utilisé. Par ailleurs, pour que la gravure d'un pilier n'affecte pas la gravure de ses voisins, les piliers sont positionnés de la même manière que sur les échantillons tests, à savoir sur un réseau carré avec un pas d' $1 \mu\text{m}$ (Fig. 4.18). Cela correspond à un total de $10^4 \times 10^4 = 10^8$ piliers. Finalement, une couche libre d'épaisseur $L = 60 \text{ nm}$ est choisie, ce qui conduit à **un diamètre minimal détectable $D_{\text{min}} \simeq 17 \text{ nm}$** .

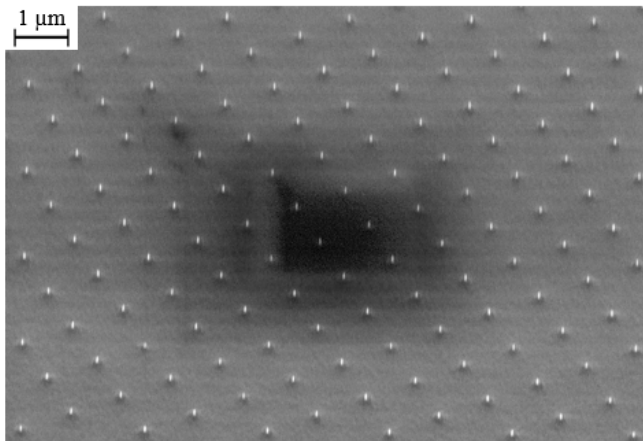


FIGURE 4.18 – Réseau carré de $10^4 \times 10^4$ piliers, séparés d' $1 \mu\text{m}$ les uns des autres. Ce dispositif permet de mesurer au VSM le signal magnétique provenant de l'ensemble du réseau.

Afin de ne pas perturber le signal magnétique et ainsi de ne pas compliquer la mesure, le SAF est retiré de l'empilement. La couche libre est donc la seule couche magnétique et l'empilement étudié est le suivant : Ta(3)/FeCoB(0,3)/MgO(1,2)/FeCoB(0,3)/Ta(0,2)/**Co(60)**/Ta(1)/Ru(10)/Ta(150). Les couches de FeCoB(0,3) sont trop fines pour être magnétiques, mais permettent à MgO de cristalliser selon la direction (001). L'échantillon est gravé selon le procédé développé (Fig. 4.15), sans l'étape n° 3 puisque l'empilement ne contient ni de SAF, ni d'électrode inférieure.

Réponses magnétiques

La figure 4.19 présente les réponses magnétiques de l'échantillon lors de l'application d'un champ perpendiculaire B_{ext} . Chaque courbe représentée correspond donc à la somme des réponses magnétiques de 10^8 couches libres à anisotropie de forme. Les courbes de couleurs rouge et bleue représentent respectivement un amincissement (étape n° 4) d'une durée de 7,5 et 8,5 min. D'après les vitesses de gravure du Co extraites de la figure 4.12 ($\simeq 10,6 \text{ nm/min}$), le diamètre des piliers issus de la courbe rouge est inférieur de 10 nm en moyenne à celui des piliers de la courbe bleue. L'échantillon correspondant à la courbe rouge possède donc un moment plus faible que celui de la courbe bleue, puisque son volume

magnétique total est moins important. Le moment mesuré a été normalisé afin de comparer plus finement la forme des cycles d'hystérésis. Cela explique la différence du rapport signal sur bruit entre les deux courbes.

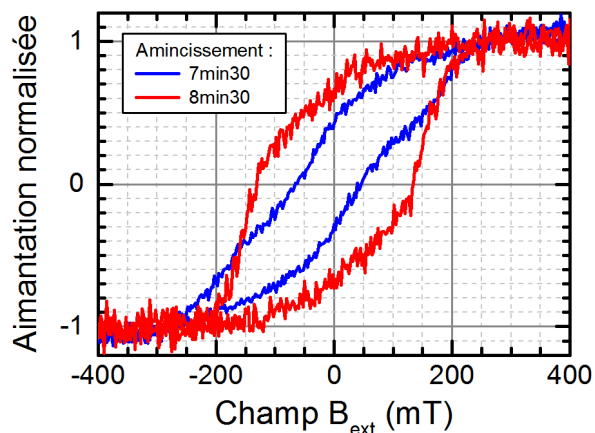


FIGURE 4.19 – Aimantation normalisée d'un réseau de piliers en fonction de l'amplitude du champ perpendiculaire. La légende indique le temps de gravure de l'amincissement (étape n° 4).

	7min30	8min30
v_g	34 ± 6 nm	24 ± 7 nm
MEB	35 ± 5 nm	27 ± 5 nm
VSM	38 ± 2 nm	32 ± 2 nm
$\langle * \rangle$	36 ± 5 nm	28 ± 6 nm

TABLE 4.1 – Détermination des diamètres des plots et de l'incertitude *via* la vitesse de gravure v_g , l'imagerie MEB et l'amplitude VSM, en fonction du temps de gravure. La dernière ligne indique la moyenne des résultats donnés par les trois méthodes d'extraction en omettant l'incertitude sur v_g , jugée non pertinente.

Le cycle bleu traduit principalement un cycle d'axe difficile d'aimantation alors que le cycle rouge traduit principalement un cycle d'axe facile. Afin de comparer ce résultat avec la théorie, il est possible de déterminer le diamètre moyen des piliers de trois manières différentes (Tab. 4.1).

- Estimation à partir de la vitesse de gravure, dont l'incertitude est calculée en multipliant l'écart type de la distribution par le temps de gravure.
- Estimation grâce aux observations MEB, dont l'incertitude est supposée constante et égale à ± 5 nm. Cette valeur peut sembler élevée mais tient compte du fait que les observations ont été effectuées sur un MEB mal isolé des vibrations du sol, ce qui limite la résolution de l'appareil. De plus, les échantillons ont été observés à un angle de 45° , ce qui n'est pas optimal pour une détermination précise du diamètre.
- Estimation grâce à l'intensité du signal VSM, dont l'incertitude dépend directement de la précision de l'appareil (± 1 nA.m²).

Pour les deux échantillons, les trois mesures de diamètres sont cohérentes entre elles. Les résultats obtenus à partir des trois méthodes suivent la relation suivante : diamètre estimé *via* la vitesse de gravure < diamètre estimé *via* le MEB < diamètre estimé *via* le VSM, ce dernier possédant l'incertitude la plus faible. Dans l'analyse qui suit, il sera ainsi considéré que les diamètres moyens des plots issus des amincissements de 7,5 et 8,5 min sont respectivement de 36 ± 5 et 28 ± 6 nm. Ces diamètres moyens sont calculés en considérant les trois mesures de diamètre, et leur incertitude respective est calculée grâce à l'incertitude du MEB et du VSM seulement, celle provenant de la vitesse de gravure étant jugée non pertinente puisque trop élevée.

Interprétation

Selon le modèle macrospin, l'ensemble des plots des deux réseaux devrait avoir une aimantation hors du plan, contrairement à ce qui est observé expérimentalement. Sur le diagramme de l'étude micromagnétique présenté en figure 2.4 (p. 31) [115], **des cylindres de Co ($\lambda_{\text{ex}}^{\text{Co}} \simeq 4,7$ nm) d'épaisseur $L = 60$ nm sont localisés au point d'abscisse $L/L_E = 5$, et des cylindres de Co de diamètre $D(7,5 \text{ min}) = 36$ nm et $D(8,5 \text{ min}) = 28$ nm respectivement aux points d'ordonnées $R/L_E = 1,5$ et $1,2$. Par conséquent :**

- les cylindres de diamètre $D(7,5 \text{ min}) = 36$ nm ($L/L_E = 5$ et $R/L_E = 1,5$ sur Fig. 2.4, p. 31) ont **une aimantation en structure vortex**. Expérimentalement, un cycle d'axe difficile est observé, comme attendu lors de l'application d'un champ perpendiculaire sur une structure vortex (Fig. 4.19, courbe bleue). Dans notre cas, le cycle possède également une faible composante d'axe facile. Cela peut provenir du fait qu'une partie des cylindres ont un diamètre suffisamment faible pour que leur aimantation soit dans un état mixte entre vortex et perpendiculaire uniforme (cas analogue au point suivant).
- les cylindres de diamètre $D(8,5 \text{ min}) = 28$ nm ($L/L_E = 5$ et $R/L_E = 1,2$ sur Fig. 2.4, p. 31) ont **un état mixte entre une aimantation en structure vortex et une aimantation perpendiculaire uniforme**. Expérimentalement, un cycle d'axe facile est observé, comme attendu lors de l'application d'un champ perpendiculaire sur un état perpendiculaire uniforme avec, en plus, une composante d'axe difficile du fait de sa structure partiellement vortex (Fig. 4.19, courbe rouge). Dans le cas où les cylindres sont parfaitement décrits par une aimantation perpendiculaire uniforme, le champ coercitif moyen, qui se calcule à partir de l'équation 2.6 (p. 27), serait de $H_c(D = 28 \text{ nm}, L = 60 \text{ nm}) \simeq 442$ mT. Or, il est observé expérimentalement un champ coercitif de l'ordre de 135 mT, inférieur à celui prédit par le modèle macrospin. **Cela indique que le système possède bien des états micromagnétiques.**

Il a été essayé d'amincir un réseau de piliers à un diamètre moyen de 20 nm. Sur la figure 2.4 (p. 31), ce réseau aurait dû être localisé au point de coordonnées $L/L_E = 5$ et $R/L_E = 0,8$. Cela correspond à la limite théorique d'un comportement purement macrospin à aimantation hors plan. Cependant, aucun signal VSM n'a pu être extrait de cette expérience. Cela s'explique par le fait que l'expérience a été conduite proche de la limite de résolution de l'appareil ($D_{\text{min}} \simeq 17$ nm), et qu'à des diamètres de 20 nm, environ 25 % des piliers sont déjà tombés et contribuent donc au signal magnétique total avec un cycle d'axe difficile.

Ces résultats illustrent la faisabilité de piliers à anisotropie de forme perpendiculaire par gravure IBE, bien que la limite de résolution du VSM ne nous permette pas d'observer des piliers de diamètre sub-20 nm.

IV. Conclusion

Ce chapitre a permis de présenter le développement du procédé de nanofabrication des PSA-STT-MRAM. Ce procédé s'appuie sur celui de la fabrication des MRAM conventionnelles, déjà existant au sein du laboratoire.

L'unique étape qui a dû être modifiée est celle de la gravure par IBE de la jonction tunnel. En effet, et comme démontré numériquement au chapitre 2, une couche de stockage à anisotropie de forme perpendiculaire doit posséder une forme la plus cylindrique possible. En particulier, des défauts de surface ou des géométries faiblement coniques contribuent à une forte perte de la stabilité. La gravure IBE proposée dans la présente thèse se fait donc en 3 étapes détaillées ci-dessous, en partant d'un masque dur de Ta(150) d'environ 30 nm de diamètre (Fig. 4.15).

- Premièrement, une gravure à incidence normale et une faible tension d'extraction $\{0^\circ, 200 \text{ V}\}$ est réalisée. Cette gravure est conduite sur l'ensemble de la couche de stockage et est arrêtée au niveau de la barrière tunnel. Elle permet de conserver une forme cylindrique, malgré une forte augmentation du diamètre du fait des redépôts.
- Deuxièmement, une gravure à incidence oblique avec la même tension d'extraction que précédemment $\{60^\circ, 200 \text{ V}\}$ est conduite jusqu'à l'électrode inférieure. Elle est arrêtée lorsque le signal SIMS provenant des matériaux du SAF retourne à son niveau de bruit. Les conséquences d'une telle gravure sont doubles. Elle permet de graver l'ensemble du SAF sans induire de redépôt autour de MgO , puisque l'angle de gravure utilisé est au-delà de l'angle critique θ_c . Elle permet, de plus, de graver suffisamment lentement l'empilement, de manière à ce que le point d'arrêt de la gravure soit suffisamment précis ($\pm 3 \text{ nm}$) et que le fond de gravure soit peu rugueux ($< 0,5 \text{ nm}$).
- Finalement, une étape d'amincissement à incidence rasante et avec une plus forte tension de grille $\{80^\circ, 300 \text{ V}\}$ est mise en œuvre. Ces conditions conduisent à une distribution des vitesses caractérisée par un écart type relativement faible ($\sigma_g^{\text{Co}} = 0,8 \text{ nm/min}$ et $\sigma_g^{\text{Py}} = 1,18 \text{ nm/min}$). Cette gravure permet également de propager correctement la forme cylindrique de la couche de stockage durant l'amincissement, y compris jusqu'à des diamètres sub-10 nm.

Les propriétés magnétiques des piliers ainsi gravés et possédant une couche libre Co(60) ont été observées par VSM. Les résultats indiquent clairement l'apparition d'une anisotropie de forme perpendiculaire pour des diamètres sub-35 nm, en bon accord avec les études micromagnétiques. La résolution du VSM empêche néanmoins de sonder des piliers de diamètre sub-20 nm. Il est, pour cela, nécessaire de se tourner vers une analyse des propriétés électriques de jonctions individuelles. Cette analyse fait l'objet du prochain et dernier chapitre.

CHAPITRE 5

Caractérisations des PSA-STT-MRAM

Ce dernier chapitre présente l'ensemble des caractérisations expérimentales des PSA-STT-MRAM.

- La première section présente les caractérisations magnétorésistives et magnétiques des empilements non gravés en piliers.
- La deuxième section présente une série d'analyses systématiques, qui fait suite à la fabrication des PSA-MRAM. Elle présente en particulier la diversité des cycles magnétiques obtenus.
- La troisième partie est consacrée à l'interprétation de ces cycles. Elle permet de mettre en regard les résultats expérimentaux avec les résultats théoriques du chapitre 2. Il s'agit ainsi de discuter de la qualité du procédé décrit au chapitre 4, notamment lorsque ces résultats ne sont pas en accord.
- Finalement, la dernière section présente une caractérisation électrique des PSA-STT-MRAM.

I. Caractérisation des empilements non gravés

La couche de stockage d'une PSA-STT-MRAM possède deux éléments importants dont les propriétés peuvent être optimisées indépendamment. Premièrement, l'interface avec la couche d'oxyde détermine essentiellement les propriétés de transport de la jonction. Deuxièmement, le volume de la couche de stockage détermine les propriétés de rétention, *via* l'anisotropie de forme, de tenue en température et de dissipation de la puissance transmise lors de la phase d'écriture. Cette première section retranscrit la caractérisation des empilements fabriqués au laboratoire SPINTEC. Les empilements ne sont, pour l'instant, pas gravés en forme de pilier mais étudiés en plaque.

1. Mesure des propriétés magnétiques

Cette sous-section s'intéresse à l'évolution des propriétés magnétiques des alliages magnétiques disponibles dans l'outil de pulvérisation cathodique du laboratoire : $\text{Fe}_{72}\text{Co}_8\text{B}_{20}$ (noté FeCoB), $\text{Fe}_{54}\text{Co}_{13}\text{B}_{20}\text{V}_8\text{Cr}_7$ (noté FeCoBVCr), $\text{Co}_{64}\text{Fe}_{16}\text{B}_{20}$ (noté CoFeB), $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (noté Py) et Co.

Modélisation

Le temps caractéristique de relaxation de l'aimantation dans un FM est de l'ordre de la nanoseconde, ce qui est extrêmement court. Une manière d'étudier le processus de relaxation est d'appliquer un champ radio fréquence \vec{H}_{RF} perpendiculaire à un champ magnétique extérieur \vec{H}_{ext} constant. Le champ RF force l'aimantation à être dans un état légèrement hors équilibre, la menant à un mouvement de précession autour du champ DC. Comme tout système oscillant amorti, il existe une fréquence bien particulière à laquelle le système entre en résonance. Cette fréquence est liée au champ local ressenti par l'aimantation, lequel contient le champ extérieur, le champ d'anisotropie et le champ dipolaire. Elle peut être exprimée à partir de l'équation LLG (Eq. 1.13, p. 7) sous les hypothèses suivantes (Fig. 5.1).

- Les échantillons étudiés sont du type MgO/FM/NM et l'aimantation de FM est orientée dans le plan.
- L'aimantation est supposée uniforme au sein de l'échantillon, elle se comporte donc comme un macrospin. Cette approximation est valable malgré les grandes dimensions du système puisque, d'une part, l'aimantation est saturée selon \vec{H}_{ext} , et d'autre part, le champ \vec{H}_{RF} ne lui fait subir que de petites excursions hors de son état d'équilibre.
- Les tailles latérales sont bien plus grandes que l'épaisseur de FM, de sorte que les facteurs démagnétisants s'identifient à ceux d'une couche infiniment mince ($N_{\text{zz}} = 1, N_{\text{xx}} = N_{\text{yy}} = 0$).
- Le champ \vec{H}_{ext} est homogène sur l'ensemble de l'échantillon.
- Une anisotropie de surface K_{S} perpendiculaire est prise en compte entre MgO et FM, ce qui permet de définir l'aimantation effective M_{eff} (Eq. 5.1), où L est l'épaisseur de la couche.

$$M_{\text{eff}} = M_{\text{S}} - \frac{2K_{\text{S}}}{\mu_0 M_{\text{S}} L} \quad (5.1)$$

- Le champ RF est appliqué dans le plan de la couche et perpendiculairement au champ magnétique \vec{H}_{ext} .

Sous ces hypothèses et en supposant $\alpha \ll 1$, la condition de résonance, connue sous le nom de formule de Kittel, est donnée par l'équation 5.2.

$$\left(\frac{\omega_{\text{res}}}{\mu_0 \gamma} \right)^2 = H_{\text{res}} (H_{\text{res}} + M_{\text{eff}}) \quad (5.2)$$

Seule la partie imaginaire de la susceptibilité magnétique contribue aux phénomènes dissipatifs. Il s'agit d'une Lorentzienne centrée sur la fréquence de résonance et dont la largeur à mi-hauteur renseigne sur les phénomènes de relaxation du système. Il est cependant plus facile, expérimentalement, de mesurer sa dérivée par rapport au champ extérieur. La courbe mesurée possède donc deux extrema et passe par zéro à la fréquence de résonance (Fig. 5.1.a). La largeur en champ entre les deux extrema ΔH_{pp} et l'amortissement sont reliés par la relation 5.3, où ΔH_0 est appelé élargissement inhomogène [150] et représente les inhomogénéités intrinsèques de l'échantillon.

$$\Delta H_{pp} = \Delta H_0 + \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{\alpha \omega_{res}}{\mu_0 \gamma} \quad (5.3)$$

Ainsi, en mesurant le champ de résonance H_{res} et la distance pic à pic ΔH_{pp} pour différentes valeurs de pulsation RF ω_{res} , il est possible d'extraire les paramètres γ , α et M_{eff} . En répétant cette série de mesures pour le même échantillon où seule l'épaisseur de FM change, il est possible d'extraire les paramètres M_S et K_S (Eq. 5.1).

Montage expérimental

Les mesures FMR (*FerroMagnetic Resonance*) sont effectuées à l'aide d'un guide d'ondes coplanaires (CPW, *CoPlanar Waveguide*) qui consiste en une ligne conductrice centrale de 375 μm de large entourée par deux lignes de masse, coplanaires à la ligne centrale (Fig. 5.1.b). L'espacement entre la ligne centrale et les lignes extérieures est de 140 μm . Le CPW est placé au milieu d'un électroaimant de 0,96 T. Les échantillons ont des dimensions latérales d'environ 4 mm \times 1 mm et sont placés à l'envers sur le CPW, c'est-à-dire face magnétique contre la ligne RF.

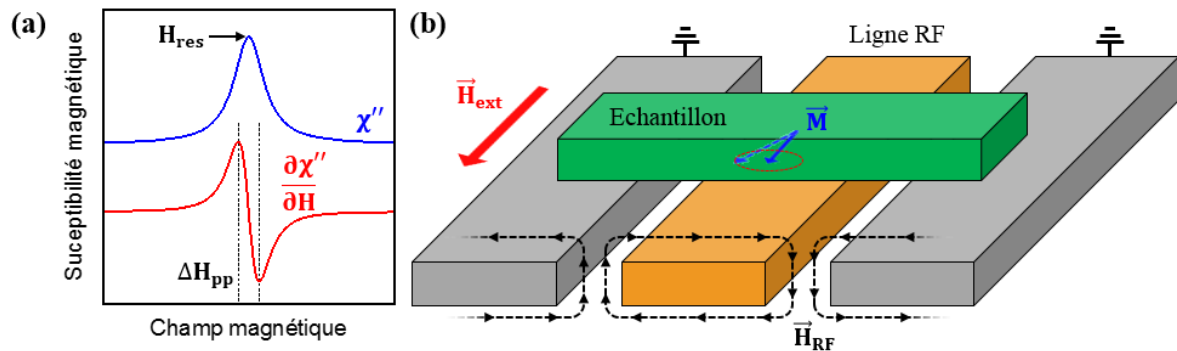


FIGURE 5.1 – (a) Courbe caractéristique d'une mesure FMR : partie imaginaire de la susceptibilité magnétique χ'' (courbe bleue) et sa dérivée (courbe rouge) en fonction du champ magnétique appliqué. (b) Montage expérimental du CPW.

Les empilements mesurés FM(L)/NM, où $L = 2,5, 5, 10, 20$ et 40 nm, sont déposés par pulvérisation cathodique sur un substrat de SiO_2 , par-dessus l'empilement Ta(3)/FeCoB(0,4)/MgO(1,3). La couche FeCoB(0,4) permet à MgO d'avoir une bonne croissance selon la direction (001) mais, compte-tenu de sa très faible épaisseur, cette couche n'est pas magnétique et ne contribue donc pas au signal FMR. L'échantillon FeCoB(L)/Ta(5) est utilisé comme échantillon de

référence pour cette étude. A partir de cet échantillon de référence, la couche FM (FM = FeCoB, FeCoBVCr, CoFeB, Py ou Co), ou la couche NM (NM = Ta(5), W(2)/Ta(1)/Pt(3) ou Al(2)/Ta(1)/Pt(3)), est modifiée, afin d'étudier respectivement l'influence du matériau magnétique, ou l'influence de la couche de couverture sur l'amortissement. Tous les échantillons sont recuits à différentes températures T ($T = 250, 300$ ou 350 °C) pendant 2 min.

Mesure de α

Le tableau 5.1 reporte l'ensemble des valeurs d'amortissement mesurées ainsi que les valeurs d'élargissement inhomogène correspondant. Les différents comportements discutés ci-dessous sont observés à toutes les températures de recuit, c'est pourquoi la figure 5.2 trace α en fonction de $1/L_{FM}$ seulement pour le cas non-recuit et pour le cas où les échantillons sont recuits à $T = 350$ °C.

La discussion suivante concerne tous les empilements, à l'exception du Co/Ta(5) dont le cas est discuté ci-après. Pour toutes les épaisseurs et températures de recuit, **l'élargissement inhomogène $\mu_0\Delta H_0$ est de l'ordre de quelques 0,1 mT et donc négligeable**. Pour toutes les températures de recuit, **les amortissements mesurés augmentent lorsque l'épaisseur de FM diminue**. Cette dépendance, généralement observée en $1/L_{FM}$ dans la littérature, est attribuée à la diffusion des électrons sur les rugosités d'interfaces [151, 152]. De façon générale, l'amortissement magnétique s'écrit sous la forme $\alpha = \alpha_0 + \sum \Delta\alpha$, où α_0 est l'amortissement propre du FM et où les $\Delta\alpha$ représentent les différentes sources d'amortissement supplémentaires. Ainsi, les rugosités de surface contribuent de $\Delta\alpha_{rug} \propto 1/L_{FM}$.

Une autre contribution à l'amortissement provient du mécanisme de pompage de spin, qui s'explique de la manière suivante. Puisqu'un courant de spin peut mettre en mouvement une aimantation locale, l'effet réciproque est également vrai. Il s'agit du mouvement de l'aimantation locale qui induit la génération d'un courant de spin. Dans un empilement FM/NM les travaux de Janossy et Silsbee ont montré dans les années 1970 qu'il existe un couplage entre l'aimantation de FM et l'accumulation de spin générée à l'interface dans NM [153, 154]. Plus récemment, les travaux théoriques de Tserkovnyak, Brataas et Bauer ainsi qu'une démonstration expérimentale des groupes de Mizukami (Tohoku) et Heinrich (Simon Fraser) ont montré l'existence d'un couplage non-local entre l'aimantation de FM et l'accumulation de spin généré à l'interface dans NM [155–159]. Finalement, une explication théorique complète du phénomène a été apportée par Tserkovnyak [160], qui se base sur le principe de pompage quantique adiabatique [161]. Le phénomène est aujourd'hui nommé pompage de spin. Il est considéré comme l'effet réciproque du STT dans le cas d'un pur courant de spin, c'est-à-dire qu'un courant de spin est conduit - pompé - hors de FM vers NM. Cet effet mène à une perte de moment angulaire et se traduit donc par une augmentation de l'amortissement. Le pompage de spin ajoute une contribution $\Delta\alpha_{sp}$ sur l'amortissement qui est proportionnelle à $1/L_{FM}$. Dans les mesures effectuées, il est bel et bien observé une différence sur la valeur de α lorsque la composition de NM varie (cf. les trois derniers empilements du tableau et 5.2). Cette différence s'évanouit pour les grandes épaisseurs ($L > 10$ nm) et il peut donc être considéré que, **dans le cas d'une**

couche épaisse, l'augmentation de l'amortissement *via* le mécanisme de pompage de spin est indépendante de la nature de NM.

FM/NM	Recuit °C	α (10^{-3}) vs. L_{FM} (nm)					$\mu_0\Delta H_0$ (mT) vs. L_{FM} (nm)				
		2,5	5	10	20	40	2,5	5	10	20	40
Py/Ta(5)	Non	15,0	9,8	8,1	7,2	7,2	0,2	0,0	0,0	0,1	0,1
	250	15,8	9,6	7,8	7,1	6,8	0,5	0,0	0,0	0,1	0,1
	300	15,5	9,0	7,4	6,7	6,8	0,2	0,0	0,0	0,1	0,1
	350	16,5	8,9	7,4	6,9	7,0	0,5	0,0	0,0	0,0	0,1
Co/Ta(5)	Non	13,1	9,0	8,8	7,8	8,1	3,9	1,4	0,5	0,4	0,7
	250	18,7	8,3	8,7	57,7	73,3	0,2	1,8	0,5	-4,3	-2,3
	300	11,7	8,9	8,7	65,4	175	4,0	1,5	0,4	-6,8	-21
	350	19,0	9,3	9,4	66,6	158	1,6	1,5	0,5	-7,6	-45
CoFeB/Ta(5)	Non	12,8	9,0	7,7	7,0	7,0	0,3	0,1	0,0	0,1	0,0
	250	11,9	8,2	7,4	6,6	6,4	0,2	0,5	0,0	0,1	0,2
	300	10,6	7,9	7,2	6,2	6,5	0,9	0,3	0,0	0,5	0,1
	350	10,4	7,9	6,8	6,3	6,5	0,6	0,1	0,0	0,2	0,1
FeCoBVCr/ Ta(5)	Non	17,0	11,0	8,5	7,2	6,7	0,0	0,0	0,0	0,1	0,2
	250	15,7	10,3	8,2	7,2	6,8	0,5	0,3	0,2	0,2	0,2
	300	17,9	11,0	8,5	7,3	7,2	0,0	0,0	0,2	0,2	0,2
	350	23,7	11,4	7,8	10,0	7,3	0,7	0,3	0,1	0,0	0,1
FeCoB/Ta(5)	Non	9,4	6,2	5,1	4,5	4,3	0,2	0,2	0,1	0,1	0,2
	250	14,6	7,0	4,9	4,3	4,0	0,0	0,5	0,2	0,2	0,3
	300	17,1	7,7	5,2	4,5	4,2	0,0	0,1	0,0	0,3	0,2
	350	17,6	6,4	5,1	4,3	4,2	0,0	0,1	0,1	0,5	0,2
FeCoB/W(2)/ Ta(1)/Pt(3)	Non	11,8	7,6	5,5	4,9	4,6	0,3	0,2	0,1	0,1	0,1
	250	11,0	6,6	5,2	5,5	4,1	0,3	0,0	0,3	0,0	0,5
	300	10,8	8,1	5,1	4,3	4,0	0,3	0,0	0,2	0,5	0,5
	350	10,7	7,1	5,1	4,3	4,2	0,0	0,2	0,2	0,4	0,2
FeCoB/Al(2)/ Ta(1)/Pt(3)	Non	7,0	5,1	4,5	4,2	4,2	0,1	0,2	0,1	0,2	0,2
	250	8,3	5,6	4,6	4,2	4,1	0,1	0,2	0,4	0,2	0,2
	300	8,9	5,8	5,6	4,4	4,2	0,0	0,3	0,0	0,2	0,1
	350	9,0	6,2	4,4	3,9	4,3	0,0	0,0	0,5	0,6	0,1

TABLE 5.1 – Mesures par CPW-FMR des empilements FM/NM de l'amortissement α (10^{-3}) et de l'élargissement inhomogène $\mu_0\Delta H_0$ (mT) en fonction de l'épaisseur L_{FM} , avec $L_{FM} = 2,5, 5, 10, 20$ et 40 nm, et en fonction de la température de recuit T . Les extractions sont effectuées *via* l'ajustement par une fonction linéaire de ΔH_{pp} en fonction de ω_{res} selon l'équation de Kittel (Eq. 5.3).

Lorsqu'ils ne sont pas recuits (Fig 5.2.a), tous les échantillons présentent, comme attendu, une dépendance quasi-linéaire entre α et $1/L_{FM}$. Une fois recuits, les valeurs d'amortissement des grandes épaisseurs ($L_{FM} = 20$ et 40 nm) sont presque inchangées. En revanche, les échantillons de faible épaisseur ($L_{FM} = 2,5$ et 5 nm) présentent une valeur de α différente. Deux phénomènes sont en compétition pour expliquer respectivement une chute ou une augmentation de α des couches minces après recuit. Premièrement, **la cristallisation lors du recuit des alliages FeCo, du fait de l'expulsion du B, tend à réduire le nombre d'impuretés et donc à réduire la diffusion magnon/électron.** Cela se traduit par une diminution de

l'amortissement. De manière réciproque, la diffusion de NM dans FM lors du recuit tend à augmenter le nombre d'impuretés dans la couche magnétique, ce qui se traduit par une augmentation de l'amortissement. Ce double phénomène de diffusion est appelé interdiffusion. Ainsi, CoFeB/Ta(5) et FeCoB/W(2)/Ta(1)/Pt(3) présentent une diminution de α après recuit, alors que les autres empilements présentent une augmentation. En particulier, l'interdiffusion est moins prononcée dans FeCoB/W(2)/Ta(1)/Pt(3) car le W diffuse peu aux températures de recuit utilisées [162]. Cet échantillon présente donc bien une diminution de α après recuit.

Tous ces empilements, après recuit à 350 °C (Fig 5.2.b), perdent la relation de linéarité entre α et $1/L_{FM}$. Cette perte de la proportionnalité est attribuée au fait que la composition après recuit des alliages est différente selon l'épaisseur de FM. En effet, lors du recuit de couches minces, l'interdiffusion fait que l'intégralité du B est expulsée de l'alliage magnétique alors qu'une partie de NM pénètre dans FM. En revanche, dans les couches plus épaisses, le B situé loin des interfaces n'a pas le temps de migrer vers la couche NM voisine. Puisque la FMR mesure une moyenne de l'amortissement de l'ensemble de la couche, si la composition de l'alliage est différente selon l'épaisseur, alors il n'y a aucune raison de conserver la relation de proportionnalité entre α et $1/L_{FM}$.

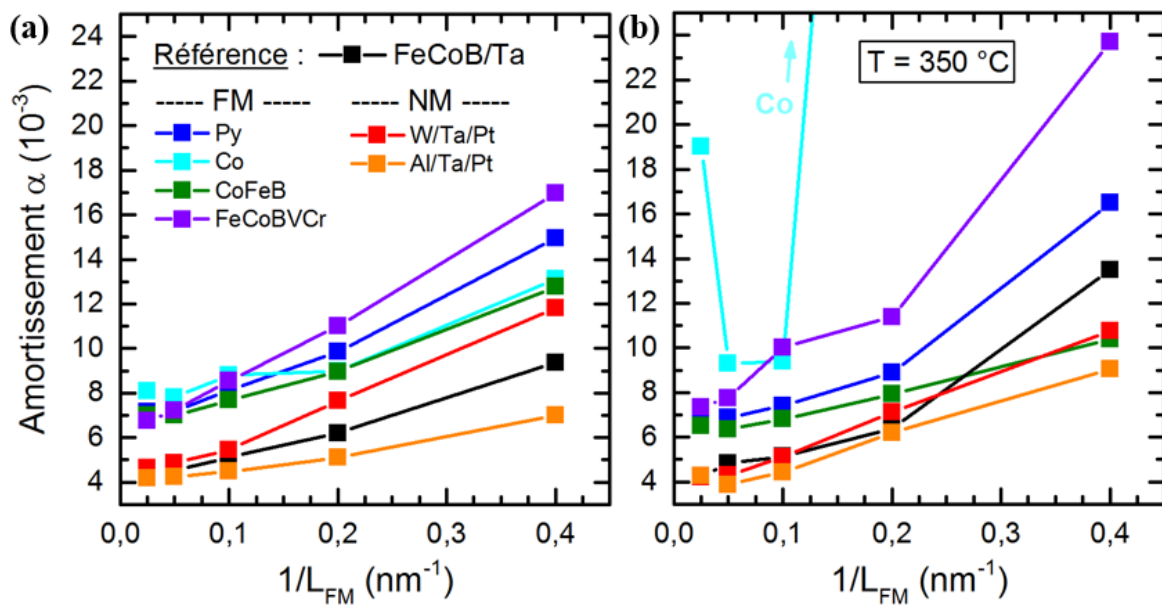


FIGURE 5.2 – Amortissement α en fonction de $1/L_{FM}$ lorsque les empilements ne sont pas recuits (a) et lorsqu'ils sont recuits à 350 °C (b). Les températures intermédiaires ne sont pas présentées sur la figure mais peuvent être trouvées dans la table 5.1.

Mesure de M_S et K_S

Le tableau 5.2 reporte l'ensemble des valeurs d'aimantation effective M_{eff} , ainsi que les valeurs de M_S et K_S extraites de l'ajustement linéaire de l'équation 5.1. De même que pour l'amortissement, les différents comportements observés et discutés ci-dessous sont présents à toutes les températures de recuit, c'est pourquoi la figure

5.3 trace M_{eff} en fonction de $1/L_{\text{FM}}$ seulement pour le cas non-recuit et pour le cas où les échantillons sont recuits à $T = 350^\circ\text{C}$.

FM/NM	Recuit °C	M_{eff} (10^6 A/m) vs. L_{FM} (nm)					M_S 10^6 A/m	K_S mJ/m ²	Note
		2,5	5	10	20	40			
Py/Ta(5)	Non	0,44	0,67	0,73	0,77	0,78	0,79	-	(a)
	250	0,36	0,64	0,74	0,77	0,78	0,80	-	(a)
	300	0,41	0,68	0,76	0,78	0,79	0,79	-	(a)
	350	0,38	0,70	0,77	0,78	0,79	0,78	-	(a)
Co/Ta(5)	Non	0,95	1,11	1,15	1,27	1,22	1,25	0,84	(b)
	250	0,93	1,09	1,14	0,78	0,49	1,27	0,63	(c)
	300	0,94	1,13	1,18	0,80	0,05	1,21	0,53	(c)
	350	0,81	1,08	1,12	0,79	0,46	1,27	0,66	(c)
CoFeB/Ta(5)	Non	0,70	0,82	0,86	0,88	0,88	0,91	0,28	
	250	0,72	0,86	0,87	0,90	0,89	0,93	0,30	(b)
	300	0,74	0,88	0,89	0,91	0,89	0,94	0,28	(b)
	350	0,79	0,94	0,91	0,93	0,91	0,99	0,28	(c)
FeCoBVCr/ Ta(5)	Non	0,44	0,61	0,68	0,71	0,71	0,75	0,35	
	250	0,26	0,56	0,66	0,70	0,72	0,77	0,60	
	300	0,23	0,55	0,68	0,70	0,73	0,79	0,67	
	350	0,25	0,48	0,64	0,70	0,74	0,76	0,62	
FeCoB/Ta(5)	Non	0,85	1,09	1,18	1,25	1,28	1,30	0,93	
	250	0,61	1,05	1,17	1,24	1,28	1,34	1,50	
	300	0,60	1,02	1,16	1,26	1,26	1,34	1,51	
	350	0,67	0,96	1,14	1,26	1,29	1,32	1,40	
FeCoB/W(2)/ Ta(1)/Pt(3)	Non	0,79	1,02	1,18	1,20	1,24	1,27	0,97	
	250	0,53	0,93	1,15	1,21	1,24	1,31	1,58	
	300	0,50	0,91	1,14	1,23	1,28	1,33	1,75	
	350	0,53	0,89	1,14	1,21	1,26	1,31	1,62	
FeCoB/Al(2)/ Ta(1)/Pt(3)	Non	0,79	1,02	1,13	1,19	1,24	1,26	0,93	
	250	0,61	0,93	1,10	1,19	1,23	1,27	1,32	
	300	0,55	0,88	1,06	1,17	1,22	1,25	1,41	
	350	0,64	0,83	1,04	1,18	1,23	1,29	1,86	(d)

TABLE 5.2 – Mesures par CPW-FMR de l'aimantation effective M_{eff} (10^6 A/m) des empilements FM/NM en fonction de l'épaisseur L_{FM} , avec $L_{\text{FM}} = 2,5, 5, 10, 20$ et 40 nm, et en fonction de la température de recuit T . Pour toute température, les valeurs de l'aimantation à saturation M_S (10^6 A/m) et de l'anisotropie de surface K_S (mJ/m) sont calculées. Lorsque la colonne de droite n'indique rien, le calcul de M_S et K_S est effectué *via* l'ajustement linéaire de l'équation 5.1. Dans le cas contraire, le calcul est effectué d'une des manières suivantes. (a) Ajustement de M_S avec une parabole, aucun ajustement de K_S n'est alors possible. (b) Ajustement linéaire sans l'épaisseur $L_{\text{FM}} = 40$ nm. (c) Ajustement linéaire sans les épaisseurs $L_{\text{FM}} = 20$ et 40 nm. (d) Ajustement linéaire sans l'épaisseur $L_{\text{FM}} = 2,5$ nm.

Lorsqu'ils ne sont pas recuits (Fig 5.3.a), **tous les échantillons présentent une dépendance linéaire entre M_{eff} et $1/L_{\text{FM}}$, à l'exception de Py** dont le cas est discuté ci-après. Après recuit à 350°C (Fig 5.3.b), les différents empilements dont FM est un alliage à base de FeCoB (FeCoBVCr/Ta, FeCoB/Ta, FeCoB/W et FeCoB/Al) gardent cette dépendance linéaire. L'ajustement linéaire peut donc être effectué

normalement, et conduit à des valeurs de M_S et K_S cohérentes avec la littérature [79, 141].

Dans le cas de l'empilement Py/Ta et quel que soit le recuit, les échantillons ne présentent pas de dépendance linéaire entre M_{eff} et $1/L_{\text{Py}}$. C'est vrai dans le cas où l'échantillon n'est pas recuit, mais cet effet est de plus en plus prononcé lorsque la température de recuit augmente. M_{eff} et $1/L_{\text{Py}}$ semblent être reliés par une relation parabolique, ce qui indiquerait que **l'anisotropie de surface est modifiée aux fortes épaisseurs et après recuit**. Ce phénomène peut être expliqué avec le raisonnement suivant qui fait, une fois de plus, intervenir la diffusion des espèces pendant le recuit. Dans un empilement MgO/Py, les atomes de Fe du Py migrent vers MgO et appauvrissent donc l'interface en Ni. Cela est rendu possible de par la plus forte affinité entre Fe et O en comparaison de celle entre Ni et O. L'effet est d'autant plus prononcé que L_{Py} est épaisse et que la température de recuit est grande, comme observé expérimentalement. L'extraction de M_S est par conséquent effectuée en extrapolant la parabole à $1/L_{\text{Py}} \rightarrow 0$ et aucune valeur de K_S n'est extraite.

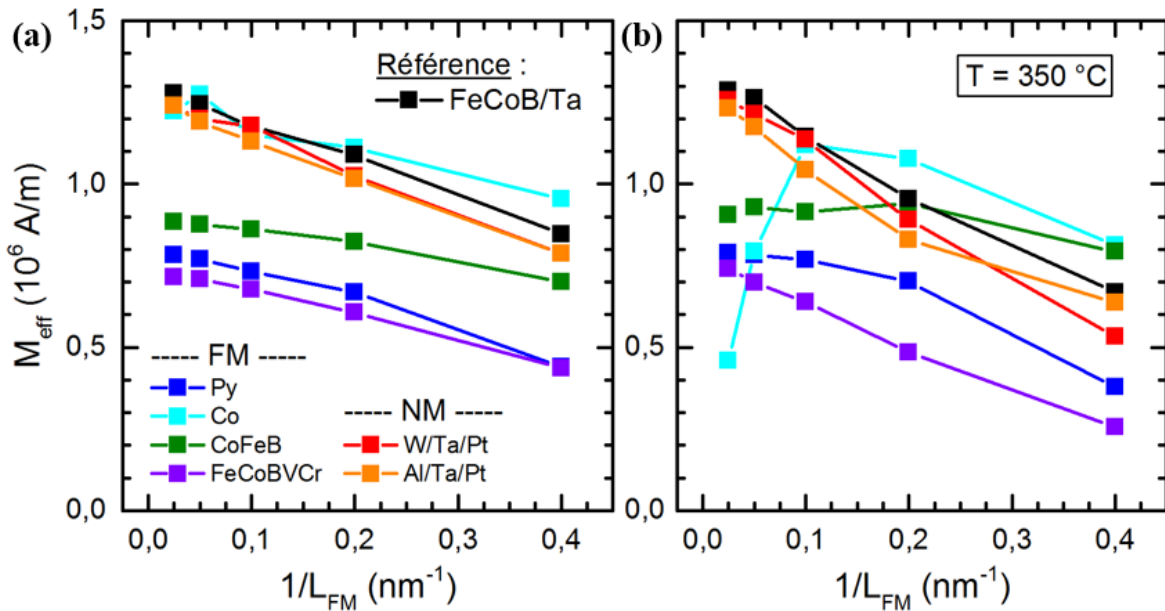


FIGURE 5.3 – Aimantation effective M_{eff} en fonction de $1/L_{\text{FM}}$ lorsque les empilements ne sont pas recuits (a) et lorsqu'ils sont recuits à 350°C (b). Les températures intermédiaires ne sont pas présentées sur la figure mais peuvent être trouvées dans la table 5.2.

Finalement, l'empilement Co/Ta(5) présente des valeurs de α et de ΔH_0 anormalement élevées - en valeur absolue - pour de grandes épaisseurs ($L_{\text{Co}} = 20$ et 40 nm) recuites à $T > 250^\circ\text{C}$. Ces phénomènes vont de pair avec une chute drastique de M_{eff} . Ces effets laissent penser à **une forte incompatibilité entre les structures de Co et MgO** et à des problèmes de mouillage de Co sur MgO conduisant à la formation d'îlots (coalescence du Co) lors des recuits [163, 164]. Il est en effet possible que, dès lors que L_{Co} est suffisamment grande, le Co se scinde en îlots, eux même scindés en multi-domaines magnétiques [165–167], ce qui expliquerait la chute drastique de M_{eff} observée. Une source d'amortissement supplémentaire serait alors apportée de par la présence des interfaces entre îlots et

entre domaines, contribuant à l'importante augmentation de α observée. Enfin, le terme ΔH_0 ne peut théoriquement pas être négatif car un élargissement inhomogène de la bande d'absorption ne peut qu'augmenter la largeur de raie. Ces résultats traduisent donc une erreur du modèle d'ajustement des données, renforçant ainsi l'idée que l'échantillon ne se comporte pas comme un seul macrospin.

2. Mesure des propriétés magnétorésistives

Les propriétés magnétorésistives des jonctions tunnels (TMR et RA) peuvent être étudiées sur des échantillons en plaque, c'est-à-dire non nanostructurées en pilier, grâce à la méthode CIPT (*Current-In-Plane Tunneling*) développée en 2003 par Worledge [168]. Cette méthode consiste en une mesure de résistance planaire, grâce à un ensemble de pointes alignées et séparées d'une longueur susceptible d'être modifiée. Pour de petites distances entre les pointes, le courant ne circule que dans l'électrode supérieure. Pour de grandes distances entre les pointes, en revanche, le courant circule en parallèle dans les deux électrodes, ce qui permet d'estimer la résistance de la barrière. L'appareil utilisé possède un aimant de 300 mT afin de placer la couche de stockage dans les deux configurations P et AP. Il est alors possible, à partir de mesures dans les deux configurations magnétiques et avec plusieurs espacements de pointes différents, d'extraire les valeurs de TMR et de RA de l'empilement.

Dans le cas d'une couche de stockage à anisotropie de forme perpendiculaire, il n'est en revanche pas possible d'effectuer ces mesures. En effet, par définition, la couche n'acquiert son anisotropie perpendiculaire qu'une fois nanostructurée en forme de pilier. Tant que l'échantillon n'est pas gravé, son aimantation se situe dans le plan de la couche. Puisqu'il est nécessaire d'appliquer un champ $\gtrsim 1$ T pour saturer hors du plan des couches magnétiques d'épaisseur $\gtrsim 15$ nm, il est impossible d'effectuer correctement une mesure CIPT sur les PSA-MRAM avec l'appareil utilisé. Deux solutions sont alors envisagées.

- La première consiste en la modification de l'empilement pour la mesure CIPT, dans le sens où la couche de stockage serait rendue suffisamment fine pour se placer dans le régime d'une p-STT-MRAM conventionnelle, qui n'est rien d'autre qu'une PSA-STT-MRAM où la partie volumique de la couche de stockage aurait été retirée. Une telle couche possède un champ coercitif de l'ordre de 100 mT et peut donc être basculée. Cette solution permet d'extraire le RA et la TMR du nouvel empilement. En supposant que ces paramètres varient peu lorsqu'une couche épaisse est ajoutée par-dessus la couche d'interface, ils peuvent être assimilés à ceux d'une PSA-MRAM.
- Une deuxième solution consiste en la mesure CIPT de l'empilement complet d'une PSA-MRAM. Puisque le champ appliqué ne permet pas de saturer l'aimantation hors du plan, la TMR extraite est quasi-nulle mais il est possible d'extraire la valeur du RA.

Le tableau 5.3 regroupe une série de mesures effectuées au laboratoire pendant ce travail de thèse. L'empilement complet de chaque échantillon mesuré y est retranscrit, en indiquant en gras la partie magnétique de la MTJ. En suivant le même

raisonnement que celui du paragraphe précédent, c'est-à-dire en supposant que le RA et la TMR dépendent principalement des conditions de préparation de la couche de MgO et de ses couches voisines (plutôt que des couches éloignées de la barrière), il devient possible d'utiliser les valeurs de RA et de TMR d'une MTJ pour d'autres échantillons ne possédant pas la même couche de stockage.

Empilement	RA ($\Omega \cdot \mu\text{m}^2$)	TMR (%)
Ta(3)/Pt(20)/[Co(0,5)/Pt(0,25)] ₃ /Co(0,5)/Ru(0,9)/[Co(0,5)/Pt(0,25)] ₃ /Co(0,5)/Ta(0,3)/ FeCoB(1,1)/Mg(0,7) OxNat 30s Mg(0,5)/FeCoB(1,4)/W(2)/Co(58)/Ta(1)/Ru(5)	13,5 ± 1,2	0
Ta(3)/Pt(20)/[Co(0,5)/Pt(0,25)] ₃ /Co(0,5)/Ru(0,9)/[Co(0,5)/Pt(0,25)] ₃ /Co(0,5)/Ta(0,3)/ FeCoB(1,1)/Mg(0,7) OxNat 30s Mg(0,5)/FeCoB(1,4)/W(2)/Py(58)/Ta(1)/Ru(5)	12,9 ± 0,8	0
Ta(3)/Pt(20)/[Co(0,5)/Pt(0,25)] ₃ /Co(0,5)/Ru(0,9)/[Co(0,5)/Pt(0,25)] ₃ /Co(0,5)/Ta(0,3)/ FeCoB(1,1)/Mg(0,7) OxNat 30s Mg(0,5)/FeCoB(1,4)/W(2)/Co(58)/Ta(1)/Ru(5)	11,7 ± 1,0	0
Ta(3)/Pt(5)/[Co(0,5)/Pt(0,25)] ₄ /Co(0,5)/Ru(0,9)/[Co(0,5)/Pt(0,25)] ₃ /Co(0,5)/Ta(0,3)/ FeCoB(1,1)/Mg(0,7) OxNat 25s Mg(0,5)/FeCoB(1,4)/Ta(2)/Ru(5)	7,1 ± 0,5	55 ± 2
Ta(3)/Pt(5)/[Co(0,5)/Pt(0,25)] ₄ /Co(0,5)/Ru(0,9)/[Co(0,5)/Pt(0,25)] ₃ /Co(0,5)/Ta(0,3)/ FeCoB(1,1)/Mg(0,7) OxNat 25s Mg(0,5)/CoFeB(1,4)/Ta(2)/Ru(5)	11,2 ± 0,9	11 ± 1
Ta(3)/Pt(5)/[Co(0,5)/Pt(0,25)] ₄ /Co(0,5)/Ru(0,9)/[Co(0,5)/Pt(0,25)] ₃ /Co(0,5)/Ta(0,3)/ FeCoB(1,1)/Mg(0,7) OxNat 20s Mg(0,5)/FeCoB(1,4)/Ta(2)/Ru(5)	6,1 ± 0,7	62 ± 3
Ta(3)/Pt(30)/[Co(0,5)/Pt(0,25)] ₄ /Co(0,5)/Ru(0,9)/[Co(0,5)/Pt(0,25)] ₂ /Co(0,5)/Ta(0,3)/ FeCoB(1,1)/Mg(0,44) OxNat 10s Mg(0,4)/FeCoB(1,6)/Ta(2)/Ru(5)	24 ± 1	1,6 ± 0,2
Ta(3)/Pt(5)/[Co(0,5)/Pt(0,25)] ₄ /Co(0,5)/Ru(0,9)/[Co(0,5)/Pt(0,25)] ₃ /Co(0,5)/Ta(0,3)/ FeCoB(1,1)/Mg(0,7) OxNat 25s Mg(0,5)/FeCoB(1,4)/W(0,2)/FeCoB(1,4)/Mg(0,44) OxNat 8s Mg(0,4)/FeCoB(0,4)/Ta(2)/Ru(5)	11,5 ± 0,8	37 ± 1

TABLE 5.3 – Mesures des propriétés magnétorésistives. Dans les empilements sont indiquées en gras la barrière tunnel et les couches FM qui lui sont adjacentes. Le terme OxNat fait référence à une oxydation naturelle de la couche de Mg par un gaz de O₂ avec une pression P_{O₂} = 0,03 mbar. Les empilements sont recuits à 300 °C pendant 10 min.

La MTJ FeCoB(1,1)/Mg(0,7) OxNat 30s Mg(0,5)/FeCoB(1,4), structure qui a précédemment été optimisée au laboratoire pour maximiser la polarisation en spin, possède un RA $\simeq 13 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$. Elle sert de référence pour les remarques ci-dessous.

• **La valeur du RA peut être abaissée à RA $\simeq 7$ et $6 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$ lorsque le temps d'oxydation est respectivement réduit à des temps de 25 et 20 s, puisque le RA varie exponentiellement avec le degré d'oxydation de Mg [169].**

- Lorsque la couche libre de l'empilement référence est remplacée par du CoFeB(1,4) le RA augmente et la TMR baisse, puisque l'hybridation des orbitales 2p de l'O et les orbitales 3d du Fe est plus important qu'avec les orbitales 3d du Co [39, 78, 79, 170].
- La MTJ FeCoB(1,1)/Mg(0,44) OxNat 10s Mg(0,4)/FeCoB(1,6) possède un plus fort RA ($24 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$), du fait du plus grand degré d'oxydation de la barrière. En revanche, lorsque cette barrière est placée par-dessus la MTJ de référence (cf. dernière ligne du tableau) le nouvel empilement ne possède pas un RA total égal à la somme des RA des deux barrières. Cela s'explique par le fait que, dans ce dernier cas, la barrière n'est pas protégée par une couche libre de FeCoB mais est placée en contact direct avec un réservoir de Ta qui migre dans la barrière pendant le recuit à 300 °C, réduisant ainsi le RA de cette deuxième barrière.

II. Etude systématique post-fabrication

1. Liste des empilements

La présente sous-section fournit simplement une base de données des empilements qui seront ensuite analysés dans la suite du chapitre. Tous ces empilements sont déposés sur un substrat de SiO₂ et sont recuits, après dépôt, à T = 300 °C pendant 10 min. Ils possèdent tous la même base commune BE/SAF(n/m)/MTJ(L_{Mg}¹/t_{OxNat}/L_{Mg}²)/FL/Cap/TE, où :

- BE réfère à l'électrode inférieure Ta(3)/Pt(30);
- SAF(n/m) réfère à l'empilement [Co(0,5)/Pt(0,25)]_n/Co(0,5)/Ru(0,9)/[Co(0,5)/Pt(0,25)]_m/Co(0,5);
- MTJ(L_{Mg}¹/t_{OxNat}/L_{Mg}²) réfère à la barrière tunnel Ta(0,3)/FeCoB(1,1)/Mg(L_{Mg}¹) OxNat t_{OxNat} Mg(L_{Mg}²);
- FL réfère à la couche de stockage;
- Cap réfère à l'éventuelle couche de revêtement Mg(0,44) OxNat 8s Mg(0,4)/FeCoB(0,4)/Ta(1), placée par-dessus FL pour lui conférer une anisotropie d'interface supplémentaire;
- TE réfère à l'électrode supérieure Ta(1)/Ru(5)/Ta(150).

Le tableau 5.4 détaille et nomme l'ensemble des empilements. Le nom attribué aux empilements, indiqué dans la dernière colonne du tableau, est intuitif pour repérer la spécificité de chacun : la notation « D- » indique une double barrière tunnel et la notation « Co- » indique une interface en CoFeB au lieu du traditionnel FeCoB. Le tableau est divisé en 5 groupes, correspondant à 5 séries d'études.

- Le premier groupe contient les deux premiers empilements créés (Co60 et Py60), chronologiquement parlant. Ils ont été réalisés immédiatement à la suite du développement du procédé présenté en chapitre 4 et possèdent donc des épaisseurs importantes (les mêmes que lors du développement).
- Le deuxième groupe a été réalisé à la suite d'une première maintenance de l'IBE, quatre mois après le premier groupe. Il a pour objectif d'étudier des PSA-MRAM

avec une couche de stockage de moins grande épaisseur, donc avec une valeur de stabilité thermique plus faible.

Les trois groupes suivants ont été réalisés ensemble, à la suite d'une deuxième maintenance de l'IBE intervenue quelques jours après la précédente.

- Le troisième groupe a pour objectif de caractériser les propriétés des PSA-MRAM selon l'épaisseur et la composition de la couche de stockage. Il contient notamment des empilements dont l'épaisseur est extrêmement faible (jusqu'à 6 nm), ce qui permet d'obtenir des jonctions très peu stables et donc facilement renversables par STT.
- Le quatrième groupe reprend l'objectif du troisième groupe en ajoutant à l'empilement une deuxième barrière tunnel.
- Le cinquième groupe reprend l'objectif du troisième groupe en remplaçant la traditionnelle MTJ à base de MgO/FeCoB par une MTJ à base de MgO/CoFeB.

SAF	MTJ	FL	Cap	Nom
3/3	0,7/30s/0,5	FeCoB(1,4)/W(0,2)/CoFeB(58)	-	Co60
3/3	0,7/30s/0,5	FeCoB(1,4)/W(0,2)/Py(58)	-	Py60
4/3	0,7/27s/0,5	FeCoB(2)/W(0,2)/Py(30)	-	Py30
4/3	0,7/25s/0,5	FeCoB(2)/W(0,2)/FeCoB(14)	-	FeCo14
4/3	0,7/25s/0,5	FeCoB(2)/W(0,2)/FeCoB(10)	-	FeCo10
4/3	0,7/20s/0,5	FeCoB(2)/W(0,2)/FeCoB(10)	-	FeCo10'
4/3	0,7/25s/0,5	FeCoB(2)/W(0,2)/Py(10)	-	Py10
4/3	0,7/25s/0,5	FeCoB(2)/W(0,2)/CoFeB(8)	-	CoFe8
4/3	0,7/25s/0,5	FeCoB(2)/W(0,2)/FeCoB(6)	-	FeCo6
4/3	0,7/25s/0,5	FeCoB(2)/W(0,2)/CoFeB(4)	-	CoFe4
4/3	0,7/25s/0,5	FeCoB(2)/W(0,2)/Co(4)	-	Co4
4/3	0,7/30s/0,5	FeCoB(2)/W(0,2)/Py(10)/W(0,2)/FeCoB(2)	Oui	D-Py10
4/3	0,7/30s/0,5	FeCoB(2)/W(0,2)/CoFeB(8)/W(0,2)/FeCoB(2)	Oui	D-CoFe8
4/3	0,7/30s/0,5	FeCoB(2)/W(0,2)/Py(4)/W(0,2)/FeCoB(2)	Oui	D-Py4
4/3	0,7/30s/0,5	FeCoB(2)/W(0,2)/CoFeB(4)/W(0,2)/FeCoB(2)	Oui	D-CoFe4
4/3	0,7/30s/0,5	CoFeB(2)/W(0,2)/CoFeB(14)	-	Co-CoFe14
4/3	0,7/25s/0,5	CoFeB(2)/W(0,2)/CoFeB(14)	-	Co-CoFe14'
4/3	0,7/30s/0,5	CoFeB(2)/W(0,2)/CoFeB(10)	-	Co-CoFe10

TABLE 5.4 – Liste des PSA-STT-MRAM dont les propriétés sont discutées dans ce chapitre. Un nom est attribué à chaque empilement, indiqué dans la dernière colonne.

Lors de la gravure électronique (Fig. 4.2, p. 83) les masques durs de Ta sont définis sur chaque plaque à des diamètres entre 30 et 50 nm. Lors de l'étape d'amincissement, l'objectif est d'amincir les piliers de 30 nm par rapport à leur diamètre initial. Cela conduit, sans prendre en compte l'incertitude de la vitesse de

gravure, à **des diamètres finaux compris entre 0 et 30 nm**, dans l'objectif d'étudier pour chaque empilement une grande variété de diamètres différents. Cela introduit volontairement de la variabilité dans le procédé, ce qui a deux avantages. D'une part cette méthode, bien qu'elle rende impossible l'obtention d'un rendement de 100 %, permet de minimiser la probabilité d'obtenir un rendement nul. D'autre part, en introduisant de la variabilité sur le diamètre, il devient possible de caractériser les jonctions (stabilité, TMR, champ coercitif, etc) en fonction de ce diamètre en fabriquant une plaque seulement.

2. Cartographie des plaques et statistiques

A la suite de la nanofabrication, chaque plaque est cartographiée selon le protocole suivant. La plaque est placée par-dessus un électroaimant de sorte qu'il soit possible d'appliquer, au niveau de la plaque, un champ magnétique perpendiculaire d'une amplitude maximale d'environ $H_{\max} \simeq 300$ mT. Deux sondes viennent prendre un contact électrique au niveau des deux électrodes d'une des jonctions de la plaque. Un champ est appliqué allant d'une valeur $-H_{\max} \rightarrow +H_{\max}$, puis de $+H_{\max} \rightarrow -H_{\max}$, sur un temps réglable d'environ une seconde. Pendant cette variation de champ, une tension continue de lecture $V_r = 25$ mV est appliquée entre les deux électrodes et le courant qui les traverse est alors mesuré toutes les 125 μ s. Cela permet d'extraire la résistance R de la jonction, qui est ensuite tracée en fonction du champ H appliqué. Cette opération est répétée un dizaine de fois afin d'obtenir une courbe d'hystéresis $R(H)$ moyennée. A la suite de cette mesure, la plaque est déplacée de façon à aligner une nouvelle jonction le long de l'électroaimant, cette jonction étant caractérisée à son tour. Il est ainsi possible d'obtenir rapidement une courbe $R(H)$ pour l'intégralité des jonctions d'une plaque.

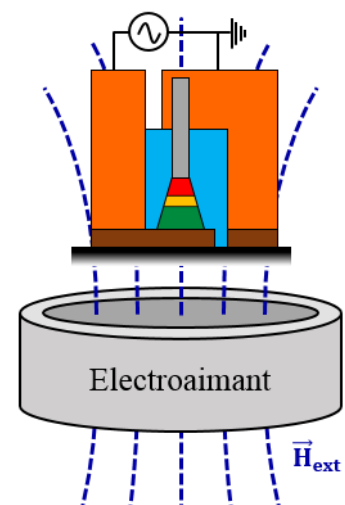


FIGURE 5.4 – Schéma du montage utilisé lors des cartographies des plaques. Le schéma du pilier reprend celui de la figure 4.2.p (p. 83) et correspond donc à celui d'une MRAM conventionnelle.

Les cycles $R(H)$ sont numériquement analysés et catégorisés de la manière suivante. Compte-tenu des RA des empilements étudiés (entre 5 et 25 $\Omega \cdot \mu\text{m}^2$) et des diamètres visés ($D < 35$ nm), l'état de résistance parallèle R_p des jonctions caractérisées est attendu à des valeurs comprises entre environ 1 k Ω et 1 M Ω .

- Par conséquent, lorsque dans un cycle $R(H)$ la plus petite valeur de résistance est $R_{\min} < 1$ k Ω , la jonction est considérée comme court-circuitée. Cela peut être dû soit à la présence d'une couche de redépôt autour de la barrière tunnel, soit à un amincissement trop important de l'Accuflo (cf. chapitre 4).
- De même, lorsque dans un cycle $R(H)$ la plus petite valeur de résistance est $R_{\min} > 1$ M Ω , la jonction est assimilée à un circuit ouvert. Cela peut être dû soit à l'absence

de pilier (tombé lors de la gravure IBE par exemple) soit à un amincissement insuffisant de l'Accuflo pour l'ouverture du contact supérieur.

- Finalement, il est nécessaire d'ajouter un critère supplémentaire pour séparer les cycles $R(H)$ qui ont, ou non, un intérêt pour l'étude. Sont considérés comme intéressants les cycles qui présentent à la fois une rémanence $> 20 \%$ et une TMR $> 10 \%$. En effet, une rémanence $< 20 \%$ serait caractéristique de la mesure d'une couche dont l'axe perpendiculaire (axe de l'aimant) est un axe difficile. Enfin, puisque les TMR sur les échantillons en plaque sont $> 10 \%$ (Tab. 5.3), les propriétés magnétiques des échantillons qui ne remplissent pas cette condition peuvent être considérés comme médiocres. En pratique, cela permet de filtrer les cycles très bruités dont la mesure numérique de la rémanence pourrait être faussée et satisfaire le critère d'une rémanence $> 20 \%$.

Les cartographies de l'ensemble des plaques fabriquées sont présentées en annexe A (p. 149).

3. Diversité des cycles $R(H)$

Cette dernière sous-section a pour objectif de présenter une liste non-exhaustive de la grande diversité des cycles $R(H)$ obtenus à partir de l'ensemble des échantillons. L'interprétation de ces courbes, qui nécessite des analyses complémentaires, fait l'objet de la section suivante.

Cycles $R(H)$ de Co60 et Py60

Pour ces deux plaques, la quasi-totalité des cycles présentant à la fois de bonnes propriétés électriques et magnétiques sont semblables à 5.5.a1 et b1. Ces cycles ont une rémanence de presque 100 % et une TMR moyenne de l'ordre de 40 à 60 %. De plus, connaissant la valeur de RA , il est possible grâce à R_{\min} de déterminer le diamètre de la jonction (Eq. 5.4). Ce diamètre est appelé diamètre électrique. Après calcul, ces cycles possèdent un diamètre électrique majoritairement compris entre 8 et 20 nm (Fig. 5.6), ce qui correspond bien à la gamme de diamètres visée lors de l'amincissement (0 à 30 nm). A titre d'exemple, la jonction de la figure 5.5.a1 possède un diamètre électrique de 7,7 nm (avec $RA = 12 \Omega \cdot \mu m^2$).

$$RA = R_{\min} \frac{\pi D^2}{4} \quad (5.4)$$

Ces cycles possèdent la forme idéale attendue pour une couche de stockage et les mêmes valeurs de TMR et de RA que les cycles des empilements en plaque. **Ils apportent la première preuve de concept des PSA-MRAM [171].** Selon la théorie développée au chapitre 2, il est en revanche impossible de les écrire par STT du fait de la stabilité très importante de ces couches (affirmation testée à la section suivante). Il est finalement possible de constater que, pour un même diamètre, les cycles de Co60 possèdent des champs coercitifs plus grands que ceux de Py30. Cela est également prévu par la théorie puisque $M_S^{Co} > M_S^{Py}$.

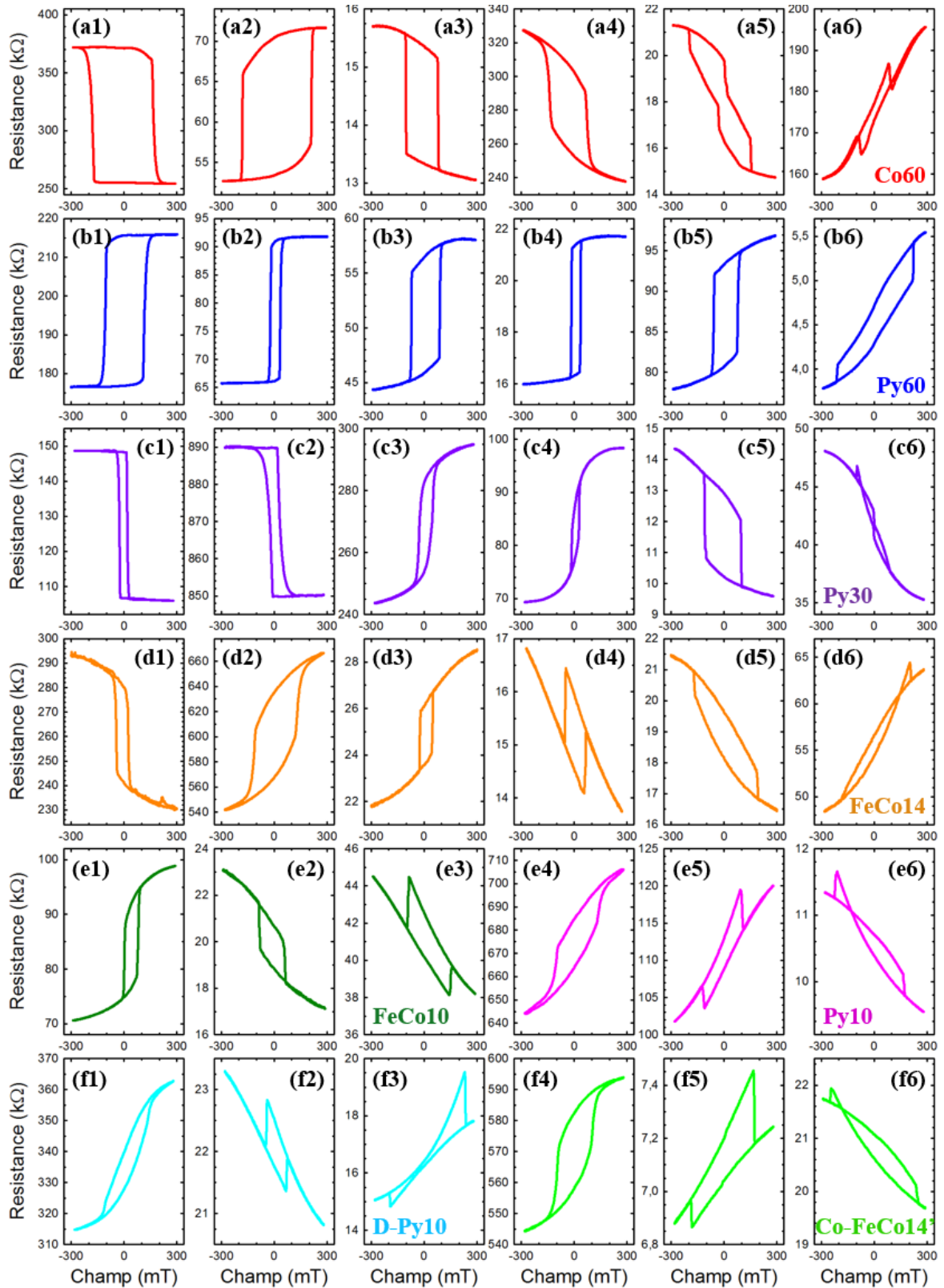


FIGURE 5.5 – Diversité des cycles $R(H)$ obtenus lors de ce travail de thèse. Les cycles sont représentatifs des différents courbes $R(H)$ obtenues pour chaque plaque. Sont représentées les jonctions : (a1) à (a6) Co60 en rouge [■], (b1) à (b6) Py60 en bleu foncé [■], (c1) à (c6) Py30 en violet [■], (d1) à (d6) FeCo14 en orange [■], (e1) à (e3) FeCo10 en vert foncé [■], (e4) à (e6) Py10 en rose [■], (f1) à (f3) D-Py10 en bleu clair [■] et (f4) à (f6) Co-FeCo14' en vert clair [■]. Les jonctions non présentées ici ont des cycles analogues.

Une minorité de cycles R(H) de Co60 et Py60 présente de légères déviations par rapport aux cycles idéaux précédemment décrits. C'est le cas des cycles 5.5.a2 à a4 et b2 à b5 qui présentent des arrondis plus ou moins prononcés au niveau du champ de renversement. A première vue, ce comportement pourrait avoir plusieurs origines.

- Il peut être **attribué à un retournement par nucléation d'une paroi de domaine aux interfaces MgO/FL ou FL/Ta**. Cette explication est la plus couramment utilisée dans le cas des MRAM conventionnelles, du fait de leur taille ($D > 30$ nm) qui favorise la création de ces parois. En revanche, dans une telle couche de 60 nm d'épaisseur et environ 15 nm de diamètre, la paroi se propage dans l'axe du cylindre (Fig. 2.5, p. 32) et non pas dans le plan de la couche. Ce type de retournement ne permet pas de modifier progressivement la valeur de la résistance, puisque cette dernière est donnée seulement par l'orientation de l'aimantation à l'interface, et non pas en volume.
- Cette courbure peut également être **la signature d'un axe facile dans le plan de la couche**. Cela est envisageable si la gravure n'aboutit pas à des cylindres parfaitement droits, dont la base au niveau de MgO serait plus élargie, par exemple.
- Finalement, ces cycles sont également **caractéristiques d'un retournement macrospin dans le cas où le champ n'est pas parfaitement aligné selon l'axe facile**. Ici, il s'agirait plus probablement de l'effet inverse, à savoir que l'axe facile n'est pas parfaitement aligné selon le champ. Cela est aisé à concevoir s'il **s'agit d'un pilier légèrement incliné**. En effet, ces piliers ayant un diamètre typique de 15 nm et une épaisseur de 150 nm (épaisseur de FL + épaisseur du masque dur de Ta, après gravure), ils peuvent, du fait de ce rapport de forme, se retrouver inclinés suite à la gravure physique par bombardement.

Les cycles 5.5.a5, a6 et b6 présentent finalement des profils complexes, dont chaque motif est présent en seulement 1 ou 2 exemplaires sur l'ensemble de la plaque. Ces profils ne sont pas reliés à la valeur du diamètre, puisque les trois exemples considérés présentent respectivement une résistance R_{\min} d'environ 14, 160 et 4 k Ω , correspondant à un diamètre d'environ 33, 10 et 62 nm.

- Un diamètre de 33 nm (Fig. 5.5.a5) autorise la création d'un vortex (Fig. 2.4, p. 31), ce qui peut expliquer l'allure étrange de ce cycle, le saut intermédiaire pouvant être attribué au retournement du cœur de vortex.
- Un diamètre de 10 nm (Fig. 5.5.a6) ne devrait permettre la création ni de domaine ni de vortex. Il s'agit peut-être du cas d'un pilier extrêmement penché, qui n'est donc pas mesuré le long de son axe facile.
- Un diamètre de 62 nm (Fig. 5.5.b6) n'est pas stable hors plan et possède un état de vortex. Il est possible que l'anisotropie de surface avec MgO ainsi que les champs dipolaires rayonnés contribuent à donner une faible composante perpendiculaire à l'anisotropie, ce qui expliquerait la présence d'un cycle d'hystérésis.

La figure 5.6 montre la distribution de la TMR et du champ coercitif en fonction du diamètre des jonctions de Co60 et Py60. La distribution de la TMR en fonction du diamètre (Fig. 5.6.a) possède un écart-type assez faible, de 15 % pour Co et 10 % pour Py, respectivement centré autour d'une valeur moyenne de 40 et 30 %. Cette différence entre jonctions à base de Co et Py peut être attribuée à la plus haute

température de Curie du Co par rapport à celle du Py ($T_c^{\text{Co}} = 1388 \text{ K}$ et $T_c^{\text{Py}} = 826 \text{ K}$), conduisant à des fluctuations magnétiques réduites le long de l'interface avec le MgO dans le cas de la couche de stockage à base de Co par rapport à celle à base de Py. Il semble donc que la couche épaisse puisse influencer les propriétés de transport, même à travers une couche de FeCoB(2)/W(0,2).

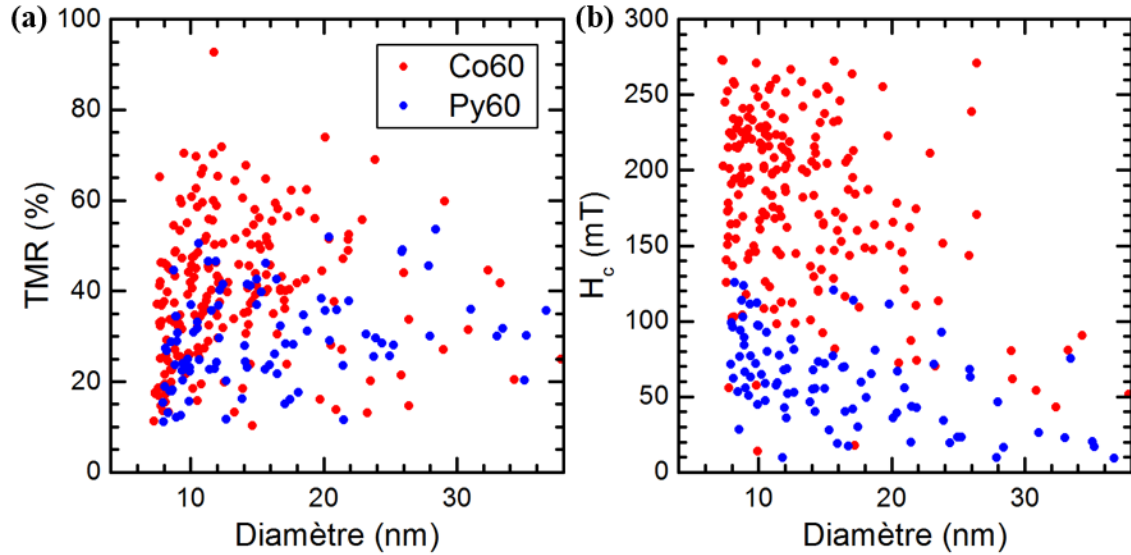


FIGURE 5.6 – Distribution de la TMR (a) et du champ coercitif H_c (b) en fonction du diamètre des plaques Co60 et Py60. Le diamètre est calculé à partir d'un RA moyen de $12 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$.

Les champs coercitifs semblent évoluer quasi-linéairement avec le diamètre (Fig. 5.6.b). Cette dépendance est mise en regard avec le modèle macrospin, décrit par l'équation $\Delta(D)$ (Eq. 2.6, p. 27). Les valeurs de H_c prédites par le modèle sont comparées aux données expérimentales (Fig. 5.7), en utilisant comme paramètre de simulation les valeurs standard du tableau en annexe (p. 172). Le modèle macrospin fournit une dépendance de $H_c(D)$ de même nature que celle observée expérimentalement, mais les valeurs prédites par le modèle sont 3 à 4 fois supérieures aux valeurs mesurées. Il semble donc que **le retournement d'une couche de 60 nm de Co ou de Py selon l'axe du cylindre ne soit pas décrit par le modèle macrospin, ce qui est en accord avec les résultats micromagnétiques.**

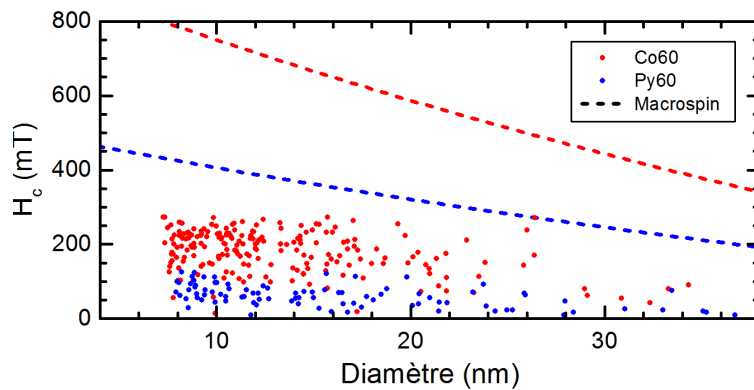


FIGURE 5.7 – Comparaison entre les champs coercitifs mesurés (Fig. 5.6.a) et ceux issus du modèle macrospin (Eq. 2.6, p. 27).

Les champs coercitifs mesurés expérimentalement peuvent néanmoins être ajustés par l'équation macrospin si le paramètre M_S est considérablement réduit.

Cette réduction est justifiée de la manière suivante. La gravure par IBE est connue pour détériorer la qualité de la barrière sur une profondeur typique de 2 nm [172], notamment du fait de l'implantation d'ions Ar. Dans la référence [172], cette valeur de 2 nm est atteinte pour des jonctions de 50 nm de diamètre avec une gravure réalisée à faible énergie et sans étape d'amincissement à angle rasant. Il est notamment précisé que cette profondeur augmente lorsque l'énergie du faisceau d'ions augmente (nécessaire à l'étape d'amincissement) et lorsque le diamètre diminue. Intuitivement, un angle de gravure rasant devrait, lui aussi, induire des dégâts sur une profondeur plus importante. Cette dégradation des propriétés magnétiques s'interprète donc numériquement par une chute graduelle de M_S vers les flancs des piliers, ce qui pourrait permettre d'expliquer, par le modèle macrospin, les faibles valeurs de champ coercitif observées.

Cycles R(H) de Py30 et FeCo14

Ces cycles R(H) de Py30 ressemblent à ceux de Py60, bien que la proportion de chaque type de cycle soit différente entre les deux plaques. La plaque Py30 présente très peu de cycles parfaitement carrés (Fig. 5.5.c1) mais une grande quantité de cycles avec un cycle d'hystérésis arrondi (Fig. 5.5.c2 à c5). Elle présente également, tout comme les plaques précédentes, de rares cycles dont le comportement complexe (Fig. 5.5.c6) est pour l'instant simplement attribué à de mauvaises propriétés magnétiques ou magnétorésistives.

Les cycles R(H) de FeCo14 sont, quant à eux, de bien moins bonne qualité que ceux des plaques précédentes. Ils ne présentent en particulier aucun cycle parfaitement carré (Fig. 5.5.d1 et d2). Outre les quelques cycles qui s'en approchent mais gardent un profil très arrondi, la grande majorité des cycles d'hystérésis de cette plaque est semblable aux figures 5.5.d3 à d6, qui contiennent des cycles très anormaux.

- La figure 5.5.d4 possède des sauts de résistance inversés par rapport à la normale. En effet, lorsqu'un saut vers un état plus parallèle est attendu, la résistance augmente, et lorsqu'un saut vers un état plus antiparallèle est attendu, la résistance diminue.
- La figure 5.5.d5 possède un cycle très arrondi. Cela renvoie vers les mêmes conclusions que celles du cycle de la figure 5.5.b6.
- Finalement, la figure 5.5.d6 possède un cycle dont les deux branches se croisent. Au niveau du croisement il n'est pas possible de changer de branche. Pour cela, il est nécessaire d'aller saturer le système aux champs positifs ou négatifs pour pouvoir passer d'une branche à l'autre. Ce comportement est analysé plus en détail dans la section suivante.

L'absence de cycles carrés traduit un manque de stabilité de la couche de stockage, probablement induit par l'introduction de défauts durant la gravure et par l'épaisseur très fine de la couche de stockage (16 nm en comptant l'interface).

Autres cycles $R(H)$

Les autres plaques présentent des cycles très similaires (Fig. 5.5.e1 à f6) aux « mauvais » cycles précédemment présentés, sans aucun cycle carré ou quasi-carré. Tous les cycles possèdent des sauts de résistance inscrits dans une ligne de base penchée. Ce comportement peut être attribué soit à une couche de stockage de mauvaise qualité, soit à un SAF de mauvaise qualité. Etant donné que ce dernier n'a pas été modifié depuis Py30 et que ce dernier présentait de bons résultats, l'allure des cycles est principalement attribuée à la couche de stockage. De plus, compte-tenu du fait que l'épaisseur de cette couche est toujours inférieure à 16 nm, il est possible que les limites du procédé de gravure développé au chapitre 4 soient atteintes, à la fois en terme de qualité de la couche épaisse à des diamètre $D < 15$ nm et en terme de reproductibilité des jonctions.

III. Caractérisation des propriétés magnétiques et magnétorésistives des jonctions

Cette section s'attache à la compréhension et à l'étude des cycles $R(H)$ précédemment décrits (Fig. 5.5). Il est nécessaire pour cela d'être en capacité de monter à de plus fortes valeurs de champ afin de saturer les échantillons qui ne le sont pas à 300 mT, et de pouvoir faire varier la température pour étudier l'évolution des propriétés des cycles en fonction de ce paramètre. Le dispositif de mesure utilisé est décrit ci-dessous.

La jonction à mesurer est placée à l'intérieur d'un cryostat refroidit à l'hélium 4. Il permet d'abaisser la température jusqu'à des valeurs proches de 8 K. La température est mesurée et peut être contrôlée par l'action d'une résistance chauffante. Il est donc possible de contrôler précisément (à quelques mK près) la température de l'échantillon entre 10 et 300 K. Le cryostat est placé au milieu de l'entrefer d'un électroaimant. Ce dernier peut appliquer un champ magnétique maximal d'environ 1,2 T.

Pour être placée dans le cryostat, la jonction doit être collée sur un porte-échantillon qui vient se connecter à l'extrémité de la canne du cryostat (Fig. 5.8.a). Le porte-échantillon a une forme rectangulaire de dimensions environ égales aux dimensions de 2×4 dés. Pour chaque jonction mesurée, il est donc nécessaire de découper la plaque et d'extraire le dé (et les dés voisins) sur lequel elle se trouve. La jonction est ensuite connectée électriquement aux contacts électriques du porte-échantillon par câblage filaire (*wire bonding*).

Deux porte-échantillons peuvent être utilisés, parallèle ou perpendiculaire à l'axe de la canne (Fig. 5.8.b et c). Puisqu'une fois la canne placée dans le cryostat il est possible de la faire pivoter autour de son axe, ces deux portes-échantillons peuvent permettre une étude en angle selon deux plans différents.

- Le porte-échantillon parallèle à l'axe de la canne permet, en particulier, de placer les piliers selon les lignes de champ magnétique (axe facile). En tournant

la canne, les piliers pivotent dans un plan horizontal et peuvent donc être placés perpendiculairement aux lignes de champ (un axe difficile).

- Le porte-échantillon perpendiculaire à l'axe de la canne permet, quant à lui, de placer les piliers selon l'axe de la canne, et donc toujours perpendiculairement aux lignes de champ. En tournant la canne, il est ainsi possible d'appliquer le champ dans toutes les directions du plan des couches magnétiques (tous les axes difficiles).

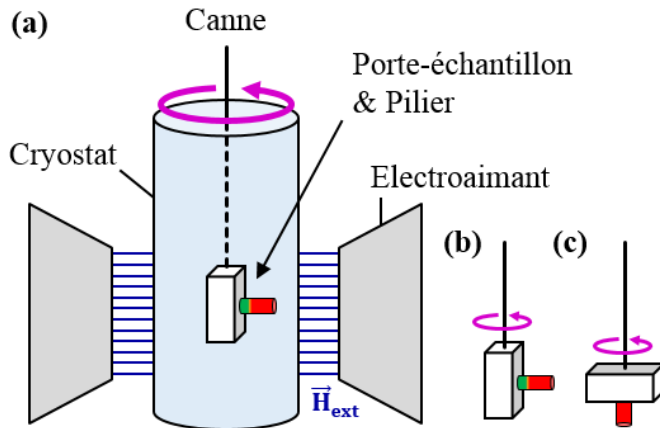


FIGURE 5.8 – (a) Schéma du montage expérimental où l'échantillon est placé dans un cryostat, lui-même placé dans l'entrefer d'un électroaimant. L'échantillon peut être placé sur un porte-échantillon parallèle (b) ou perpendiculaire (c) à l'axe de la canne. Cette dernière est libre de tourner autour de son axe.

En complément des expériences, des simulations avec le code de 3 macrospins couplés (BL, TL et FL) sont effectuées dans la suite. Il est rappelé que les abréviations BL, TL et FL désignent respectivement la couche inférieure du SAF, la couche supérieure du SAF et la couche de stockage. Le code est décrit en détail au chapitre 2 (p. 60).

1. Détermination de l'inclinaison des piliers

Cette sous-section propose une méthode pour déterminer l'inclinaison des jonctions, c'est-à-dire la valeur des angles θ_j et ϕ_j du pilier dans un repère sphérique où l'axe z désigne la direction de croissance des couches. En effet, de par leur rapport de forme ($L \simeq 150$ nm et $D < 15$ nm) et la méthode de gravure utilisée (bombardement d'ions), il est difficile d'imaginer que les piliers restent parfaitement alignés le long de l'axe z . **Cette méthode s'applique quelle que soit la valeur de L^{FL} et pour des diamètres inférieurs à environ 4 fois la longueur d'échange λ_{ex}** (Eq. 2.1, p. 26), puisqu'elle suppose que l'aimantation, lors de l'application d'un champ selon l'axe difficile, se comporte comme un macrospin.

Modèle de Stoner-Wohlfarth

Stoner et Wohlfarth ont, en 1948, décrit le comportement du renversement cohérent d'un ellipsoïde uniformément aimanté [173]. L'analyse donne lieu à la fameuse astroïde qui sépare le plan des champs en deux régions distinctes. La première, à l'intérieur de l'astroïde, où le système possède deux états stables, et la deuxième, à l'extérieur, où le système n'en possède qu'un seul [174]. L'astroïde permet donc de déterminer à quelle valeur de champ le système bascule en fonction de l'angle ξ entre la direction d'application du champ magnétique et la direction de

l'axe facile de l'échantillon. Cette théorie a pu être vérifiée expérimentalement dès lors qu'il était possible de fabriquer des systèmes de taille suffisamment petite pour que l'aimantation se comporte comme en macrospin [175].

Des cycles en champ sur une MTJ sont simulés avec le code de 3 macrospins couplés, en utilisant comme paramètres matériaux les valeurs du tableau en annexe (p. 172). L'allure des courbes $R(H)$ obtenues en fonction de l'angle ξ est donnée en figure 5.9.a, où ξ varie de 0 (champ colinéaire à l'axe facile) à 90° (champ perpendiculaire à l'axe facile). Il est possible de constater que le cycle se transforme progressivement d'un cycle parfaitement carré à un cycle très arrondi, avec une transition significative à $\xi = 90^\circ$. **Pour cet angle, il n'y a plus de cycle d'hystérésis mais une simple vague.** La transition entre un cycle et une vague a lieu à un angle $\xi = 87^\circ$.

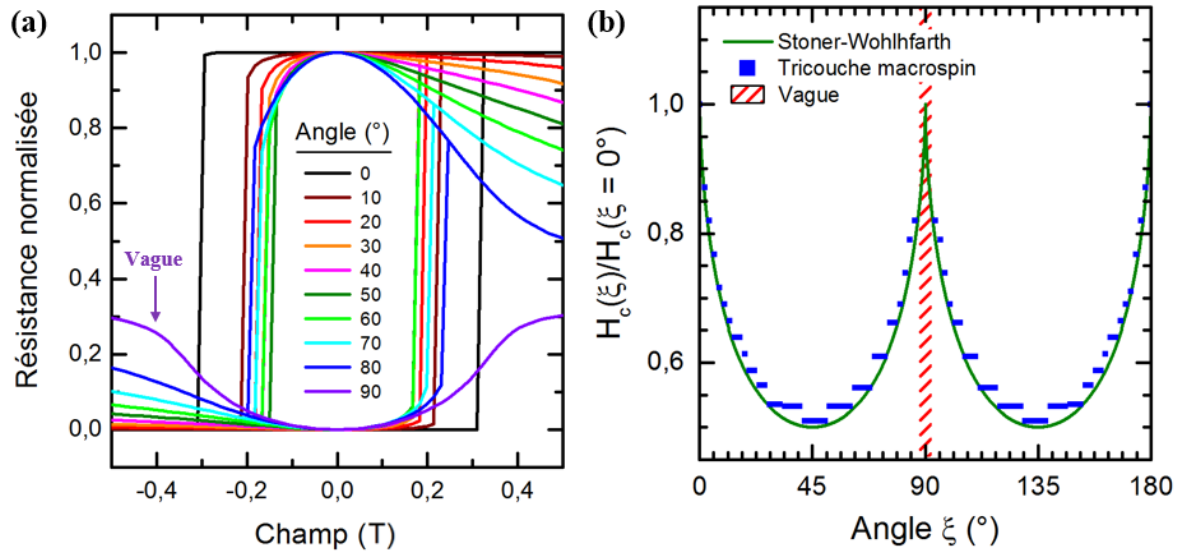


FIGURE 5.9 – (a) Simulations d'une tricouche macrospin : résistance normalisée en fonction du champ appliqué et de la direction de ce champ par rapport à l'axe facile (code couleur). (b) Valeurs des champs coercitifs de FL en fonction de la direction du champ magnétique. La courbe verte représente le modèle théorique de Stoner-Wohlfarth (Eq. 5.5). La zone hachurée rouge représente la région sans cycle d'hystérésis mais avec une vague.

Le champ coercitif des cycles issus de ces simulations est tracé en fonction de l'angle ξ et le résultat est mis en regard avec la courbe théorique de Stoner-Wohlfarth d'équation 5.5 (Fig. 5.9.b). La courbe théorique de l'ellipsoïde uniformément aimantée présente un maximum de coercitif le long des axes facile et difficile, et un minimum de coercitif sur la bissectrice de ces deux axes. **Les simulations d'une FL appartenant à une MTJ sont en très bon accord avec la courbe théorique, à l'exception des angles proches de l'axe difficile où il n'est pas possible de définir un champ coercitif.**

$$\frac{H_c(\xi)}{H_c(\xi = 0^\circ)} = \left[\cos^{2/3}(\xi) + \sin^{2/3}(\xi) \right]^{-3/2} \quad (5.5)$$

Procédure de détermination de $\{\theta_j, \phi_j\}$

Par extension 3D du modèle 2D de Stoner-Wohlfarth [176, 177] l'astroïde se transforme en astroïde de révolution (Fig. 5.10), obtenu en faisant tourner l'astroïde autour de son axe facile. Cette nouvelle figure permet de déterminer dans l'espace 3D les régions de bistabilité en champ de FL (intérieur de l'astroïde de révolution), des régions avec un unique point de stabilité (extérieur de l'astroïde de révolution). Cette courbe permet donc de décrire le comportement d'un cylindre uniformément aimanté sous l'application d'un champ dans une direction quelconque de l'espace. Un repère orthonormé $(k_{\perp 1}, k_{\perp 2}, k_{\parallel})$ est attaché à l'astroïde de révolution, où k_{\parallel} désigne son axe facile (donc l'axe du cylindre) et $k_{\perp 1,2}$ deux axes difficiles qui déterminent son cercle difficile (donc le plan du cylindre). L'objectif est donc d'orienter correctement dans l'espace l'axe k_{\parallel} par rapport à l'axe z , axe de croissance des couches.

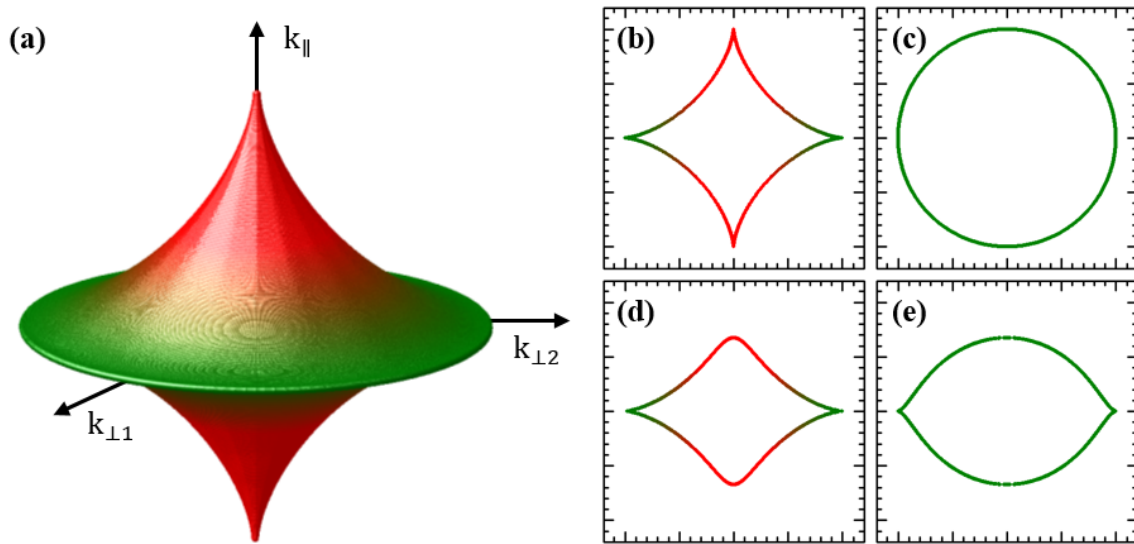


FIGURE 5.10 – (a) Astroïde de révolution en représentation 3D. (b) Coupe selon le plan $(k_{\perp 1}, k_{\parallel})$. (c) Coupe selon le plan $(k_{\perp 1}, k_{\perp 2})$. (d) Coupe selon un plan incliné de 10° par rapport au cas (b). (e) Coupe selon un plan incliné de 10° par rapport au cas (c).

Le point clé de la démonstration est que **tout plan passant par l'origine coupe le cercle difficile de l'astroïde de révolution en une droite**. Cette droite, de vecteur directeur \vec{n} , est donc normale à l'axe k_{\parallel} . En utilisant un deuxième plan et en notant les vecteurs directeurs des deux droites \vec{n}_1 et \vec{n}_2 , l'axe k_{\parallel} est alors simplement donné par le produit vectoriel de \vec{n}_1 par \vec{n}_2 (Eq. 5.6). Repérer la position k_{\parallel} par rapport à l'axe z revient donc à repérer la position des axes $\vec{n}_{1,2}$.

$$\vec{k}_{\parallel} \propto \vec{n}_1 \times \vec{n}_2 \quad (5.6)$$

Deux séries de mesure en angle sont réalisées : la première avec le porte-échantillon parallèle à la canne (Fig. 5.8.b) et la deuxième avec le porte-échantillon perpendiculaire à la canne (Fig. 5.8.c). Un repère (x, y, z) , représenté figure 5.11, est attaché au porte-échantillon. Lors de la mesure en configuration

parallèle, l'axe x est orienté verticalement vers le bas et le champ est mesuré dans le plan (y,z) . En revanche, lors de la mesure en configuration perpendiculaire, l'axe z est orienté verticalement vers le bas et le champ est mesuré dans le plan (x,y) .

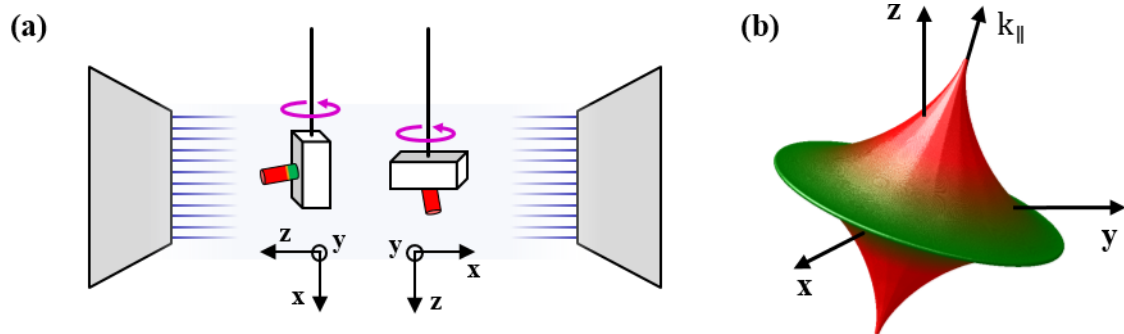


FIGURE 5.11 – (a) Repère (x,y,z) du montage expérimental, attaché au porte-échantillon. (b) Astroïde de révolution dont l'axe facile est proche mais non aligné avec l'axe z .

Si le pilier était parfaitement orienté selon l'axe z , alors la configuration perpendiculaire conduirait à un ensemble de mesure en axe difficile, ce qui n'est pas observé expérimentalement. Ainsi, **avec ces deux séries de mesure, il est possible de repérer les deux angles $\xi_{\perp,2}$ qui présentent un cycle d'axe difficile**. Ces angles sont facilement repérables puisqu'il s'agit des angles pour lesquels la courbe $R(H)$ donne non pas un cycle d'hystérésis mais la vague précédemment décrite (Fig. 5.9).

Validation expérimentale du modèle

La validation de ce modèle est effectuée sur une des jonctions de Co60 qui présente un cycle carré. Nous avons précédemment conclu que cet échantillon n'était pas décrit par le modèle macrospin (Fig. 5.7), mais cela est vrai uniquement dans le cas d'un retournement avec un champ appliqué le long de l'axe facile.

- Si l'axe facile n'était pas colinéaire avec l'axe du champ alors l'estimation en macrospin des champs coercitifs est fautive. Afin de conclure sur la validité du modèle macrospin, il faudrait reprendre la figure 5.7 et tracer le champ coercitif en fonction du champ, tout en considérant que le pilier est incliné.
- En supposant que le point précédent montre que, une fois de plus, le système n'est pas décrit par le modèle macrospin, alors cette affirmation n'est vraie que dans la direction d'application du champ. En particulier, **lorsque le champ est appliqué le long d'un axe difficile et que la jonction possède un diamètre suffisamment petit (typiquement $< 4 \lambda_{ex}$), alors ce retournement doit être macrospin**.

La figure 5.12 reporte les deux dépendances en angle selon les plans (y, z) et (x, y) du repère du porte-échantillon. Chaque dépendance possède, comme le prévoit le modèle, une courbe $R(H)$ en forme de vague pour un angle noté ξ_{\perp} , ainsi que pour l'angle $\xi_{\perp} + 180^\circ$ lorsque les 360° du plan sont caractérisés. Les angles ainsi trouvés sont : $\xi_{\perp 1} = -175^\circ$ dans le plan (y,z) par rapport à l'axe y et $\xi_{\perp 2} = 40^\circ$ dans le plan

(x,y) par rapport à l'axe x. Dans le repère (x,y,z), les vecteurs \vec{n}_1 et \vec{n}_2 introduits en équation 5.6 sont donnés ci-dessous.

$$\vec{n}_1 = \begin{bmatrix} 0 \\ -\sin(95^\circ) \\ \cos(95^\circ) \end{bmatrix} \text{ et } \vec{n}_2 = \begin{bmatrix} \cos(40^\circ) \\ \sin(40^\circ) \\ 0 \end{bmatrix} \Rightarrow \vec{k}_{\parallel} = \begin{cases} r = 1 \\ \theta = 6,5^\circ \\ \phi = 50^\circ \end{cases} \quad (5.7)$$

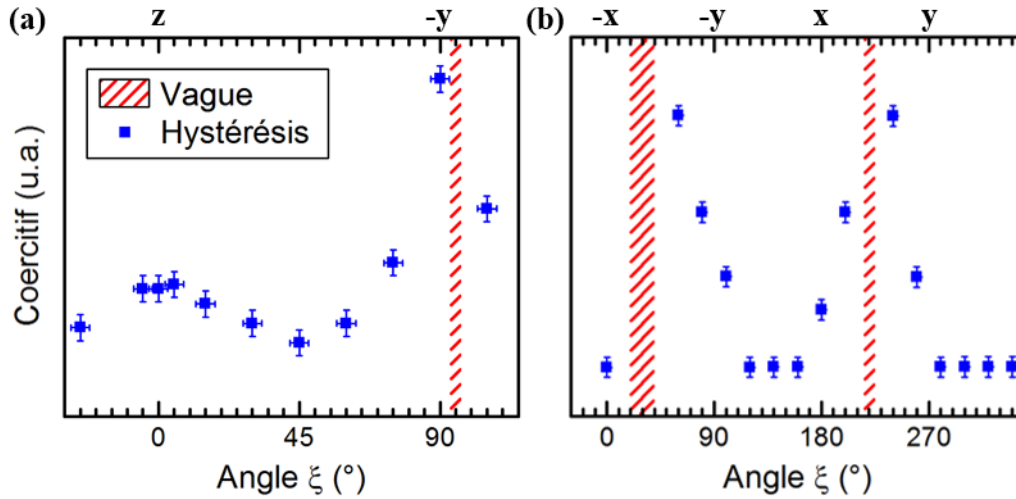


FIGURE 5.12 – Mesure du champ coercitif en fonction de l'angle dans le plan (y,z) (a) et dans le plan (x,y) (b).

Le calcul conduit aux angles $\theta_j = 6,5^\circ$ et $\phi_j = 50^\circ$, angles donnés dans un repère sphérique dont l'axe z est l'axe de croissance des couches et l'axe x est choisi arbitrairement. Par conséquent, seule la valeur de θ_j est pertinente à conserver.

D'après le modèle développé, **la jonction étudiée est donc inclinée d'un angle de $\theta_j = 6,5^\circ$ par rapport à son axe de croissance**. Cet ordre de grandeur de l'angle mesuré est tout à fait pertinent avec l'ordre de grandeur de l'angle attendu. Il aurait été difficilement concevable, au contraire, de trouver un pilier incliné de plus de 30° , par exemple.

2. Saturation en champ et préparation du SAF

Les cycles de la figure 5.5 possèdent un état P situé soit du côté des champs négatifs, soit du côté des champs positifs. Dans la suite, \downarrow désigne la direction de l'aimantation d'une couche alignée le long d'un champ négatif et \uparrow la direction de l'aimantation d'une couche alignée le long d'un champ positif. Puisque c'est FL qui se retourne et que le SAF est stable, pour les courbes qui présentent un état P situé du côté des champs négatifs (respectivement positifs), TL est orientée \downarrow (respectivement \uparrow). Pour un produit commercial, il est nécessaire de pouvoir orienter toutes les TL dans la même direction.

Les jonctions sont dans un premier temps saturées à un champ de -1,2 T, ce qui est suffisant pour saturer les trois couches en position \downarrow , conférant ainsi une résistance R_P . Lorsque le champ est progressivement augmenté, le SAF se met en position antiferromagnétique. Selon les dimensions des jonctions et les matériaux utilisés, il est possible de prévoir quelle couche parmi BL et TL se retourne et pour quelle valeur de champ. L'énergie de BL et de TL est donnée par l'équation 5.8.

$$\begin{aligned} E^{TL} &= E_{\text{RKKY}} + E_{\text{ani}} + \left(E_{\text{dip}}^{\text{BL}} + E_{\text{dip}}^{\text{FL}} \right) + E_{\text{zeem}} + E_{\text{dem}} \\ E^{\text{BL}} &= E_{\text{RKKY}} + E_{\text{ani}} + \left(E_{\text{dip}}^{\text{TL}} + E_{\text{dip}}^{\text{FL}} \right) + E_{\text{zeem}} + E_{\text{dem}} \end{aligned} \quad (5.8)$$

La suite de la discussion s'organise autour des données expérimentales provenant des échantillons possédant des cycles carrés ou quasi-carrés, c'est-à-dire des cycles analogues aux figures 5.5.a1 (Co60), b1 (Py60) et c1 (Py30).

Il a été observé expérimentalement les deux cas, où soit BL, soit TL, se retourne en premier. Cela peut être expliqué en considérant l'ensemble des effets suivants.

- Le nombre de répétitions du SAF est 3/3 ou 4/3 selon les empilements (Tab. 5.4). TL possède, en plus des 3 répétitions de Co/Pt, la couche de référence FeCoB(1,1). Il est donc possible de considérer que dans un SAF 4/3 les deux couches ont le même volume, alors que dans le SAF 3/3 c'est TL qui a un plus gros volume.
- Les densités d'énergie RKKY et Zeeman sont identiques. Les énergies associées sont donc d'autant plus grandes que le volume est grand.
- La densité d'énergie associée à l'anisotropie uniaxiale est légèrement plus grande chez TL puisque, contrairement à BL, elle est en contact avec la barrière MgO. Il est donc nécessaire de prendre en compte une énergie d'interface en plus de l'anisotropie magnétocristalline uniaxiale de la multicouche Co/Pt.
- Du fait de leur faible épaisseur les deux couches ont une anisotropie démagnétisante dans le plan. La valeur de cette anisotropie est, à diamètre fixé, moins importante lorsque l'épaisseur est plus grande.
- Finalement, les énergies dipolaires sont à prendre en compte. Elle est très importante pour TL (Fig. 2.22, p. 59), puisque FL et TL sont très proches l'une de l'autre. L'intensité du champ dipolaire de FL ressenti par BL est, en revanche, bien moins importante.

Ainsi, en prenant en compte toutes ces considérations, la couche du SAF qui se retournera en premier est celle qui possède l'énergie la plus élevée à champ nul. Pour tous les systèmes analysés, il a été constaté que, lorsque le champ est augmenté de -1,2 T \rightarrow 0 T, la tricoche reste en configuration $\{\downarrow, \downarrow, \downarrow\}$. En effet, le fort champ dipolaire de FL sur le SAF stabilise la structure en configuration ferromagnétique. Il est alors nécessaire d'augmenter le champ jusqu'au niveau du champ de retournement de FL pour observer un changement. C'est à ce moment-là que le SAF, qui était soumis à un champ $-|H_{\text{dip}}^{\text{FL}}|$, est soumis à un champ $+|H_{\text{dip}}^{\text{FL}}|$. Quatre scénarios sont alors possibles.

- Si la nouvelle configuration $\{\downarrow, \downarrow, \uparrow\}$ n'est pas favorable énergétiquement, alors l'une des couches du SAF se retourne de manière synchronisée avec FL.

- TL se retourne si $E^{TL}(H = 0) > E^{BL}(H = 0)$, la jonction reste alors dans un état de résistance R_P .
- BL se retourne si $E^{TL}(H = 0) < E^{BL}(H = 0)$, la jonction passe alors dans un état de résistance R_{AP} .
- Si la configuration $\{\downarrow, \downarrow, \uparrow\}$ est toujours stable, le système bascule dans un état de résistance R_{AP} où le SAF est toujours en configuration ferromagnétique. Afin de basculer le SAF dans son état antiferromagnétique il est nécessaire de continuer à augmenter le champ.
- TL se retourne si $E^{TL}(H = 0) > E^{BL}(H = 0)$, la jonction repasse alors dans un état de résistance R_P .
- BL se retourne si $E^{TL}(H = 0) < E^{BL}(H = 0)$, la jonction reste alors dans un état de résistance R_{AP} .

Une fois le SAF mis en configuration antiferromagnétique, ce dernier est grandement stabilisé du fait de l'énergie RKKY. En effet, chaque couche passe d'une contribution $+|E_{RKKY}|$ à une contribution $-|E_{RKKY}|$. Il est donc nécessaire de se diriger à nouveau vers des forts champs magnétiques ($\simeq 1$ T) pour saturer le SAF en configuration ferromagnétique.

Si ce protocole est appliqué à l'échelle d'une plaque, et en supposant que toutes les jonctions présentes soient rigoureusement identiques, alors les cycles de bistabilité de FL seront tous orientés dans la même direction. Si TL s'est retournée, alors les cycles présenteront un état P du côté des champs positifs. Si BL s'est retournée, alors les cycles présenteront un état P du côté des champs négatifs.

Il est donc important dans une puce mémoire d'avoir une faible variabilité de diamètre, puisque le diamètre détermine quelle couche du SAF se retourne en premier. Si une faible variabilité de diamètre ne peut pas être atteinte, **le problème peut être contourné en ajoutant une grande dissymétrie dans les propriétés des deux couches du SAF**, que ne présentent pas nos échantillons.

La figure 5.13 illustre les différents scénarios précédemment évoqués.

- Une jonction de Py60 (Fig. 5.13.a) où TL se retourne toujours en premier. Selon la température, la jonction peut en revanche rester stable en configuration $\{\downarrow, \downarrow, \uparrow\}$ sur une plus ou moins grande gamme de champ. En particulier, **plus la température est faible, plus l'état $\{\downarrow, \downarrow, \uparrow\}$ est stable**. Il faut donc appliquer un champ de plus en plus important pour retourner TL.
- Une jonction de Co60 (Fig. 5.13.b) où BL se retourne en premier lorsque le champ est appliqué proche de l'axe facile. **Il est possible de repérer le moment où BL bascule (petit saut de résistance), même si la direction de l'aimantation de cette dernière n'a pas d'effet direct sur la résistance**. En effet, lorsqu'elle se retourne, BL vient stabiliser TL. La résistance passe alors d'une portion de courbe penchée, où TL était de plus en plus déstabilisée, à une portion de courbe moins penchée, TL étant moins déstabilisée.
- Une jonction de Py30 (Fig. 5.13.c) qui possède, à température ambiante et pour un champ appliqué selon l'axe facile, une gamme de champ où l'état $\{\downarrow, \downarrow, \uparrow\}$ est stable.

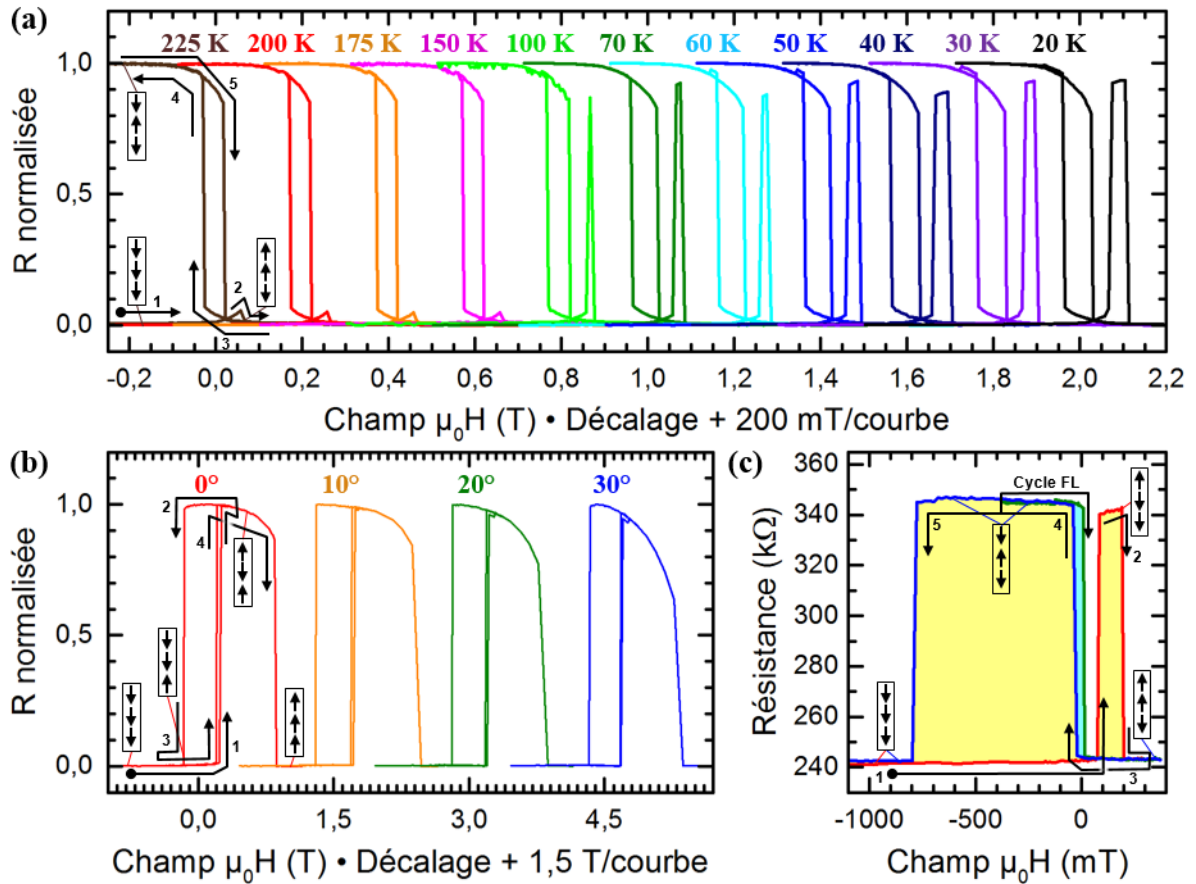


FIGURE 5.13 – (a) Cycles $R(H)$ normalisés de Py60 selon un champ perpendiculaire et en fonction de la température (code couleur). (b) Cycles $R(H)$ normalisés de Co60 à $T = 200$ K et selon l'angle du champ (code couleur, avec 0° la direction perpendiculaire). (c) Cycle $R(H)$ de Py30 selon un champ perpendiculaire et à $T = 300$ K. Les aires bleu clair et jaune clair indiquent respectivement le cycle mineur de FL et majeur de TL. Dans tous les diagrammes, les trios de flèches encadrées indique la configuration de BL, TL et FL en un point du cycle. De plus, les grandes flèches noires numérotées indiquent le sens de parcours du cycle, où le point de départ est indiqué par la flèche qui possède un rond noir à l'une de ses extrémités.

Les différents résultats ont pu être reproduits par simulation macrospin en jouant sur les valeurs des paramètres des différentes couches. Sont décrites ci-dessous quelques observations issues des simulations, en accord avec le raisonnement énergétique de l'équation 5.8.

- **Un petit diamètre favorise le renversement de BL et un grand diamètre favorise le renversement de TL.** En effet, plus le diamètre est grand, plus le champ dipolaire de FL est important. Puisque c'est TL qui est le plus affectée par ce champ, de grands diamètres retournent préférentiellement TL plutôt que BL.
- Dès lors que TL se retourne en premier, de petits diamètres permettent l'apparition de l'état stable $\{\downarrow, \downarrow, \uparrow\}$. En revanche, pour de grands diamètres, le renversement de TL est synchronisé avec celui de FL.

3. Etude de tenue en température des PSA-MRAM

Cette sous-section présente les propriétés en température des PSA-MRAM. La dépendance du champ coercitif de FL, du champ de saturation du SAF et de la TMR est analysée. Ces résultats ont été discutés de façon théorique en figure 3.5 (p. 79). Les caractéristiques des PSA-STT-MRAM sont comparées à un autre échantillon mesuré à SPINTEC (en noir sur les figures) correspondant à une p-STT-conventionnelle, c'est-à-dire comprenant une double barrière de MgO et une couche de stockage d'épaisseur $\simeq 2$ nm dont l'anisotropie perpendiculaire provient des interfaces MgO/FeCoB.

Avant de présenter les résultats, il est nécessaire d'insister sur la remarque suivante. Le montage expérimental utilisé ne permet pas de tester à la chaîne les échantillons. Chaque jonction demande du temps de préparation et du temps de mesure. De plus, de par leur très faible diamètre, ces jonctions sont très sensibles aux variations de tension, de champ électromagnétique et de température. Elles ont donc tendance à être détruites sous l'effet de perturbations extérieures. Par conséquent, les résultats présentés ici ne permettent pas de conclure de manière statistique. Il s'agit seulement d'exemples retenus parmi les cycles magnétiques les plus pertinents.

Dépendance en température de la TMR

La figure 5.14 présente la dépendance de la variation relative de TMR en température de diverses jonctions. Cette dépendance est définie par $\delta\text{TMR}/\text{TMR} = [\text{TMR}(T) - \text{TMR}(300\text{ K})] / \text{TMR}(300\text{ K})$. Toutes les spécificités des empilements sont représentées :

- des épaisseurs importantes avec Co60 et Py60;
- une dépendance en épaisseur d'un même matériau avec Py60, Py30 et Py10;
- une dépendance de matériaux d'une même épaisseur avec Py10, FeCo10 et Co-CoFe10 d'un côté, et Co60 et Py60 de l'autre;
- une interface MgO/FL différente avec Co-CoFe10 et D-Py10.

En analysant la figure 5.14, **aucune dépendance de la variation de TMR à l'épaisseur ou au matériau ne peut être dégagée**. Toutes les jonctions (sauf Co-CoFe10) présentent une augmentation relative de TMR de 0,10 à 0,25 %/K de la valeur à 300 K. Cela correspond à une augmentation de 10 à 25 % tous les 100 K. **Cette variation est plus lente que celle observée dans la MRAM représentative des p-STT-MRAM conventionnelles à couche de stockage mince [41, 142].**

Pour rappel, tous ces empilements présentent une couche de FeCoB(2) à l'interface avec MgO (sauf Co-CoFe10). Il semble donc qu'une couche épaisse rajoutée par-dessus la couche d'interface modifie légèrement les propriétés de transport tunnel de la jonction, en réduisant les effets thermiques au sein de la couche d'interface.

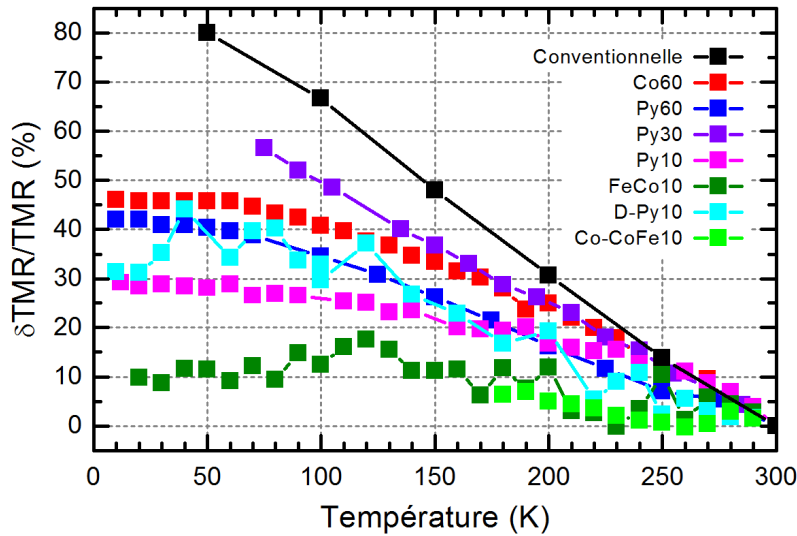


FIGURE 5.14 – Variation relative $\delta\text{TMR}/\text{TMR}$ en fonction de la température de différents empilements. Les données sont normalisées par rapport à leur valeur à 300 K.

Nom	TMR (%)
Conv.	250
Co60	66,3
Py60	34,0
Py30	42,4
FeCo10	33,1
Py10	26,4
D-Py10	18,0
Co-CoFe10	25,8

TABLE 5.5 – Table des TMR à $T = 300$ K associées à la figure 5.14.

Finalement, et même si l'effet n'est pas assez prononcé pour être catégorique à ce sujet, il semble que **la variation relative de TMR de Co-CoFe10 soit plus lente que celle des autres jonctions** (environ 0,05 %/K). Etant donné qu'un alliage CoFe possède une température de Curie plus élevée qu'un alliage FeCo, ce premier présente donc une dépendance plus lente de ses diverses propriétés magnétiques à la température.

Dépendance en température des champs de retournement

La dépendance en température du champ coercitif de FL a également été étudiée. Cette mesure est effectuée seulement sur Co60, Py60 et Py30, puisqu'il s'agit des 3 seules plaques présentant des cycles carrés. Les autres cycles, discutés dans la prochaine sous-section, possèdent de manière évidente des propriétés magnétiques compliquées à interpréter, où le champ coercitif n'est pas toujours bien défini.

La figure 5.15.a montre une dépendance entre la variation relative du champ coercitif de FL et la température avec la nature de la couche épaisse. Elle est définie par $\delta H_c/H_c = [H_c(T) - H_c(300\text{ K})] / H_c(300\text{ K})$.

- Une couche de Co60 ne semble présenter aucune augmentation de H_c entre 10 et 300 K. Les données montrent néanmoins un maximum de coercitif autour de 150 K, dont l'origine est encore inconnue.
- Une couche de Py60 possède une variation relative du champ coercitif d'environ 0,10 %/K, soit 10 % tous les 100 K. **Cette variation est plus importante que dans le cas de Co60, puisque la température de Curie de Py ($T_c^{\text{Py}} = 826$ K) est plus faible que celle de Co ($T_c^{\text{Co}} = 1388$ K).**
- Une couche de Py60 possède une variation relative de coercitif d'environ 0,53 %/K entre 150 et 300 K. **Cette variation est donc plus importante que celle de Py60. Cela est normal puisque l'anisotropie de forme de Py30 est moins importante que**

celle de Py60. En revanche, l'anisotropie de surface est la même dans les deux cas. Elle joue donc un rôle plus important dans Py30 que dans Py60, et puisque cette dernière varie plus rapidement avec la température, la variation relative de H_c est elle aussi plus importante.

Ces trois PSA-MRAM montrent finalement toutes **une variation relative de coercitif en température extrêmement lente en comparaison avec le cas de la MRAM représentative des p-STT-MRAM conventionnelles à couche de stockage mince** [178]. En effet, cette dernière possède à 10 K un coercitif égal à près de 9 fois sa valeur à 300 K. **Ces résultats sont en bon accord avec les prédictions théoriques** du chapitre 3.

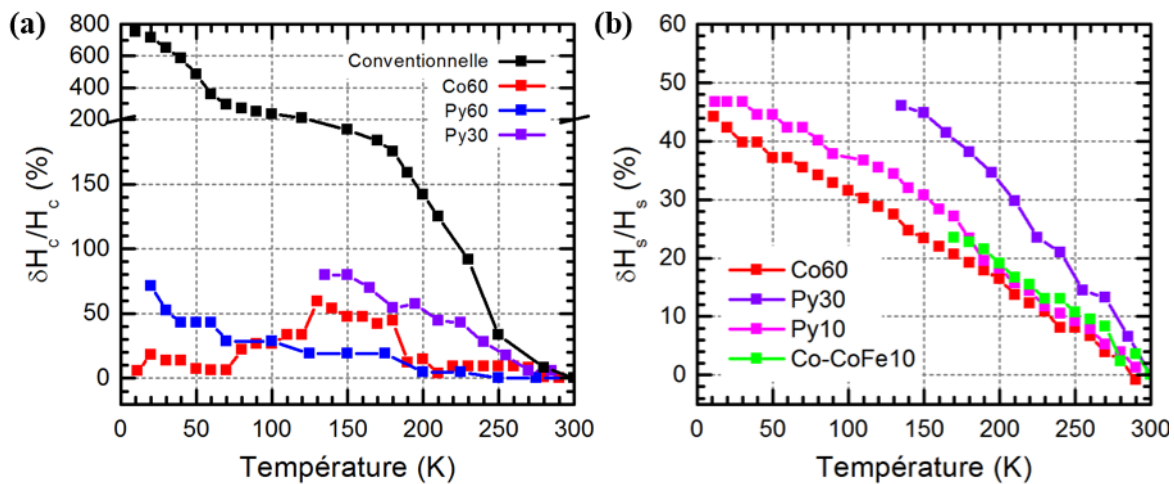


FIGURE 5.15 – Variation relative $\delta H_c^{FL}/H_c^{FL}$ (a) et $\delta H_s^{SAF}/H_s^{SAF}$ (b) en fonction de la température de différents empilements. Les données sont normalisées par rapport à leur valeur à 300 K, indiquée en Tab. 5.6.

Nom	Conv.	Co60	Py60	Py30	Co-CoFe10
H_c^{FL} (mT)	54	162	21	16	-
H_s^{SAF} (mT)	-	732	-	773	408

TABLE 5.6 – Table des valeurs de H_c^{FL} et H_s^{SAF} à $T = 300$ K associées à la figure 5.15. Les cases vides représentent des valeurs inconnues.

Pour finir, la dépendance du champ de retournement du SAF d'une configuration ferromagnétique vers une configuration antiferromagnétique a également été étudiée (Fig. 5.15.b).

- Tous les échantillons testés montrent une variation relative du champ de saturation linéaire en température, d'environ 0,3 à 0,4 %/K.
- La valeur de ces champs à $T = 300$ K est d'environ 750 mT pour les cycles carrés (Co60, Py30 et Py10), mais de seulement 400 mT pour un cycle penché (Tab. 5.6). **Les cycles penchés semblent donc posséder un SAF de même qualité que celui des cycles carrés**, puisque les variations relatives sont les mêmes. **En revanche, le SAF semble être beaucoup plus affaibli dans le premier cas que dans le second.**

En conclusion, et pour revenir sur la discussion autour de la stabilité du SAF sous l'effet d'un fort champ dipolaire (Fig. 2.22, p. 59), il semble que **la nanofabrication ait un effet positif sur la stabilité du SAF**. En effet, un SAF 3/3 non nanostructuré en pilier possède un champ de saturation autour de 450 mT. Une fois nanostructuré en pilier, et sous l'effet d'un champ dipolaire estimé entre 150 à 550 mT selon le matériau et le diamètre, le SAF se retourne à un champ d'environ 750 mT. Le champ de saturation d'un SAF 3/3 une fois nanostructuré en pilier est donc d'environ 0,9 à 1,3 T.

4. Analyse des cycles penchés

Cette dernière sous-section s'intéresse finalement à l'interprétation des nombreux cycles magnétiques penchés qui ont été observés :

- [#1] des cycles globalement verticaux mais fortement arrondis au niveau des sauts de résistance (Fig. 5.5.d2, e4, f1 ou f4);
- [#2] des cycles avec des sauts de résistance bien définis mais qui semblent être inscrits sur une ligne de base penchée et non pas horizontale (Fig. 5.5.b6, c5, d3, d5 ou e2);
- [#3] des cycles analogues au cas [#2] mais où le saut de résistance s'effectue dans le sens contre-intuitif (Fig. 5.5.d4, e3, e5, f2 ou f5), c'est-à-dire qu'une augmentation de résistance est observée là où une chute de résistance est attendue et inversement;
- [#4] et des cycles où les deux branches se croisent au milieu (Fig. 5.5.c6, d6, e6 ou f6), bien qu'il soit impossible de passer d'une branche à l'autre au niveau de ce point de croisement.

Observations expérimentales

Pour comprendre l'origine de ces formes de cycle, plusieurs éléments sont déjà à notre disposition.

- Les piliers qui ont été fabriqués à la suite du développement du procédé (Co60 et Py60) sont légèrement inclinés, avec un angle de l'ordre de $6,5^\circ$ par rapport à l'axe vertical.
- Le procédé semble présenter, à la suite de son développement, une limite en diamètre en dessous de laquelle tous les piliers tombent. Ce comportement est parfaitement observé pour les jonctions Co60 et Py60 (Fig. 5.6, p. 123).
- Les cycles penchés sont présents sur des jonctions dont l'épaisseur de la couche de stockage est plus fine que celle des cycles carrés ($6 \text{ nm} < L^{\text{FL}} < 20 \text{ nm}$), et sont présents sur les plaques qui ont été fabriquées plusieurs mois après le développement du procédé et à la suite de 2 maintenances de l'IBE.

Il reste à prendre en considération les 3 faits suivants, **tous trois relatifs à un changement de forme du cycle en fonction des conditions d'expériences** (Fig. 5.16).

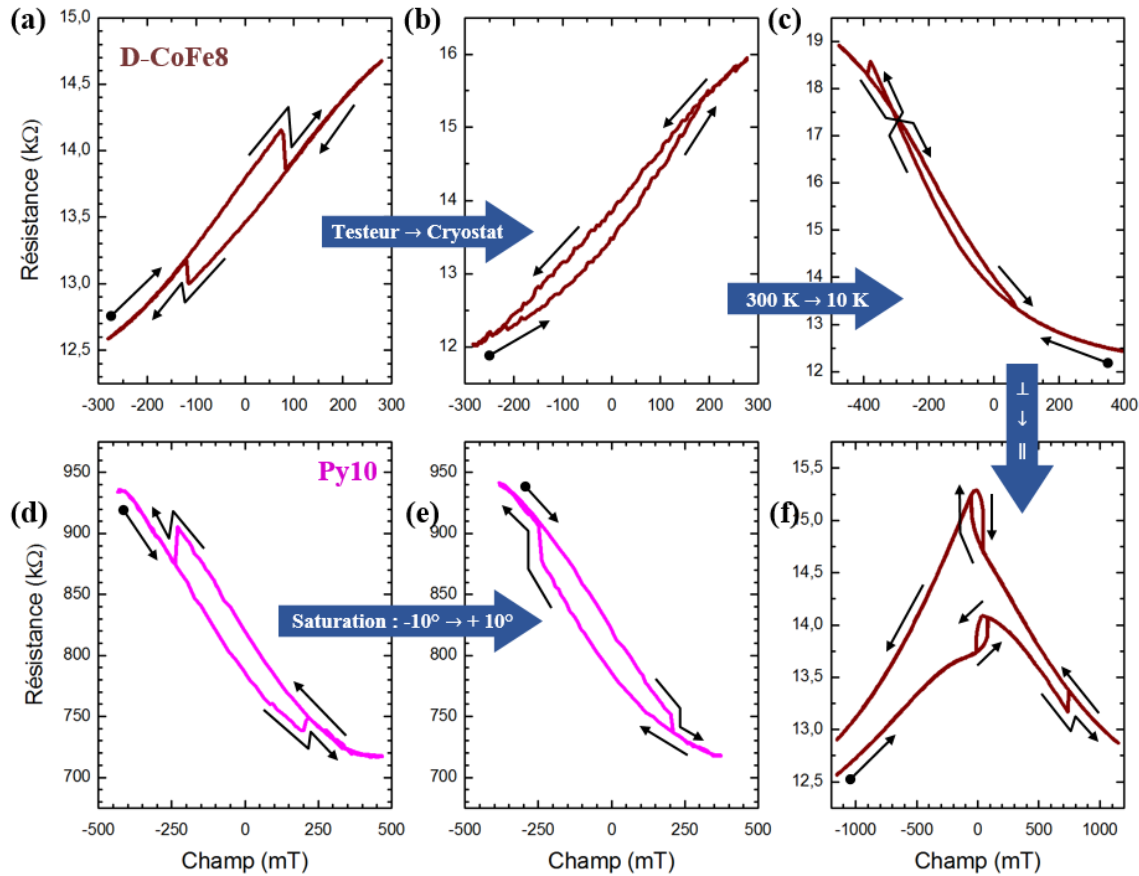


FIGURE 5.16 – Cycles $R(H)$ des empilements suivants. **(a)** D-CoFe8 mesuré en configuration perpendiculaire lors de la phase de cartographie de la plaque. **(b)** D-CoFe8 mesuré dans le cryostat à $T = 300$ K en configuration perpendiculaire et plusieurs semaines après la précédente mesure. **(c)** D-CoFe8 mesuré dans le cryostat à $T = 10$ K en configuration perpendiculaire. **(d)** Py10 mesuré en configuration perpendiculaire ($\xi = 0^\circ$) après saturation par un champ appliqué en $\xi = -10^\circ$. **(e)** Py10 mesuré en configuration perpendiculaire après saturation par un champ appliqué en $\xi = +10^\circ$. **(f)** D-CoFe8 mesuré dans le cryostat à $T = 10$ K en configuration perpendiculaire. Dans tous les diagrammes, les flèches noires indiquent le sens de balayage du champ, dont le point de départ est indiqué par un rond noir.

- Le premier est celui d'une jonction de la plaque D-CoFe8. Lors de la phase de mesure automatique des cycles $R(H)$, son cycle magnétique était de la forme [#3] (Fig. 5.16.a). En revanche, lors de sa mesure quelques semaines plus tard dans le cryostat, le cycle s'est transformé en un cycle de type [#2] à 300 K (Fig. 5.16.b), puis de type [#1] à 10 K (Fig. 5.16.c). Des mesures intermédiaires entre 10 et 300 K n'ont malheureusement pas pu être réalisées.
- Le deuxième est celui d'une jonction de la plaque Py10. Cette jonction a été mesurée dans le plan (y,z) (Fig. 5.11, p. 129), dans une configuration proche de l'axe perpendiculaire (selon l'axe z). Lorsque le pilier est saturé par un champ de 1,2 T selon l'angle $\xi = -10^\circ$, puis mesuré selon l'axe perpendiculaire, alors le cycle est de type [#3] (Fig. 5.16.d). En revanche, lorsqu'il est saturé par un champ de 1,2 T selon l'angle $\xi = +10^\circ$, puis mesuré selon l'axe perpendiculaire, alors le cycle est de type [#2] (Fig. 5.16.e).

• Finalement, la jonction du premier point (D-CoFe8) a été mesurée en configuration planaire (Fig. 5.16.f). Le cycle présente deux branches similaires mais séparées par un saut de résistance. Chaque branche est caractéristique d'un cycle $R(H)$ proche de la configuration planaire, typiquement écarté d'une dizaine de degrés du plan (Fig. 5.16.c).

Analyse et conclusion

Cette dernière série de constats montre que **les cycles [#2], [#3] et [#4] sont intimement liés, puisqu'il est possible de passer de l'un à l'autre simplement en changeant l'historique magnétique du pilier ou la température.** De plus, le fait que D-CoFe8 présente un cycle caractéristique d'un cycle mesuré à $\xi = 80^\circ$ (Fig. 5.16.c), alors qu'il en est réalité mesuré à $\xi = 90^\circ$ (planaire), **indique que les piliers sont penchés.** En effet, puisqu'il a été observé juste après la phase d'optimisation du procédé que les piliers étaient penchés, il est peu probable que cela se soit amélioré avec le temps.

Le cycle de D-CoFe8 mesuré à 300 K (Fig. 5.16.b) montre également un comportement transitoire entre les cycles de type [#1] et [#2]. Or les cycles de type [#1] sont caractéristiques d'un système magnétique faiblement stable selon son axe facile et dont la mesure n'est pas réalisée avec un champ parfaitement orienté le long de l'axe facile. **Les systèmes donnant un cycle de type [#2] sont donc analogues à ceux donnant un cycle de type [#1], mais possèdent un axe facile probablement encore plus déstabilisé.**

La conclusion est donc la suivante. **Toutes les jonctions sont inclinées et ne sont donc pas mesurées parfaitement le long de leur axe facile.** En ajoutant à cela le fait que l'épaisseur des couches de stockage est faible, et donc leur stabilité réduite par rapport au cas d'une couche épaisse, il est normal de ne pas observer de cycle parfaitement carré. Les jonctions présentant un cycle proche des cycles attendus ([#1]) sont des jonctions dont la couche de stockage se présente sous la forme d'un cylindre d'une épaisseur de l'ordre de grandeur de leur diamètre. En revanche, **les jonctions présentant un cycle plus éloigné des cycles attendus ([#2], [#3] et [#4]) sont des jonctions dont la couche de stockage se présente sous la forme d'un cylindre dont l'épaisseur est inférieure au diamètre.** Malgré leur anisotropie de forme faiblement planaire, ces jonctions restent stabilisées en configuration perpendiculaire du fait de l'anisotropie d'interface, qui induit une anisotropie uniaxiale perpendiculaire, et des champs dipolaires rayonnés par le SAF, qui induisent une anisotropie unidirectionnelle.

Le dernier problème à résoudre est le fait que les jonctions Co60 et Py60 montrent très clairement que le procédé peut permettre d'atteindre des diamètres de 8 nm. Or, à de si petits diamètres, les jonctions dont l'épaisseur de FL est d'environ 15 nm devraient posséder une forte anisotropie de forme perpendiculaire, et ne devraient donc rentrer dans aucune des 4 catégories. **Ce paradoxe s'explique par le fait qu'au cours des différentes maintenances et après plusieurs mois de délais, le procédé de gravure par IBE n'est plus parfaitement optimisé.** En effet, lors de la phase de développement, il a été constaté qu'une faible déviation des conditions optimales

choisies pouvait avoir de lourdes conséquences sur la qualité des piliers. Il est, par conséquent, possible que les propriétés de l'IBE aient légèrement évolué, soit du fait des maintenances, soit simplement avec le temps. Ces nouvelles conditions ne permettraient donc pas d'amincir les piliers à des diamètres inférieurs à une douzaine de nm, ce qui expliquerait l'absence de cycles carrés. Cela est cohérent avec la majorité des résistances mesurées, conduisant à des diamètres électriques compris entre 10 et 25 nm.

Finalement, une faible quantité de cycles penchés avec une résistance extrêmement élevée ont été observés, conduisant à une estimation du diamètre électrique de ces jonctions jusqu'à des valeurs de 3 nm. Cela est attribué à une mauvaise estimation du RA, et donc de la résistance. Ce phénomène sera détaillé dans la prochaine section.

Pour confirmer toutes ces hypothèses, il serait nécessaire d'avoir une plus grande statistique sur les échantillons actuels, ou d'effectuer une nouvelle optimisation du procédé.

IV. Tests électriques des jonctions

Cette dernière section s'intéresse aux propriétés de transport. Les tests électriques des jonctions représentent la motivation principale derrière la fabrication de plaques d'épaisseur de FL très faible, ce type de plaques permettant de réduire la stabilité des jonctions. Des tests électriques ont donc été réalisés sur l'ensemble des cycles carrés et penchés. Le dispositif expérimental utilisé est le même que celui utilisé lors des cartographies R(H).

De manière conventionnelle, pour caractériser l'écriture par STT d'une jonction, un diagramme champ – tension est réalisé. Il s'agit de mesurer la valeur de la résistance en fonction du champ magnétique et de la tension appliqués. Un diagramme caractéristique est présenté en figure 5.17, et des études plus complètes sont présentées en référence [57] et au chapitre 2 (p. 60). Le diagramme présente 3 régions distinctes : une région de résistance minimale (en bleu) où le système est dans un état P, une région de résistance maximale (en rouge) où le système est dans un état AP et une région de bistabilité de FL (en blanc).

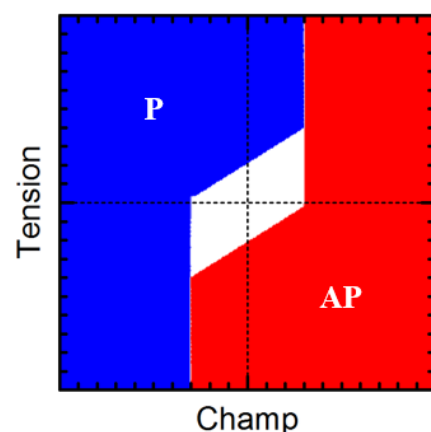


FIGURE 5.17 – Diagramme de stabilité théorique en régime DC et pour une FL isolée.

La majorité des plaques fabriquées ont été testées. La figure 5.18 retranscrit les résultats de 6 empilements choisis parmi les échantillons Co60, Py60, Py30, FeCo14, FeCo10 et Py10. Les effets attendus sur la forme de la zone de bistabilité de FL (zone en blanc) sont les suivants.

- Le STT devrait induire des variations fortement asymétriques aux limites gauche/droite de la zone de bistabilité, visibles sur la figure 5.17.
- La température devrait induire des variations symétriques.
- Lorsqu'une hausse de température est induite par le passage d'un courant, c'est-à-dire lors de la relaxation inélastique des électrons après passage tunnel, des variations légèrement asymétriques devraient apparaître. En effet, le chauffage a lieu au niveau de l'électrode réceptrice et le MgO sert d'isolant thermique, empêchant ainsi les deux électrodes d'équilibrer leur température. La différence de température entre les deux électrodes est de l'ordre de quelques degrés [179]. De plus, puisque la puissance dissipée est égale à U^2/R , elle est moins importante lorsque la jonction est dans un état AP que dans un état P ($R_{AP} > R_P$).
- Un champ dipolaire constant provenant des couches du SAF devrait décaler le diagramme horizontalement, vers la gauche ou vers la droite selon l'orientation du champ.

Diagramme $R(H,U)$ en fonction de l'empilement

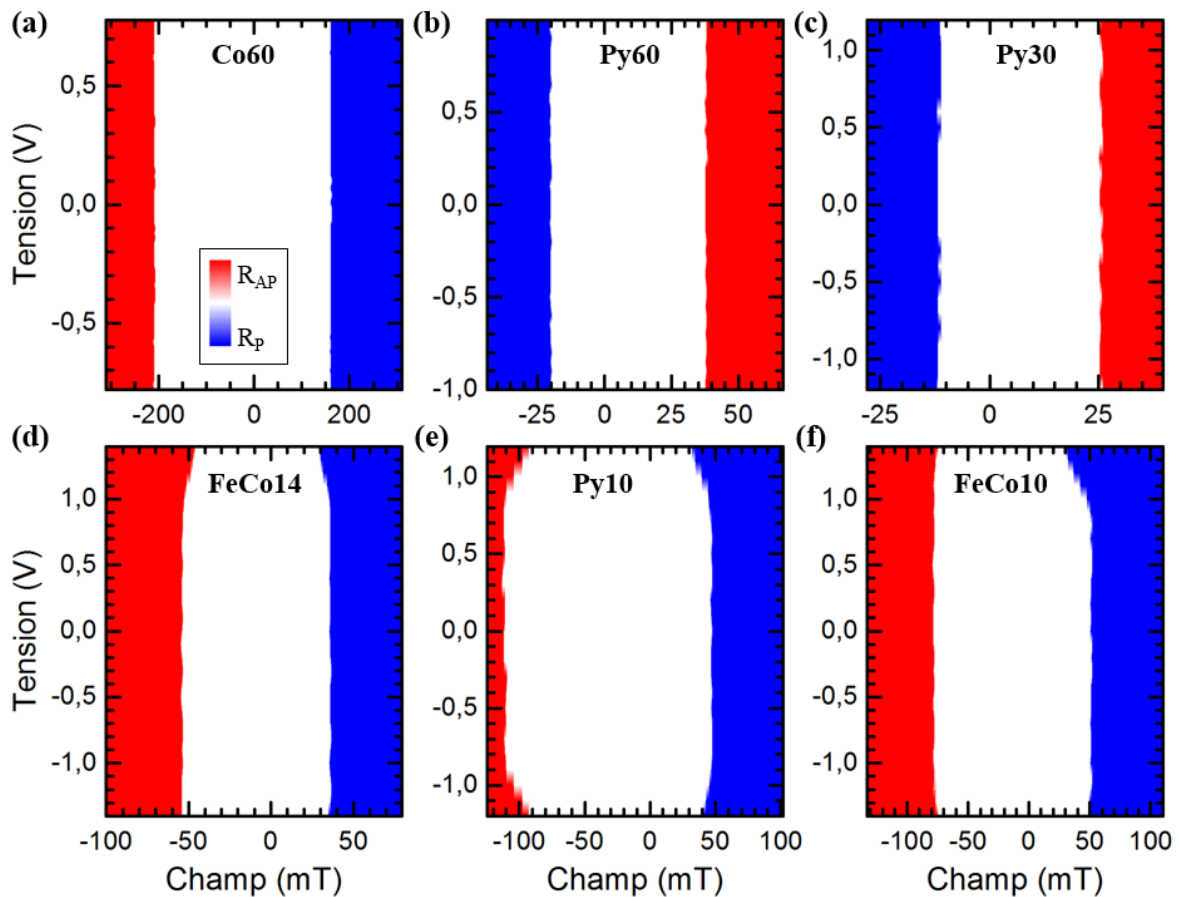


FIGURE 5.18 – Diagrammes $R(H,U)$ des empilements suivants : Co60 (a), Py60 (b), Py30 (c), FeCo14 (d), Py10 (e) et FeCo10 (f).

Comme attendu, **Co60** (Fig. 5.18.a) et **Py60** (Fig. 5.18.b) **ne montrent aucun signe de STT**, puisque la zone de bistabilité de FL est totalement indépendante de la

tension. Cela confirme les résultats théoriques qui indiquent que ces jonctions, avec les valeurs de RA associées, ne peuvent pas être écrites par STT. De façon similaire, Py30 (Fig. 5.18.c) ne montre pas de signe de STT.

Les 3 autres échantillons présentent quant à eux, pour des valeurs de tension élevées, une variation du champ coercitif.

- Le diagramme de FeCo14 (Fig. 5.18.d) montre une faible réduction du champ coercitif pour les grandes valeurs de tension positives, quasi-symétrique pour les champs positifs et négatifs. Cela serait caractéristique d'un effet thermique induit par le courant tunnel.
- Le diagramme de Py10 (Fig. 5.18.e) montre également une dépendance du champ coercitif à la tension, mais cet effet est, cette fois, visible pour les tensions positives et négatives. Les variations semblent légèrement asymétriques, ce qui pourrait indiquer un effet de STT.
- Finalement, le diagramme de FeCo10 (Fig. 5.18.f) montre une dépendance fortement asymétrique du champ coercitif aux grandes valeurs de tension positives. Cela traduit probablement un effet de STT. Cette hypothèse est testée ci-après.

Diagramme R(H,U) en fonction de la température

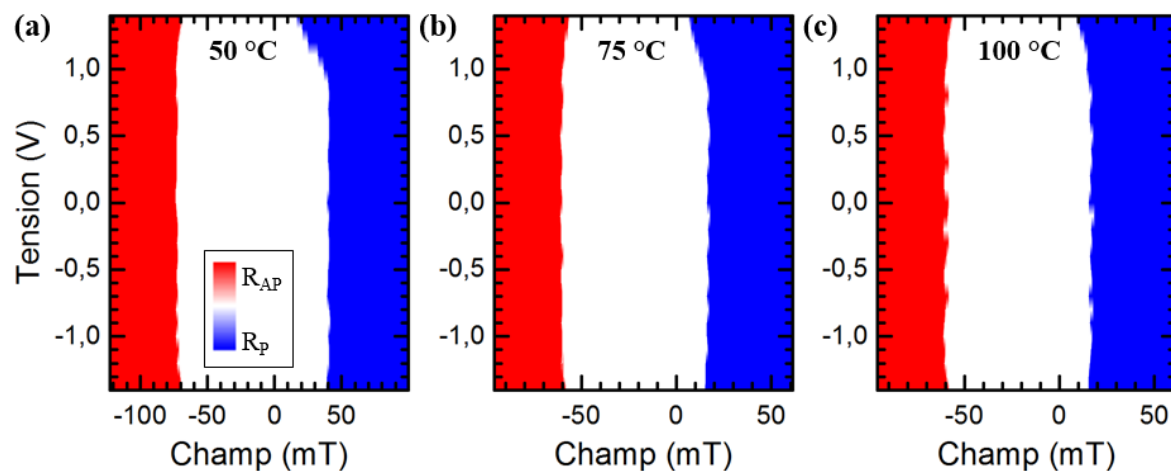


FIGURE 5.19 – Diagrammes R(H,U) de l'empilement FeCo10, aux températures $T = 50$ (a), 75 (b) et 100 °C (c).

Le diagramme de FeCo10 est à nouveau tracé à différentes températures. Cela vise à déterminer si une augmentation de la température extérieure modifie la forme de la zone de bistabilité. Les résultats des températures $T = 50, 75$ et 100 °C sont présentés en figure 5.19. Ils sont à comparer au diagramme de la figure 5.18.f, obtenu à température ambiante.

Tous les diagrammes en température montrent un comportement similaire. En particulier, la valeur en tension à partir de laquelle le champ coercitif diminue semble constante et égale à environ 1 V. Cela semble indiquer que **cette diminution n'est très probablement pas induite par un effet thermique, mais par un effet de**

STT, bien que cela ne puisse pas être affirmé avec certitude. Il n'a malheureusement pas été possible de mesurer cette jonction à de plus fortes tensions pour observer un retournement total par STT.

Conclusion

Une jonction de la plaque D-CoFe8 a finalement été soumise à 500 cycles en tension pour des valeurs allant de -1,2 à +1,2 V, sans application de champ magnétique.

La majorité des cycles montrent un ou plusieurs sauts de résistance (en escalier) entre deux états de résistance extrêmes, R_P et R_{AP} . Parmi les 500 cycles, 3 montrent un retournement direct entre R_P et R_{AP} , visible sur la figure 5.20.

- Le fait que seuls 3 cycles possèdent un saut direct entre ces deux états de résistance et le fait que ces transitions arrivent à la limite de tension ± 1.2 V indiquent qu'il s'agit bien d'un retournement par STT, mais qu'il est fortement assisté thermiquement.
- L'observation de plusieurs niveaux de résistance est attribuée à la création de domaines magnétiques à l'interface MgO/FL sur des défauts structuraux, qui sont ensuite piégés.

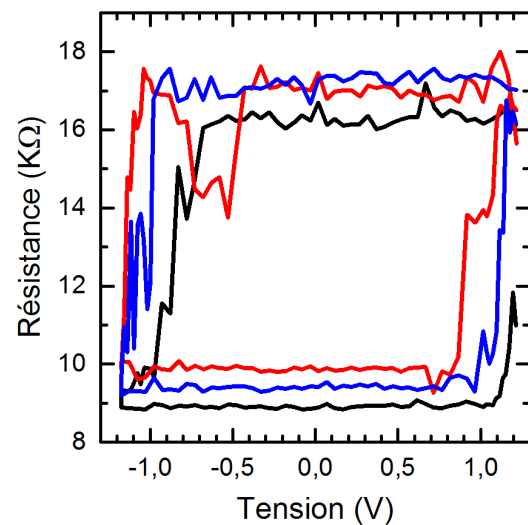


FIGURE 5.20 – Cycles $R(V)$ mesurés sans champ magnétique. Il s'agit des 3 cycles présentant un retournement direct entre R_P et R_{AP} sur un ensemble de 500 cycles.

Cette dernière expérience apporte donc une **observation directe de l'effet de STT dans les PSA-STT-MRAM**. Elle confirme également les difficultés inhérentes à l'observation d'une écriture par STT dans ces structures. Comme évoqué au chapitre 2, une tension d'écriture plus basse ne peut être obtenue qu'avec une réduction de l'amortissement de FL et avec le développement de jonctions à très faible RA.

V. Conclusions

Ce dernier chapitre a permis de caractériser à la fois les propriétés magnétiques et magnétorésistives des empilements non gravés, ainsi que les propriétés électriques et magnétiques de jonctions gravées. Il apporte donc la preuve de concept de la faisabilité des PSA-MRAM.

- Une série de PSA-MRAM a été fabriquée afin d'étudier les effets de la composition de la couche de stockage et de la nature de la barrière sur les différentes propriétés physiques. Les résultats montrent, tel qu'attendu au chapitre 3, une faible dépendance de la TMR et une extrêmement faible dépendance du champ coercitif à la température, comparé au cas des p-STT-MRAM conventionnelles.

- A l'aide d'une extension du modèle de Stoner-Wohlfarth en 3D et grâce à une mesure des champs coercitifs selon deux plans différents de l'espace, il a été montré que les piliers sont inclinés avec un angle typique de $6,5^\circ$ par rapport à l'axe de croissance des couches.
- Une caractérisation complète des cycles magnétiques non carrés a été effectuée. Il a été montré qu'il est possible de passer d'un type de cycle à l'autre sur une même jonction en changeant l'historique magnétique du pilier ou sa température. Finalement, la forme de ces cycles est expliquée par le fait que les piliers possèdent une épaisseur semblable ou inférieure à leur diamètre, et donc une anisotropie de forme faiblement planaire.
- Finalement, ce chapitre apporte de fortes indications concernant la présence de STT dans les structures, bien que l'écriture par STT n'ait pas pu être observée avec reproductibilité. Pour cela, il est nécessaire de développer des jonctions à très faible RA ($\simeq 1 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$). Cette démonstration a récemment été apportée par un groupe de recherche japonais travaillant également sur ce concept [149], avec des jonctions où $\text{RA} = 4 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$.

CONCLUSION

Ce travail de thèse a permis d'étudier le concept d'une STT-MRAM où la couche de stockage possède une anisotropie de forme perpendiculaire, dans l'objectif de proposer une réponse quant au problème de miniaturisation des mémoires STT-MRAM à des diamètres sub-20 nm. Les objectifs étaient les suivants :

- modéliser ces structures afin de conclure quant à leur faisabilité en tant que mémoires STT-MRAM;
- le cas échéant, concevoir et caractériser des dispositifs.

Modélisation

Pour répondre au premier objectif, le chapitre 2 a, dans un premier temps, repris le modèle macrospin en l'adaptant au cas d'un cylindre uniformément aimanté de rapport de forme quelconque. Cette approche est justifiée compte tenu des petites dimensions qui sont en jeu ($D < 20$ nm) dans de tels systèmes. Elle a néanmoins été testée rigoureusement par des simulations micromagnétiques, qui ont permis de déterminer précisément le domaine de validité de cette approche, à la fois du point de vue de la statique et de la dynamique des systèmes.

- Les états stables (GS) des PSA-MRAM sont parfaitement décrits par le modèle macrospin lorsque $D < 4 \lambda_{ex}$, correspondant typiquement à des diamètres de 20 nm. Il s'agit donc précisément des dimensions visées par cette technologie.
- Les états de transitions minimisant l'énergie entre ces états stables (MEP) ne sont quant à eux décrits par le modèle macrospin que lorsque l'épaisseur du cylindre n'est pas trop grande : $L < L_{crit}(D)$; où $L_{crit}(D)$ est une fonction qui dépend du diamètre et qui varie typiquement entre 30 nm ($D \rightarrow 0$) et 50 nm ($D \rightarrow 20$ nm).

Il a néanmoins été montré que, malgré un MEP correctement décrit par une modélisation macrospin, une écriture par STT en courant DC n'est pas nécessairement décrite par la théorie macrospin. La propagation de modes micromagnétiques résiduels lors de la phase d'écriture entraîne une augmentation de la tension critique d'écriture V_{c0} par rapport au cas idéal, et donc une augmentation d'énergie. Ainsi, **il a été montré qu'une conception de MTJ à très faible RA (de l'ordre de 1 à 5 $\Omega \cdot \mu m^2$) et d'une couche de stockage à faible α sont nécessaires pour permettre l'écriture de la mémoire.** En effet, cela permet de réduire à la fois la tension critique V_{c0} prévue par le modèle macrospin et l'écart existant entre cette dernière et la tension critique réelle, prédite par simulations macrospin.

Les conséquences d'une géométrie non idéale de la couche de stockage ont également été abordées. L'étude réalisée par simulations micromagnétiques a, en particulier, montré qu'**une géométrie faiblement conique, ou des cylindres avec défauts sur les flancs, sont à proscrire afin de maintenir de bonnes propriétés magnétiques.**

Finalement, la stabilité de la couche de référence a été discutée. En effet, cette couche est sujette à la fois à un fort champ dipolaire rayonné par la couche de stockage et au STT mutuel lors de la phase d'écriture. Il est démontré qu'**il est nécessaire d'optimiser l'épaisseur de la couche supérieure du SAF (TL) afin que cette dernière soit immuable aux deux perturbations.**

Le chapitre 3 est venu compléter la phase de modélisation en discutant de l'optimisation des PSA-STT-MRAM en vue de leur commercialisation. Selon les contraintes industrielles, plusieurs optimisations peuvent être réalisées.

- **Une minimisation de la variabilité de stabilité thermique de point mémoire à point mémoire est réalisée en se plaçant aux minima des iso- Δ des diagrammes $\Delta(L,D)$ ou, de manière équivalente, aux maxima des iso- M_S des diagrammes $M_S(\Delta,D)$.** Cette minimisation équivaut à une minimisation de la variabilité de courant critique I_{c0} .
- Une minimisation de la variabilité de tension d'écriture de point mémoire à point mémoire revient à minimiser les variabilités de V_{c0} et de Δ . Il a été montré que ces conditions sont satisfaites respectivement en minimisant le produit α RA et en satisfaisant le point précédent. En pratique, cette réduction de α RA n'est pas beaucoup plus restrictive que la condition d'écriture précédemment évoquée.
- **Une minimisation de la dépendance en température des propriétés de la jonction est finalement atteinte lorsque l'anisotropie totale est entièrement donnée par l'anisotropie de forme,** et que le matériau qui compose la couche de stockage possède une grande température de Curie.

Ce chapitre a notamment permis de montrer que **ces 3 optimisations ne sont pas antagonistes**, elles peuvent être toutes réalisées dans une même structure.

Etant donné que les chapitres de modélisation ont démontré la faisabilité du produit, la deuxième moitié du manuscrit s'est efforcée d'en apporter la preuve de concept.

Conception et caractérisation

Le chapitre 4 a décrit la phase de nanofabrication des MRAM au laboratoire, et en particulier le développement de l'étape de gravure spécifique au cas des PSA-MRAM. Cette gravure s'effectue en 3 étapes :

- une gravure de la couche de stockage jusqu'à la barrière tunnel à incidence normale, permettant de conserver la forme cylindrique de la couche ;
- une gravure du SAF jusqu'à l'électrode inférieure à incidence oblique, afin d'éviter tout redépôt autour de la barrière ;

- une gravure à incidence rasante, afin d'amincir le pilier. Cette gravure est réalisée sous une tension de grille de plus haute énergie, puisqu'il a été observé que cela contribue à un amincissement de meilleure qualité.

Il a été montré que **ce procédé permet d'obtenir de manière reproductible des piliers possédant de grands rapports de forme à des dimensions sub-10 nm.**

Le chapitre 5 a finalement été l'occasion de caractériser à la fois les propriétés magnétiques et magnétorésistives d'empilements non-gravés et les propriétés électriques et magnétiques des PSA-STT-MRAM gravées avec le procédé précédemment développé. Il a donc permis d'apporter la preuve de concept de la structure PSA-MRAM. Ce chapitre a, en particulier, permis de valider une grande partie des modèles introduits précédemment.

- **L'approche macrospin dans les structures dont la dimension caractéristique est $< 4 \lambda_{\text{ex}}$ est validée**, tandis qu'elle est réfutée dans les structures de grandes dimensions. Une technique est également proposée, dans ce chapitre, pour déterminer la position de l'axe facile des piliers, et donc déterminer s'ils sont inclinés ou bien verticaux.

- La stabilité en champ du SAF placé dans un pilier a été mesurée et se trouve être bien plus grande que le même SAF non gravé. Cela permet de lever les doutes quant à la stabilité du SAF dans les structures PSA-MRAM.

- **La tenue en température des PSA-MRAM a été démontrée exceptionnelle** par rapport aux MRAM conventionnelles.

- Finalement, des indices concernant la présence de STT ont été observés dans les piliers, bien que l'écriture par STT n'ait pas pu être observée.

Discussion

Le fait que l'écriture par STT n'ait pas directement été observée suggère que **les structures réalisées présentent une barrière de mauvaise qualité**. Afin d'améliorer les propriétés électriques des jonctions, il est donc nécessaire d'améliorer le procédé de nanofabrication. Plusieurs voies sont envisagées.

- **Eviter toute remise à l'air des piliers entre la phase de gravure et la phase d'encapsulation des piliers.** En effet, à de si petits diamètres, l'oxydation en surface sur les flancs des piliers implique, en réalité, l'oxydation d'une part importante du volume total du pilier. Cette oxydation dégrade non seulement les propriétés magnétiques mais également les propriétés magnétorésistives de la jonction.

- **Se diriger vers une gravure chimique ou physico-chimique des piliers.** Pour un procédé de gravure induisant moins de variabilité, ce qui est nécessaire en vue d'une production industrielle, il est sans doute nécessaire de se diriger vers une gravure de ce type qui permet d'éviter les dégâts induits par une gravure IBE. Cette gravure est, à l'heure actuelle, difficilement réalisable pour la raison suivante. Une gravure chimique capable de graver l'ensemble des couches d'une jonction tunnel induit généralement une dégradation des propriétés magnétiques en surface, empêchant ainsi de graver à des tailles sub-50 nm. Les PSA-MRAM pourraient contourner ce problème en utilisant la gravure chimique uniquement pour la couche épaisse. Dans ce cas, il serait donc nécessaire de trouver un composé chimique sélectif et

peu destructeur de l'élément composant la couche épaisse. Cela permettrait d'éviter la phase de gravure verticale par IBE présentée dans ce manuscrit. Ainsi, même si des diamètres de seulement 50 nm sont atteints, il serait possible de les réduire *a posteriori* par IBE. En effet, des piliers de 50 nm de diamètre obtenus par RIE sont nécessairement de meilleure qualité que ceux obtenus après la phase de gravure verticale par IBE (d'une centaine de nanomètres de diamètre à cause des redépôts, et avec des flancs moins verticaux).

Quel futur pour les PSA-STT-MRAM ?

La technologie PSA-STT-MRAM est une technologie viable et est, pour l'instant, la seule technologie MRAM connue permettant d'obtenir des mémoires de grande stabilité à des dimensions sub-10 nm. **Il est néanmoins nécessaire de poursuivre les efforts de recherche avant de se diriger vers une production industrielle.**

- Des barrières à très faible RA ($\simeq 1 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$) doivent être développées pour assurer une écriture par STT économe en énergie.
- Un procédé de fabrication reproductible et non destructeur doit être mis au point.

Les PSA-STT-MRAM offrent également une solution à une autre des limitations des p-STT-MRAM conventionnelles, non discutée jusqu'alors dans le manuscrit. Il s'agit de l'allègement des structures en éléments rares avec, en premier lieu, le platine. Actuellement, le platine est indispensable dans la fabrication de SAF perpendiculaires, et donc indispensable à la stabilisation de la couche de référence dans les MRAM perpendiculaires. Les PSA-MRAM peuvent simplement contourner ce problème en remplaçant également la référence par une couche à anisotropie de forme perpendiculaire : structure du type REF/MgO/FL, où REF et FL sont toutes deux des couches à anisotropie de forme perpendiculaire. Cette structure ne serait cependant pas viable, du fait du fort champ dipolaire rayonné par REF sur FL. Il est donc nécessaire d'imaginer plutôt des structures du type $\text{REF}_{\uparrow}/\text{MgO}/\text{FL}/\text{MgO}/\text{REF}_{\downarrow}$, où les aimantations de REF_{\uparrow} et REF_{\downarrow} seraient alignées antiparallèlement afin de minimiser le champ dipolaire total rayonné au niveau de FL. Cette technologie représenterait donc un mix entre les p-STT-MRAM à double barrière et les PSA-STT-MRAM.

ANNEXE A

Cartographies des plaques de PSA-STT-MRAM

Les cartographies sont présentées en figure A.1. Chaque point de couleur représente l'état d'une jonction. Les courts-circuits ($R_{\min} < 1 \text{ k}\Omega$) sont représentés en gris, les circuits ouverts ($R_{\min} > 1 \text{ M}\Omega$) en noir et les jonctions qui possèdent de mauvaises propriétés magnétiques (rémanence $< 20 \%$ ou TMR $< 10 \%$) sont représentées en bleu. Finalement, **les autres jonctions, qui possèdent des propriétés intéressantes, sont indiquées en rouge.**

Les deux premiers échantillons ont été réalisés sur des plaques de 50 mm de diamètre, alors que les autres sont réalisés sur des plaques de 100 mm de diamètre. Cela explique la différence de taille des cartographies. De plus, il est possible de constater, sur la figure A.1, que les plaques sont divisées en dés (régions carrées). Au sein d'un dé, les jonctions situées sur la gauche ont les diamètres initiaux les plus petits (30 nm nominal) et les jonctions situées sur la droite ont les diamètres initiaux les plus grands (50 nm nominal). Les plaques possèdent, ainsi, toutes les tailles de diamètre à tout endroit de la plaque, du centre jusqu'à la périphérie. Cela permet d'étudier, en particulier, l'homogénéité du procédé.

Cartographies de Co60 et Py60

Les cartographies de Co60 et Py60 présentent, de manière relativement homogène sur l'ensemble de la plaque, les 4 couleurs (gris, noir, bleu et rouge). **Cela traduit une bonne homogénéité du procédé.** Les jonctions sur la gauche de chaque dé sont majoritairement représentées en circuit ouvert (noir), **ce qui est cohérent avec le fait que les plus petits diamètres ont tendance à tomber en premier lors de l'amincissement.** De plus, en comparaison avec le rendement moyen de 1 % (Fig. A.1, Stat.), ces deux plaques présentent de bon taux de réussite.

Cartographies de Py30 et FeCo14

Les cartographies de Py30 et FeCo14 sont très différentes des deux précédentes. En effet, elles ne présentent pas de motif au sein d'un même dé, mais un motif global

à l'échelle de la plaque entière. **Ces plaques présentent un disque noir au centre de la plaque, entouré d'un fin liseré bleu, lui-même cerclé de gris.** En d'autres termes, **le centre de la plaque est « sur-gravé »**, puisque tous les piliers y sont tombés, alors que **l'extérieur est « sous-gravé »**, puisque tous les piliers y présentent probablement une couche de redépôt. A la lisière entre ces deux régions se trouvent des piliers qui présentent de bonnes ou de mauvaises propriétés magnétiques. Cet effet est particulièrement marqué pour FeCo14.

Concernant Py30, il est possible de constater que la région de transition ne présente quasiment aucun pilier rouge. Ces derniers se trouvent dans un autre anneau de transition situé plus en périphérie de la plaque. Durant la fabrication, il a été noté que cette plaque présentait de fortes inhomogénéités de couleur, traduisant des épaisseurs de couche inhomogènes. Cette inhomogénéité d'épaisseur était présente après la gravure IBE (inhomogénéité de l'épaisseur de l'électrode inférieure de Pt) et après l'aminçissement de l'Accuflo (inhomogénéité de l'épaisseur d'Accuflo). Ces deux plaques ont été fabriquées suite à une panne des machines IBE et RIE, les conditions de gravure précédemment optimisées ont donc pu dériver pendant la maintenance.

Cartographies des autres empilements

Les cartographies des autres empilements, fabriqués ensemble à la suite d'une deuxième panne de l'IBE, présentent tous le même motif que pour FeCo14 : un cercle central noir et un anneau extérieur gris, séparés par une région de transition contenant un grand nombre de cycles possédant de mauvaises propriétés magnétiques (en bleu) et quelques cycles possédant de bonnes propriétés magnétiques (en rouge). Bien que le rendement de ces plaques ne soit pas satisfaisant, il est possible d'étudier quelques piliers provenant de chacun des empilements.

Il est possible de constater que **plus l'épaisseur de la couche de stockage est faible, plus le taux de réussite est médiocre.** En particulier, la cartographie de CoFe4 présente une région de transition (en bleu) extrêmement fine, et ne possède donc presque aucun cycle magnétique exploitable.

Concernant la cartographie de Co-CoFe10, l'anneau central gris n'est pas représentatif des propriétés électriques des jonctions, mais d'un problème dans le procédé de fabrication à l'étape de suppression de la résine qui fait suite au dépôt des contacts électriques (Fig. 4.2.p, p. 83). Une plaque d'aluminium entière est restée au niveau de cette région grise, il est donc normal que ces jonctions soient en état de court-circuit.

Finalement, la grande majorité des plaques semble présenter un anneau bleu en périphérie, signe que les jonctions sont présentes mais avec de mauvaises propriétés magnétiques. La présence de cet anneau est attribuée au fait que, lors de la fabrication, les bords des plaques ne sont pas exactement soumis au même procédé que le reste de la plaque. Des effets de bord font que les épaisseurs de résine

après étalement y sont différentes, ainsi que les vitesses de gravure. La manipulation des plaques avec les pinces affecte elle aussi cette zone.

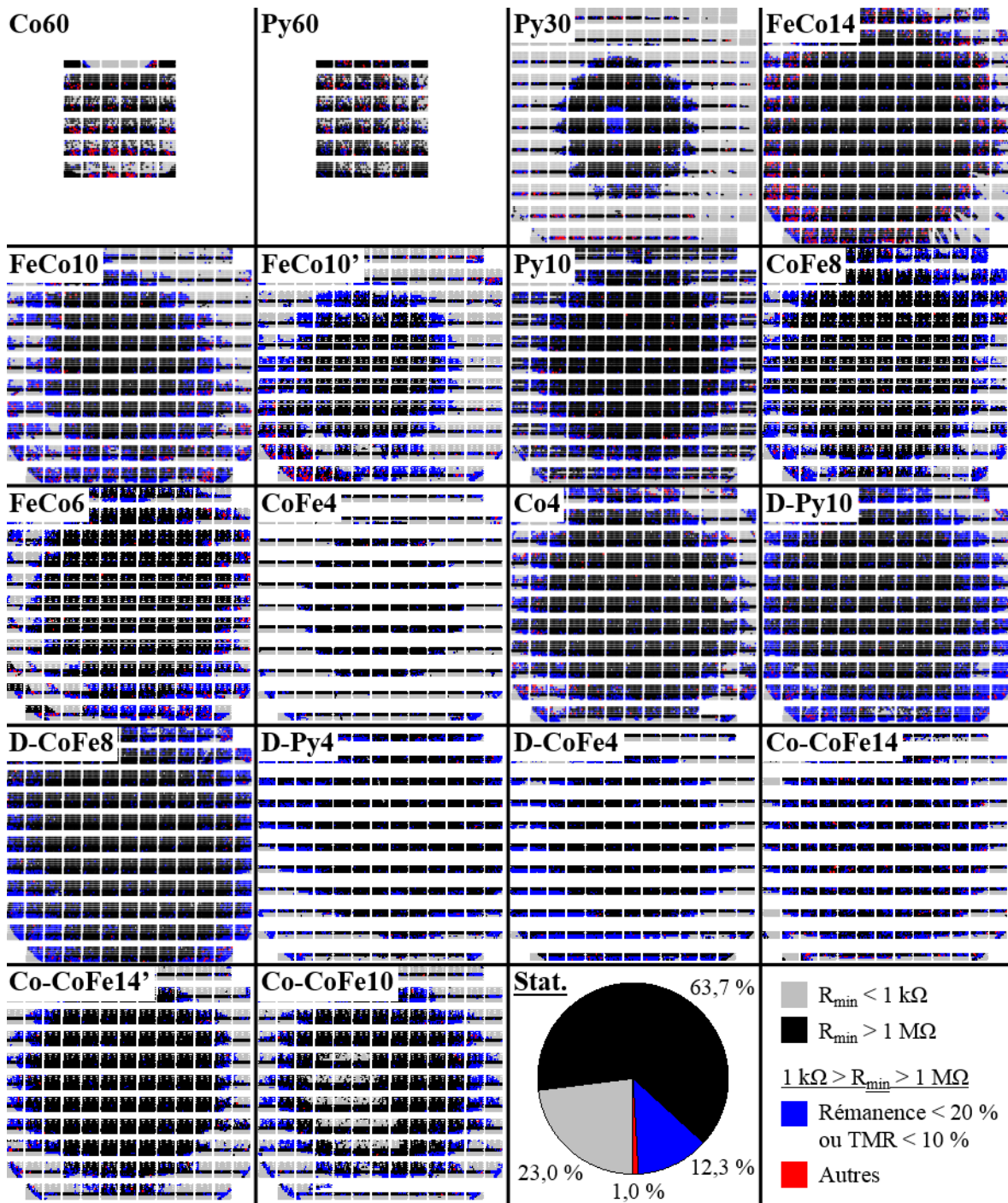


FIGURE A.1 – Cartographie des empilements des jonctions du tableau 5.4 (p. 118). Le camembert représente le résultat statistique de l'ensemble des 18 empilements combinés.

Bibliographie

- [1] Chin-Lung HSU et Judy Chuan-Chuan LIN. « An empirical examination of consumer adoption of Internet of Things services : Network externalities and concern for information privacy perspectives ». en. In : *Computers in Human Behavior* 62 (sept. 2016), p. 516–527. DOI : 10.1016/j.chb.2016.04.023.
- [2] Étienne DU TRÉMOLET DE LACHEISSERIE. *Magnétisme - Tome I*. EDP Sciences. 2012.
- [3] William Fuller BROWN. « Criterion for Uniform Micromagnetization ». In : *Phys. Rev.* 105.5 (mar. 1957), p. 1479–1482. DOI : 10.1103/PhysRev.105.1479.
- [4] Pierre WEISS. « L'hypothèse du champ moléculaire et la propriété ferromagnétique ». In : *J. Phys. Theor. Appl.* 6.1 (1907), p. 661–690. DOI : 10.1051/jphystap:019070060066100.
- [5] Lale LANDAU et Evgeny LIFSHITZ. « On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies ». In : *Phys. Z. Sowjetunion* 8.153 (1935), p. 101–114.
- [6] William Fuller BROWN. « Thermal Fluctuations of a Single-Domain Particle ». In : *Phys. Rev.* 130.5 (juin 1963), p. 1677–1686. DOI : 10.1103/PhysRev.130.1677.
- [7] J. MILTAT. « Domains and Domain Walls in Soft Magnetic Materials, Mostly ». en. In : *Applied Magnetism*. NATO ASI Series. DOI : 10.1007/978-94-015-8263-6_5. Springer, Dordrecht, 1994, p. 221–308.
- [8] F. J. A. DEN BROEDER et al. « Perpendicular magnetic anisotropy of Co-Au multilayers induced by interface sharpening ». In : *Physical review letters* 60.26 (1988), p. 2769.
- [9] W. B. ZEPER et al. « Perpendicular magnetic anisotropy and magneto-optical Kerr effect of vapor-deposited Co/Pt-layered structures ». en. In : *Journal of Applied Physics* 65.12 (juin 1989), p. 4971–4975. DOI : 10.1063/1.343189.
- [10] Brad N. ENGEL et al. « Interface magnetic anisotropy in epitaxial superlattices ». In : *Physical review letters* 67.14 (1991), p. 1910.
- [11] M. T. JOHNSON et al. « Magnetic anisotropy in metallic multilayers ». en. In : *Rep. Prog. Phys.* 59.11 (1996), p. 1409. DOI : 10.1088/0034-4885/59/11/002.
- [12] James Clerk (1831-1879) Auteur du texte MAXWELL. *A treatise on electricity and magnetism*. Vol. 2 / by James Clerk Maxwell,... anglais. ark : /12148/bpt6k95176j. Oxford : Clarendon press, 1873.

- [13] C. L. B. SHUDDMAGEN. « The Demagnetizing Factors for Cylindrical Iron Rods ». In : *Proceedings of the American Academy of Arts and Sciences* 43.6 (1907), p. 185–256. DOI : 10.2307/20022318.
- [14] M. A. RUDERMAN et C. KITTEL. « Indirect Exchange Coupling of Nuclear Magnetic Moments by Conduction Electrons ». In : *Phys. Rev.* 96.1 (oct. 1954), p. 99–102. DOI : 10.1103/PhysRev.96.99.
- [15] Tadao KASUYA. « A Theory of Metallic Ferro- and Antiferromagnetism on Zener's Model ». In : *Prog Theor Phys* 16.1 (juil. 1956), p. 45–57. DOI : 10.1143/PTP.16.45.
- [16] Kei YOSIDA. « Magnetic Properties of Cu-Mn Alloys ». In : *Phys. Rev.* 106.5 (juin 1957), p. 893–898. DOI : 10.1103/PhysRev.106.893.
- [17] Stuart SP PARKIN. « Systematic variation of the strength and oscillation period of indirect magnetic exchange coupling through the 3d, 4d, and 5d transition metals ». In : *Physical Review Letters* 67.25 (1991), p. 3598.
- [18] S. S. P. PARKIN et D. MAURI. « Spin engineering : Direct determination of the Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida far-field range function in ruthenium ». In : *Phys. Rev. B* 44.13 (oct. 1991), p. 7131–7134. DOI : 10.1103/PhysRevB.44.7131.
- [19] L. NÉEL. *Acad. Sci.* 255, 1545. 1962.
- [20] T. C. SCHULTHESS et W. H. BUTLER. « Magnetostatic coupling in spin valves : Revisiting Néel's formula ». en. In : *Journal of Applied Physics* 87.9 (mai 2000), p. 5759–5761. DOI : 10.1063/1.372513.
- [21] T. L. GILBERT. « A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials ». In : *IEEE Transactions on Magnetics* 40.6 (nov. 2004), p. 3443–3449. DOI : 10.1109/TMAG.2004.836740.
- [22] T. L. GILBERT et J. M. KELLY. *Anomalous rotational damping in ferromagnetic sheets, in Conference on Magnetism and Magnetic Materials*. Juin 1955.
- [23] N. F. MOTT. « The Resistance and Thermoelectric Properties of the Transition Metals ». In : *Proceedings of the Royal Society of London Series A* 156 (août 1936), p. 368–382. DOI : 10.1098/rspa.1936.0154.
- [24] A. FERT et I. A. CAMPBELL. « Two-Current Conduction in Nickel ». In : *Phys. Rev. Lett.* 21.16 (oct. 1968), p. 1190–1192. DOI : 10.1103/PhysRevLett.21.1190.
- [25] A. BARTHÉLÉMY, A. FERT et F. PETROFF. « Chapter 1 Giant magnetoresistance in magnetic multilayers ». In : *Handbook of Magnetic Materials*. T. 12. DOI : 10.1016/S1567-2719(99)12005-5. Elsevier, jan. 1999, p. 1–96.
- [26] M. N. BAIBICH et al. « Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices ». In : *Phys. Rev. Lett.* 61.21 (nov. 1988), p. 2472–2475. DOI : 10.1103/PhysRevLett.61.2472.
- [27] G. BINASCH et al. « Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange ». In : *Phys. Rev. B* 39.7 (mar. 1989), p. 4828–4830. DOI : 10.1103/PhysRevB.39.4828.

- [28] S. S. P. PARKIN, N. MORE et K. P. ROCHE. « Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures : Co/Ru, Co/Cr, and Fe/Cr ». In : *Phys. Rev. Lett.* 64.19 (mai 1990), p. 2304–2307. DOI : 10.1103/PhysRevLett.64.2304.
- [29] B. DIENY et al. « Giant magnetoresistive in soft ferromagnetic multilayers ». In : *Phys. Rev. B* 43.1 (jan. 1991), p. 1297–1300. DOI : 10.1103/PhysRevB.43.1297.
- [30] M. JULLIERE. « Tunneling between ferromagnetic films ». In : *Physics Letters A* 54.3 (sept. 1975), p. 225–226. DOI : 10.1016/0375-9601(75)90174-7.
- [31] Mary BETH STEARNS. « Simple explanation of tunneling spin-polarization of Fe, Co, Ni and its alloys ». In : *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 5 (avr. 1977), p. 167–171. DOI : 10.1016/0304-8853(77)90185-8.
- [32] J. C. SLONCZEWSKI. « Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier ». In : *Phys. Rev. B* 39.10 (avr. 1989), p. 6995–7002. DOI : 10.1103/PhysRevB.39.6995.
- [33] J. S. MOODERA et al. « Large Magnetoresistance at Room Temperature in Ferromagnetic Thin Film Tunnel Junctions ». In : *Phys. Rev. Lett.* 74.16 (avr. 1995), p. 3273–3276. DOI : 10.1103/PhysRevLett.74.3273.
- [34] H. X. WEI et al. « 80% tunneling magnetoresistance at room temperature for thin Al–O barrier magnetic tunnel junction with CoFeB as free and reference layers ». In : *Journal of Applied Physics* 101.9 (avr. 2007), 09B501. DOI : 10.1063/1.2696590.
- [35] W. H. BUTLER et al. « Spin-dependent tunneling conductance of Fe/MgO/Fe sandwiches ». In : *Phys. Rev. B* 63.5 (jan. 2001), p. 054416. DOI : 10.1103/PhysRevB.63.054416.
- [36] J. MATHON et A. UMERISKI. « Theory of tunneling magnetoresistance of an epitaxial Fe/MgO/Fe(001) junction ». In : *Phys. Rev. B* 63.22 (mai 2001), p. 220403. DOI : 10.1103/PhysRevB.63.220403.
- [37] J. CALLAWAY et C. S. WANG. « Energy bands in ferromagnetic iron ». In : *Phys. Rev. B* 16.5 (sept. 1977), p. 2095–2105. DOI : 10.1103/PhysRevB.16.2095.
- [38] Kay YAKUSHIJI et al. « High Magnetoresistance Ratio and Low Resistance–Area Product in Magnetic Tunnel Junctions with Perpendicularly Magnetized Electrodes ». en. In : *Applied Physics Express* 3.5 (mai 2010), p. 053003. DOI : 10.1143/APEX.3.053003.
- [39] S YUASA et D D DJAYAPRAWIRA. « Giant tunnel magnetoresistance in magnetic tunnel junctions with a crystalline MgO(0 0 1) barrier ». In : *Journal of Physics D : Applied Physics* 40.21 (nov. 2007), R337–R354. DOI : 10.1088/0022-3727/40/21/R01.
- [40] Shinji YUASA et al. « Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions ». en. In : *Nat Mater* 3.12 (déc. 2004), p. 868–871. DOI : 10.1038/nmat1257.
- [41] Stuart S. P. PARKIN et al. « Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with MgO (100) tunnel barriers ». en. In : *Nat Mater* 3.12 (déc. 2004), p. 862–867. DOI : 10.1038/nmat1256.

- [42] Y. M. LEE et al. « Effect of electrode composition on the tunnel magnetoresistance of pseudo-spin-valve magnetic tunnel junction with a MgO tunnel barrier ». en. In : *Applied Physics Letters* 90.21 (mai 2007), p. 212507. DOI : 10.1063/1.2742576.
- [43] S. IKEDA et al. « A perpendicular-anisotropy CoFeB–MgO magnetic tunnel junction ». en. In : *Nature Materials* 9.9 (sept. 2010), p. 721–724. DOI : 10.1038/nmat2804.
- [44] S. IKEDA et al. « Tunnel magnetoresistance of 604% at 300K by suppression of Ta diffusion in CoFeB/MgO/CoFeB pseudo-spin-valves annealed at high temperature ». In : *Appl. Phys. Lett.* 93.8 (août 2008), p. 082508. DOI : 10.1063/1.2976435.
- [45] L. BERGER. « Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current ». In : *Physical Review B* 54.13 (1996), p. 9353.
- [46] J. C. SLONCZEWSKI. « Current-driven excitation of magnetic multilayers ». In : *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 159.1 (juin 1996), p. L1–L7. DOI : 10.1016/0304-8853(96)00062-5.
- [47] M. TSOI et al. « Excitation of a Magnetic Multilayer by an Electric Current ». In : *Phys. Rev. Lett.* 80.19 (mai 1998), p. 4281–4284. DOI : 10.1103/PhysRevLett.80.4281.
- [48] J. A. KATINE et al. « Current-driven magnetization reversal and spin-wave excitations in Co/Cu/Co pillars ». In : *Physical review letters* 84.14 (2000), p. 3149.
- [49] Yiming HUAI et al. « Observation of spin-transfer switching in deep submicron-sized and low-resistance magnetic tunnel junctions ». en. In : *Applied Physics Letters* 84.16 (avr. 2004), p. 3118–3120. DOI : 10.1063/1.1707228.
- [50] Zhitao DIAO et al. « Spin transfer switching and spin polarization in magnetic tunnel junctions with MgO and AlO_x barriers ». en. In : *Applied Physics Letters* 87.23 (déc. 2005), p. 232502. DOI : 10.1063/1.2139849.
- [51] Hitoshi KUBOTA et al. « Evaluation of spin-transfer switching in CoFeB/MgO/CoFeB magnetic tunnel junctions ». In : *Japanese Journal of Applied Physics* 44.9L (2005), p. L1237.
- [52] Jun HAYAKAWA et al. « Current-driven magnetization switching in CoFeB/MgO/CoFeB magnetic tunnel junctions ». In : *Japanese Journal of Applied Physics* 44.9L (2005), p. L1267.
- [53] M. CHSHIEV et al. « Analytical description of ballistic spin currents and torques in magnetic tunnel junctions ». en. In : *Physical Review B* 92.10 (sept. 2015). DOI : 10.1103/PhysRevB.92.104422.
- [54] M. D. STILES et J. MILAT. *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures III* | Burkard Hillebrands | Springer. 2006.
- [55] D. M. APALKOV et P. B. VISSCHER. « Spin-torque switching : Fokker-Planck rate calculation ». en. In : *Physical Review B* 72.18 (nov. 2005). DOI : 10.1103/PhysRevB.72.180405.

- [56] Se-Chung OH et al. « Bias-voltage dependence of perpendicular spin-transfer torque in asymmetric MgO-based magnetic tunnel junctions ». en. In : *Nat Phys* 5.12 (déc. 2009), p. 898–902. DOI : 10.1038/nphys1427.
- [57] A. A. TIMOPHEEV et al. « Respective influence of in-plane and out-of-plane spin-transfer torques in magnetization switching of perpendicular magnetic tunnel junctions ». In : *Physical Review B* 92.10 (2015), p. 104430.
- [58] Z. LI et al. « Perpendicular Spin Torques in Magnetic Tunnel Junctions ». en. In : *Physical Review Letters* 100.24 (juin 2008). DOI : 10.1103/PhysRevLett.100.246602.
- [59] Bernard DIENY, Ronald B. GOLDFARB et Kyung Jin LEE. *Introduction to magnetic random-access memory*. English. DOI : 10.1002/9781119079415. wiley, nov. 2016.
- [60] H. OHNO et al. « Magnetic tunnel junction for nonvolatile CMOS logic ». In : *2010 International Electron Devices Meeting*. Déc. 2010, p. 9.4.1–9.4.4. DOI : 10.1109/IEDM.2010.5703329.
- [61] S. IKEDA et al. « Perpendicular-anisotropy CoFeB-MgO based magnetic tunnel junctions scaling down to 1X nm ». In : *2014 IEEE International Electron Devices Meeting*. Déc. 2014, p. 33.2.1–33.2.4. DOI : 10.1109/IEDM.2014.7047160.
- [62] H. OHNO et S. FUKAMI. « Three-terminal spintronics memory devices with perpendicular anisotropy ». In : *2015 IEEE Magnetics Conference (INTERMAG)*. Mai 2015, p. 1–1. DOI : 10.1109/INTMAG.2015.7157427.
- [63] D. APALKOV, B. DIENY et J. M. SLAUGHTER. « Magnetoresistive Random Access Memory ». In : *Proceedings of the IEEE* 104.10 (oct. 2016), p. 1796–1830. DOI : 10.1109/JPROC.2016.2590142.
- [64] Saied TEHRANI et al. « Magnetoresistive random access memory using magnetic tunnel junctions ». In : *Proceedings of the IEEE* 91.5 (2003), p. 703–714.
- [65] L. SAVTCHENKO et al. *Method of writing to scalable magnetoresistance random access memory element*. Classification aux États-Unis 365/158, 365/173, 365/171; Classification internationale G11C11/16, G11C11/15; Classification coopérative G11C11/16, G11C11/1675, G11C11/161; Classification européenne G11C11/16. US Patent 6,545,906, avr. 2003.
- [66] Electronic DESIGN. *4-Mbit Device Is First Commercially Available MRAM*. Juil. 2006.
- [67] T. W. ANDRE et al. « A 4-Mb 0.18- μm 1T1MTJ toggle MRAM with balanced three input sensing scheme and locally mirrored unidirectional write drivers ». In : *IEEE Journal of Solid-State Circuits* 40.1 (jan. 2005), p. 301–309. DOI : 10.1109/JSSC.2004.837962.
- [68] B. N. ENGEL et al. « A 4-Mb toggle MRAM based on a novel bit and switching method ». In : *IEEE Transactions on Magnetics* 41.1 (jan. 2005), p. 132–136. DOI : 10.1109/TMAG.2004.840847.
- [69] M. DURLAM et al. « Toggle MRAM : A highly-reliable Non-Volatile Memory ». In : *2007 International Symposium on VLSI Technology, Systems and Applications (VLSI-TSA)*. Avr. 2007, p. 1–2. DOI : 10.1109/VTSA.2007.378942.

- [70] J. AKERMAN et al. « Intrinsic Reliability of AlO_x-Based Magnetic Tunnel Junctions ». In : *IEEE Transactions on Magnetism* 42.10 (oct. 2006), p. 2661–2663. DOI : 10.1109/TMAG.2006.879735.
- [71] S. TEHRANI. « Status and Outlook of MRAM Memory Technology ». In : *2006 International Electron Devices Meeting*. Déc. 2006, p. 1–4. DOI : 10.1109/IEDM.2006.346850.
- [72] Ricardo C. SOUSA et I. Lucian PREJBEANU. « Non-volatile magnetic random access memories (MRAM) ». en. In : *Comptes Rendus Physique* 6.9 (nov. 2005), p. 1013–1021. DOI : 10.1016/j.crhy.2005.10.007.
- [73] I. L. PREJBEANU et al. « Thermally assisted switching in exchange-biased storage layer magnetic tunnel junctions ». In : *IEEE Transactions on Magnetism* 40.4 (juil. 2004), p. 2625–2627. DOI : 10.1109/TMAG.2004.830395.
- [74] Jianguo WANG et P. P. FREITAS. « Low-current blocking temperature writing of double-barrier MRAM cells ». In : *IEEE Transactions on Magnetism* 40.4 (juil. 2004), p. 2622–2624. DOI : 10.1109/TMAG.2004.834239.
- [75] D. C. WORLEDGE et al. « Spin torque switching of perpendicular Ta/CoFeB/MgO-based magnetic tunnel junctions ». en. In : *Applied Physics Letters* 98.2 (jan. 2011), p. 022501. DOI : 10.1063/1.3536482.
- [76] S. MANKOVSKY et al. « First-principles calculation of the Gilbert damping parameter via the linear response formalism with application to magnetic transition metals and alloys ». en. In : *Physical Review B* 87.1 (jan. 2013). DOI : 10.1103/PhysRevB.87.014430.
- [77] Martin A. W. SCHOEN et al. « Ultra-low magnetic damping of a metallic ferromagnet ». en. In : *Nature Physics* 12.9 (sept. 2016), p. 839–842. DOI : 10.1038/nphys3770.
- [78] A. MANCHON et al. « Analysis of oxygen induced anisotropy crossover in Pt/Co/MO_x trilayers ». en. In : *Journal of Applied Physics* 104.4 (août 2008), p. 043914. DOI : 10.1063/1.2969711.
- [79] H. X. YANG et al. « First-principles investigation of the very large perpendicular magnetic anisotropy at Fe | MgO and Co | MgO interfaces ». en. In : *Physical Review B* 84.5 (août 2011). DOI : 10.1103/PhysRevB.84.054401.
- [80] M. KROUNBI et al. « Status and Challenges in Spin-Transfer Torque MRAM Technology ». en. In : *ECS Transactions* 69.3 (oct. 2015), p. 119–126. DOI : 10.1149/06903.0119ecst.
- [81] Hideo SATO et al. « Co/Pt multilayer based reference layers in magnetic tunnel junctions for nonvolatile spintronics VLSIs ». In : *Japanese Journal of Applied Physics* 53.4S (jan. 2014), 04EM02. DOI : 10.7567/JJAP.53.04EM02.
- [82] S. BANDIERA et al. « Comparison of Synthetic Antiferromagnets and Hard Ferromagnets as Reference Layer in Magnetic Tunnel Junctions With Perpendicular Magnetic Anisotropy ». In : *IEEE Magnetism Letters* 1 (2010), p. 3000204–3000204. DOI : 10.1109/LMAG.2010.2052238.

- [83] N. D. RIZZO et al. « A Fully Functional 64 Mb DDR3 ST-MRAM Built on 90 nm CMOS Technology ». In : *IEEE Transactions on Magnetics* 49.7 (juil. 2013), p. 4441–4446. DOI : 10.1109/TMAG.2013.2243133.
- [84] J. M. SLAUGHTER et al. « High density ST-MRAM technology (Invited) ». In : *2012 International Electron Devices Meeting*. Déc. 2012, p. 29.3.1–29.3.4. DOI : 10.1109/IEDM.2012.6479128.
- [85] G. JAN et al. « Demonstration of fully functional 8Mb perpendicular STT-MRAM chips with sub-5ns writing for non-volatile embedded memories ». In : *2014 Symposium on VLSI Technology (VLSI-Technology) : Digest of Technical Papers*. Juin 2014, p. 1–2. DOI : 10.1109/VLSIT.2014.6894357.
- [86] Luc THOMAS et al. « Perpendicular spin transfer torque magnetic random access memories with high spin torque efficiency and thermal stability for embedded applications (invited) ». In : *Journal of Applied Physics* 115.17 (avr. 2014), p. 172615. DOI : 10.1063/1.4870917.
- [87] C. PARK et al. « Systematic optimization of 1 Gbit perpendicular magnetic tunnel junction arrays for 28 nm embedded STT-MRAM and beyond ». In : *2015 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*. Déc. 2015, p. 26.2.1–26.2.4. DOI : 10.1109/IEDM.2015.7409771.
- [88] MRAM-INFO. *Samsung demonstrates a 8Mb embedded pMTJ STT-MRAM device*. 2016.
- [89] MRAM-INFO. *Samsung reaffirms 2018 target for STT-MRAM mass production*. 2017.
- [90] Justin M. SHAW, Hans T. NEMBACH et Thomas J. SILVA. « Measurement of orbital asymmetry and strain in Co₉₀Fe₁₀/Ni multilayers and alloys : Origins of perpendicular anisotropy ». en. In : *Physical Review B* 87.054416 (fév. 2013). DOI : 913103.
- [91] M. CAMINALE et al. « Spin pumping damping and magnetic proximity effect in Pd and Pt spin-sink layers ». en. In : *Physical Review B* 94.1 (juil. 2016). DOI : 10.1103/PhysRevB.94.014414.
- [92] T. VALET. *Spin barrier enhanced magnetoresistance effect element and magnetic memory using the same*. Google Patents, août 2006.
- [93] J. H. PARK et al. « Enhancement of data retention and write current scaling for sub-20nm STT-MRAM by utilizing dual interfaces for perpendicular magnetic anisotropy ». In : *2012 Symposium on VLSI Technology (VLSIT)*. Juin 2012, p. 57–58. DOI : 10.1109/VLSIT.2012.6242459.
- [94] H. SATO et al. « MgO/CoFeB/Ta/CoFeB/MgO Recording Structure in Magnetic Tunnel Junctions With Perpendicular Easy Axis ». In : *IEEE Transactions on Magnetics* 49.7 (juil. 2013), p. 4437–4440. DOI : 10.1109/TMAG.2013.2251326.
- [95] G. HU et al. « STT-MRAM with double magnetic tunnel junctions ». In : *2015 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*. Déc. 2015, p. 26.3.1–26.3.4. DOI : 10.1109/IEDM.2015.7409772.

- [96] Léa CUCHET et al. « Perpendicular magnetic tunnel junctions with a synthetic storage or reference layer : A new route towards Pt- and Pd-free junctions ». en. In : *Scientific Reports* 6 (fév. 2016). DOI : 10.1038/srep21246.
- [97] T. KISHI et al. « Lower-current and fast switching of a perpendicular TMR for high speed and high density spin-transfer-torque MRAM ». In : *2008 IEEE International Electron Devices Meeting*. Déc. 2008, p. 1–4. DOI : 10.1109/IEDM.2008.4796680.
- [98] H. SATO et al. « Properties of magnetic tunnel junctions with a MgO/CoFeB/Ta/CoFeB/MgO recording structure down to junction diameter of 11 nm ». en. In : *Applied Physics Letters* 105.6 (août 2014), p. 062403. DOI : 10.1063/1.4892924.
- [99] J. Z. SUN et al. « Spin-torque switching efficiency in CoFeB-MgO based tunnel junctions ». en. In : *Physical Review B* 88.10 (sept. 2013). DOI : 10.1103/PhysRevB.88.104426.
- [100] J. H. KIM et al. « Verification on the extreme scalability of STT-MRAM without loss of thermal stability below 15 nm MTJ cell ». In : *2014 Symposium on VLSI Technology (VLSI-Technology) : Digest of Technical Papers*. Juin 2014, p. 1–2. DOI : 10.1109/VLSIT.2014.6894366.
- [101] C. ZENER. « Classical theory of the temperature dependence of magnetic anisotropy energy ». In : *Physical Review* 96.5 (1954), p. 1335.
- [102] John H. van VLECK. « On the anisotropy of cubic ferromagnetic crystals ». In : *Physical Review* 52.11 (1937), p. 1178.
- [103] G. S. ABO et al. « Definition of Magnetic Exchange Length ». In : *IEEE Transactions on Magnetics* 49.8 (août 2013), p. 4937–4939. DOI : 10.1109/TMAG.2013.2258028.
- [104] A. S. ARROTT et al. « Micromagnetics of curling configurations in magnetically soft cylinders ». en. In : *Journal of Applied Physics* 50.B3 (mar. 1979), p. 2387–2389. DOI : 10.1063/1.326961.
- [105] M. SATO et Y. ISHII. « Simple and approximate expressions of demagnetizing factors of uniformly magnetized rectangular rod and cylinder ». In : *Journal of Applied Physics* 66.2 (juil. 1989), p. 983–985. DOI : 10.1063/1.343481.
- [106] K.-H. HELLWEGE et J. L. OLSEN, édés. *Phonon States of Alloys. Electron States and Fermi Surfaces of Strained Elements*. en. T. 13b. Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter. DOI : 10.1007/b19989. Berlin/Heidelberg : Springer-Verlag, 1983.
- [107] J. F. COCHRAN. *Ultrathin Magnetic Structures II - Measurement Techniques* | Bretislav Heinrich | Springer. Springer, 1994.
- [108] G. SHIRANE, V. J. MINKIEWICZ et R. NATHANS. « Spin Waves in 3d Metals ». In : *Journal of Applied Physics* 39.2 (fév. 1968), p. 383–390. DOI : 10.1063/1.2163453.
- [109] A. MICHELS et al. « Exchange-stiffness constant in cold-worked and nanocrystalline Ni measured by elastic small-angle neutron scattering ». In : *Journal of Applied Physics* 87.9 (avr. 2000), p. 5953–5955. DOI : 10.1063/1.372577.

- [110] Y. GUAN et W. E. BAILEY. « Ferromagnetic relaxation in $(\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19})_{1-x}\text{Cu}_x$ thin films : Band filling at high Z ». en. In : *Journal of Applied Physics* 101.9 (mai 2007), p. 09D104. DOI : 10.1063/1.2709750.
- [111] Jinwu WEI et al. « Annealing influence on the exchange stiffness constant of Permalloy films with stripe domains ». en. In : *J. Phys. D : Appl. Phys.* 49.26 (2016), p. 265002. DOI : 10.1088/0022-3727/49/26/265002.
- [112] W SCHOLZ et al. « Transition from single-domain to vortex state in soft magnetic cylindrical nanodots ». en. In : *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 266.1-2 (oct. 2003), p. 155–163. DOI : 10.1016/S0304-8853(03)00466-9.
- [113] C. A. ROSS et al. « Micromagnetic behavior of electrodeposited cylinder arrays ». en. In : *Physical Review B* 65.14 (mar. 2002). DOI : 10.1103/PhysRevB.65.144417.
- [114] R. P. COWBURN et al. « Single-domain circular nanomagnets ». In : *Physical Review Letters* 83.5 (1999), p. 1042.
- [115] Konstantin L. METLOV et YoungPak LEE. « Map of metastable states for thin circular magnetic nanocylinders ». en. In : *Applied Physics Letters* 92.11 (mar. 2008), p. 112506. DOI : 10.1063/1.2898888.
- [116] Hermann FORSTER et al. « Energy barrier and effective thermal reversal volume in columnar grains ». en. In : *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 267.1 (nov. 2003), p. 69–79. DOI : 10.1016/S0304-8853(03)00306-8.
- [117] Weinan E, Weiqing REN et Eric VANDEN-EIJNDEN. « Energy landscape and thermally activated switching of submicron-sized ferromagnetic elements ». en. In : *Journal of Applied Physics* 93.4 (fév. 2003), p. 2275–2282. DOI : 10.1063/1.1536737.
- [118] Gabriel D. CHAVES-O'FLYNN, A. D. KENT et D. L. STEIN. « Micromagnetic study of magnetization reversal in ferromagnetic nanorings ». en. In : *Physical Review B* 79.18 (mai 2009). DOI : 10.1103/PhysRevB.79.184421.
- [119] G. D. CHAVES-O'FLYNN et al. « Stability of 2π Domain Walls in Ferromagnetic Nanorings ». In : *IEEE Transactions on Magnetics* 46.6 (juin 2010), p. 2272–2274. DOI : 10.1109/TMAG.2010.2045484.
- [120] Michael F. CARILLI, Kris T. DELANEY et Glenn H. FREDRICKSON. « Truncation-based energy weighting string method for efficiently resolving small energy barriers ». en. In : *The Journal of Chemical Physics* 143.5 (août 2015), p. 054105. DOI : 10.1063/1.4927580.
- [121] M. D. DEJONG et K. L. LIVESEY. « Analytic theory for the switch from Bloch to Néel domain wall in nanowires with perpendicular anisotropy ». In : *Physical Review B* 92.21 (déc. 2015). arXiv : 1510.07673. DOI : 10.1103/PhysRevB.92.214420.
- [122] R. H. KOCH, J. A. KATINE et J. Z. SUN. « Time-Resolved Reversal of Spin-Transfer Switching in a Nanomagnet ». en. In : *Physical Review Letters* 92.8 (fév. 2004). DOI : 10.1103/PhysRevLett.92.088302.

- [123] Jonathan Z. SUN. « Spin-current interaction with a monodomain magnetic body : A model study ». In : *Physical Review B* 62.1 (2000), p. 570.
- [124] W. H. BUTLER et al. « Switching Distributions for Perpendicular Spin-Torque Devices Within the Macrospin Approximation ». In : *IEEE Transactions on Magnetics* 48.12 (déc. 2012), p. 4684–4700. DOI : 10.1109/TMAG.2012.2209122.
- [125] Witold SKOWROŃSKI et al. « Understanding stability diagram of perpendicular magnetic tunnel junctions ». en. In : *Scientific Reports* 7.1 (déc. 2017). DOI : 10.1038/s41598-017-10706-2.
- [126] N. STRELKOV et al. « Stability phase diagram of a perpendicular magnetic tunnel junction in noncollinear geometry ». en. In : *Physical Review B* 95.18 (mai 2017). DOI : 10.1103/PhysRevB.95.184409.
- [127] W. T. COFFEY et al. « Thermally activated relaxation time of a single domain ferromagnetic particle subjected to a uniform field at an oblique angle to the easy axis : Comparison with experimental observations ». In : *Physical review letters* 80.25 (1998), p. 5655.
- [128] D. BEDAU et al. « Spin-transfer pulse switching : From the dynamic to the thermally activated regime ». en. In : *Applied Physics Letters* 97.26 (déc. 2010), p. 262502. DOI : 10.1063/1.3532960.
- [129] William RIPPARD et al. « Thermal relaxation rates of magnetic nanoparticles in the presence of magnetic fields and spin-transfer effects ». en. In : *Physical Review B* 84.6 (août 2011). DOI : 10.1103/PhysRevB.84.064439.
- [130] J. SCHRATZBERGER et al. « Validation of the transition state theory with Langevin-dynamics simulations ». en. In : *Journal of Applied Physics* 108.3 (août 2010), p. 033915. DOI : 10.1063/1.3460639.
- [131] G. FIEDLER et al. « Direct calculation of the attempt frequency of magnetic structures using the finite element method ». en. In : *Journal of Applied Physics* 111.9 (mai 2012), p. 093917. DOI : 10.1063/1.4712033.
- [132] Zhitao DIAO et al. « Spin-transfer torque switching in magnetic tunnel junctions and spin-transfer torque random access memory ». In : *Journal of Physics : Condensed Matter* 19.16 (avr. 2007), p. 165209. DOI : 10.1088/0953-8984/19/16/165209.
- [133] M. HOSOMI et al. « A novel nonvolatile memory with spin torque transfer magnetization switching : spin-ram ». In : *IEEE International Electron Devices Meeting, 2005. IEDM Technical Digest*. Déc. 2005, p. 459–462. DOI : 10.1109/IEDM.2005.1609379.
- [134] Kyoung-Min LEE et al. « Temperature dependence of the interfacial magnetic anisotropy in W/CoFeB/MgO ». en. In : *AIP Advances* 7.6 (juin 2017), p. 065107. DOI : 10.1063/1.4985720.
- [135] B. DIENY et M. CHSHIEV. « Perpendicular magnetic anisotropy at transition metal/oxide interfaces and applications ». en. In : *Reviews of Modern Physics* 89.2 (juin 2017). DOI : 10.1103/RevModPhys.89.025008.

- [136] M. DYNNA et al. « A low-energy electron diffraction investigation of the surface deformation induced by misfit dislocations in thin MgO films grown on Fe(001) ». en. In : *Journal of Applied Physics* 80.5 (sept. 1996), p. 2650–2657. DOI : 10.1063/1.363181.
- [137] R. KOCH. « Intrinsic stress of ultrathin epitaxial films ». In : *Applied physics A* 69.5 (1999), p. 529–536.
- [138] S. SANKAR, B. DIENY et A. E. BERKOWITZ. « Spin-polarized tunneling in discontinuous CoFe/HfO₂ multilayers ». en. In : *Journal of Applied Physics* 81.8 (avr. 1997), p. 5512–5514. DOI : 10.1063/1.364904.
- [139] F. ERNULT et al. « Modeling of the current lines in discontinuous metal/insulator multilayers ». en. In : *The European Physical Journal B* 25.2 (fév. 2002), p. 177–189. DOI : 10.1140/epjb/e20020020.
- [140] T. DEVOLDER et al. « Irradiation-induced tailoring of the magnetism of CoFeB/MgO ultrathin films ». en. In : *Journal of Applied Physics* 113.20 (mai 2013), p. 203912. DOI : 10.1063/1.4808102.
- [141] T. DEVOLDER et al. « Damping of Co_xFe_{80-x}B₂₀ ultrathin films with perpendicular magnetic anisotropy ». en. In : *Applied Physics Letters* 102.2 (jan. 2013), p. 022407. DOI : 10.1063/1.4775684.
- [142] Shinji YUASA et al. « Giant tunneling magnetoresistance up to 410% at room temperature in fully epitaxial Co/MgO/Co magnetic tunnel junctions with bcc Co(001) electrodes ». en. In : *Applied Physics Letters* 89.4 (juil. 2006), p. 042505. DOI : 10.1063/1.2236268.
- [143] Richard M. BOZORTH. *Ferromagnetism*. en. Van Nostrand, 1951.
- [144] Kristian Hagsted RASMUSSEN. « Advanced dry etching studies for micro-and nano-systems ». PhD Thesis. DTU Nanotech, 2014.
- [145] R. A. DUGDALE et al. « Glow discharge beam techniques ». In : *Journal of Materials Science* 4.4 (1969), p. 323–335.
- [146] Werner KERN. *Thin Film Processes II*. en. Academic Press, déc. 2012.
- [147] Mengxing WANG et al. « Tunnel Junction with Perpendicular Magnetic Anisotropy : Status and Challenges ». en. In : *Micromachines* 6.12 (août 2015), p. 1023–1045. DOI : 10.3390/mi6081023.
- [148] IMEC. *Record tunneling magnetoresistance for one of the world's smallest perpendicular magnetic tunnel junctions*. 2016.
- [149] K. WATANABE et al. « Shape anisotropy revisited in single-digit nanometer magnetic tunnel junctions ». en. In : *Nature Communications* 9.1 (déc. 2018). DOI : 10.1038/s41467-018-03003-7.
- [150] F. SCHREIBER et al. « Gilbert damping and g-factor in Fe_xCo_{1-x} alloy films ». In : *Solid State Communications* 93.12 (1995), p. 965–968.
- [151] C.R. TELLIER et A.J. TOSSER. *Size Effects in Thin Films*. en. Elsevier, 1982. DOI : 10.1016/C2009-0-12632-6.
- [152] Y. ARIAKE et al. « The Thickness Dependence of Soft Magnetic Properties of (FeCo)-Al Alloy Thin Films ». In : *IEEE Transactions on Magnetics* 53.11 (nov. 2017), p. 1–4. DOI : 10.1109/TMAG.2017.2700320.

- [153] A. JANOSSY et P. MONOD. « Spin Waves for Single Electrons in Paramagnetic Metals ». In : *Physical Review B* 37.10 (1976), p. 612.
- [154] R. H. SILSBEE, A. JANOSSY et P. MONOD. « Coupling between ferromagnetic and conduction-spin-resonance modes at a ferromagnetic—normal-metal interface ». In : *Physical Review B* 19.9 (1979), p. 4382.
- [155] Arne BRATAAS, Yu V. NAZAROV et Gerrit EW BAUER. « Finite-element theory of transport in ferromagnet-normal metal systems ». In : *Physical Review Letters* 84.11 (2000), p. 2481.
- [156] Yaroslav TSERKOVNYAK, Arne BRATAAS et Gerrit E. W. BAUER. « Spin pumping and magnetization dynamics in metallic multilayers ». en. In : *Physical Review B* 66.22 (déc. 2002). DOI : 10.1103/PhysRevB.66.224403.
- [157] Yaroslav TSERKOVNYAK, Arne BRATAAS et Gerrit E. W. BAUER. « Enhanced Gilbert Damping in Thin Ferromagnetic Films ». en. In : *Physical Review Letters* 88.11 (fév. 2002). DOI : 10.1103/PhysRevLett.88.117601.
- [158] S. MIZUKAMI, Y. ANDO et T. MIYAZAKI. « Effect of spin diffusion on Gilbert damping for a very thin permalloy layer in Cu/permalloy/Cu/Pt films ». en. In : *Physical Review B* 66.10 (sept. 2002). DOI : 10.1103/PhysRevB.66.104413.
- [159] Bret HEINRICH et al. « Dynamic Exchange Coupling in Magnetic Bilayers ». en. In : *Physical Review Letters* 90.18 (mai 2003). DOI : 10.1103/PhysRevLett.90.187601.
- [160] Yaroslav TSERKOVNYAK et al. « Nonlocal magnetization dynamics in ferromagnetic heterostructures ». In : *Reviews of Modern Physics* 77.4 (2005), p. 1375.
- [161] E. ŠIMÁNEK et B. HEINRICH. « Gilbert damping in magnetic multilayers ». en. In : *Physical Review B* 67.14 (avr. 2003). DOI : 10.1103/PhysRevB.67.144418.
- [162] Jyotirmoy CHATTERJEE et al. « Enhanced annealing stability and perpendicular magnetic anisotropy in perpendicular magnetic tunnel junctions using W layer ». en. In : *Applied Physics Letters* 110.20 (mai 2017), p. 202401. DOI : 10.1063/1.4983159.
- [163] O. BENAMARA et al. « Growth of Co ultrathin films on MgO(001) ». en. In : *Journal of Crystal Growth* 312.9 (avr. 2010), p. 1636–1644. DOI : 10.1016/j.jcrysgro.2010.02.001.
- [164] M.J.M. PIRES et al. « Four-fold magnetic anisotropy in a Co film on MgO(001) ». en. In : *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 323.6 (mar. 2011), p. 789–793. DOI : 10.1016/j.jmmm.2010.10.045.
- [165] E. A. OWEN et D. Madoc JONES. « Effect of grain size on the crystal structure of cobalt ». In : *Proceedings of the Physical Society. Section B* 67.6 (1954), p. 456.
- [166] B. W. LEE et al. « Surface structures of the two allotropic phases of cobalt ». In : *Physical Review B* 17.4 (1978), p. 1510.
- [167] Raquel LIZÁRRAGA et al. « First Principles Theory of the hcp-fcc Phase Transition in Cobalt ». In : *Sci Rep* 7 (juin 2017). DOI : 10.1038/s41598-017-03877-5.

- [168] D. C. WORLEDGE et P. L. TROUILLOUD. « Magnetoresistance measurement of unpatterned magnetic tunnel junction wafers by current-in-plane tunneling ». en. In : *Applied Physics Letters* 83.1 (juil. 2003), p. 84–86. DOI : 10.1063/1.1590740.
- [169] K. SHIMAZAWA et al. « Electrical breakdown of the magnetic tunneling junction with an AlO_x barrier formed by radical oxidation ». en. In : *Journal of Applied Physics* 87.9 (mai 2000), p. 5194–5196. DOI : 10.1063/1.373292.
- [170] William H BUTLER. « Tunneling magnetoresistance from a symmetry filtering effect ». en. In : *Science and Technology of Advanced Materials* 9.1 (jan. 2008), p. 014106. DOI : 10.1088/1468-6996/9/1/014106.
- [171] N. PERRISSIN et al. « Highly thermally stable sub-20nm magnetic random-access memory based on perpendicular shape anisotropy ». In : *ArXiv e-prints* (mar. 2018). arXiv : 1803.02663 [cond-mat.mtrl-sci].
- [172] Y. OHSAWA et al. « Precise Damage Observation in Ion-Beam Etched MTJ ». In : *IEEE Transactions on Magnetics* 52.7 (juil. 2016), p. 1–3. DOI : 10.1109/TMAG.2015.2512588.
- [173] E. P. WOHLFARTH. « A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys ». In : *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* 240.826 (1948), p. 599–642.
- [174] Alex HUBERT et Rudolf SCHÄFER. *Magnetic Domains : The Analysis of Magnetic Microstructures*. en. Berlin Heidelberg : Springer-Verlag, 1998.
- [175] W. WERNSDORFER et al. « Experimental Evidence of the Néel-Brown Model of Magnetization Reversal ». In : *Physical Review Letters* 78.9 (mar. 1997), p. 1791.
- [176] André THIAVILLE. « Extensions of the geometric solution of the two dimensional coherent magnetization rotation model ». In : *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 182.1-2 (1998), p. 5–18.
- [177] André THIAVILLE. « Coherent rotation of magnetization in three dimensions : A geometrical approach ». In : *Physical Review B* 61.18 (2000), p. 12221.
- [178] Luc THOMAS et al. « Quantifying data retention of perpendicular spin-transfer-torque magnetic random access memory chips using an effective thermal stability factor method ». en. In : *Applied Physics Letters* 106.16 (avr. 2015), p. 162402. DOI : 10.1063/1.4918682.
- [179] Erwan GAPIHAN. « Mémoire magnétique à écriture assistée thermiquement à base de FeMn ». fr. Thèse de doct. Université Grenoble Alpes, jan. 2011.

Sigles et abréviations

Sigle	Signification	Page
AFM	<i>Atomic Force Microscopy</i> - Microscope à force atomique	-
AP	AntiParallèle; deux couches dont les aimantations sont orientées antiparallèlement	-
BE	<i>Bottom Electrode</i> - Electrode inférieure (Fig. 4.1)	p. 82
BL	<i>Bottom Layer</i> - Multicouche du bas [Co(0,5)/Pt(0,25)] _m du SAF	p. 56
CIPT	<i>Current-In-Plane Tunneling</i> - Courant-dans-le-plan tunnel	-
CPW	<i>CoPlanar Waveguide</i> - Guide d'onde coplanaire (Fig. 5.1)	p. 109
DW	<i>Domain Wall</i> - Paroi de domaine, sous-entendu entre 2 domaines magnétiques	p. 33
e-beam	Sous-entendu <i>e-beam lithography</i> - Lithographie électronique	-
FM	<i>Ferromagnetic Metal</i> - Métal ferromagnétique	-
FMR	<i>FerroMagnetic Resonance</i> - Résonance ferromagnétique	-
FL	<i>Free Layer</i> - Couche libre ou couche de stockage	p. 56
GMR	<i>Giant MagnetoResistance</i> - Magnétorésistance géante	p. 9
GS	<i>Ground State</i> - Etat de plus basse énergie	p. 30
I	<i>Isolator</i> - Isolant électrique	-
IBE	<i>Ion Beam Etching</i> - Gravure par faisceau d'ions	p. 85
IoT	<i>Internet of Things</i> - Internet des objets	p. vii
IR	Infrarouge	-
LLG	Landau, Lifshitz et Gilbert (Eq. 1.13)	p. 7
LLGS	Landau, Lifshitz, Gilbert et Slonczewski (Eq. 1.22)	p. 14
MEB	Microscope Electronique à Balayage	-
MEP	<i>Minimum Energy Path</i> - Chemin de plus basse énergie	p. 31
MES	<i>Maximum Energy State</i> - Etat de plus haute énergie, sous-entendu le long du MEP	p. 31
MET	Microscope Electronique à Transmission	-
MRAM	<i>Magnetic RAM</i> - RAM magnétique.	p. 15
MTJ	<i>Magnetic Tunnel Junction</i> - Jonction tunnel magnétique	p. 10

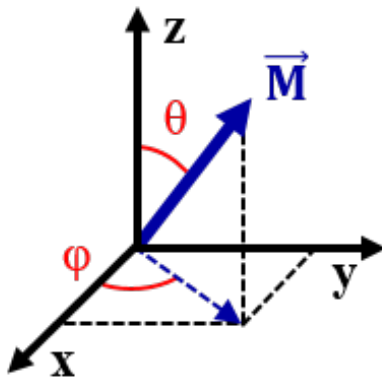
NM	<i>Normal Metal</i> - Métal normal, sous-entendu non magnétique	-
p.	Perpendiculaire, sous-entendu au plan de croissance des couches	-
P.	Parallèle; deux couches dont les aimantations sont orientées parallèlement	-
PSA	<i>Perpendicular Shape Anisotropy</i> - Anisotropie de forme perpendiculaire.	p. 23
PTA	Plateforme de Technologie Amont; salle blanche de classe 1000 ou ISO 6 installée sur le site Minatec de Grenoble	-
φ100	Plaque de silicium de 100 mm de diamètre	-
SIMS	<i>Secondary Ion Mass Spectrometry</i> - Spectrométrie de masse à ionisation secondaire	-
RAM	<i>Random-Access Memory</i> - Mémoire à accès aléatoire ou mémoire vive	-
RAM ₄	Nom du procédé de fabrication des MRAM à SPINTEC (2018)	-
RF	Radio-fréquence	-
RIE	<i>Reactive Ion Etching</i> - Gravure ionique réactive	-
RKKY	Ruderman, Kittel, Kasuya et Yosida	p. 6
SAF	<i>Synthetic AntiFerromagnet</i> - Antiferroaimant synthétique	p. 6
STT	<i>Spin Transfer Torque</i> - Couple de transfert de spin	p. 12
TL	<i>Top Layer</i> - Multicouche du haut du SAF + couche de référence [Co(0,5)/Pt(0,25)] _n /Co(0,5)/Ta(0,3)/FeCoB(1,3)	p. 56
TE	<i>Top Electrode</i> - Electrode supérieure (Fig. 4.1)	p. 82
TMR	<i>Tunneling MagnetoResistance</i> - Magnétorésistance tunnel	p.10
UV	Ultraviolet	-
VSM	<i>Vibrating-Sample Magnetometer</i> - Magnétomètre à échantillon vibrant	-
↑	Aimantation orientée selon les champs positifs	-
↓	Aimantation orientée selon les champs négatifs	-

Symboles mathématiques

Symb.	Unité	Signification	Page
a, b, c	∅	Constantes introduites pour alléger les calculs (Eq. 3.2)	p. 68
$a_{ }$	$T.V^{-1}$	Coefficient de STT dans le plan (Eq. 1.20)	p. 14
A	m^2	Surface	-
A_{ex}	$J.m^{-1}$	Constante de rigidité d'échange (Eq. 1.2)	p. 3
α	∅	Amortissement magnétique ou amortissement de Gilbert	p. 7
Δ	∅	Stabilité thermique (Fig. 1.10)	p. 17
		⇒ Cas d'une PSA-MRAM (Eq. 2.6)	p. 27
Δ^∞	∅	Stabilité thermique dans la limite $L \rightarrow \infty$ (Eq. 2.12)	p. 36
ΔH_{pp}	$A.m^{-1}$	Largeur pic à pic en champ (FMR, Eq. 5.3)	p. 109
ΔH_0	$A.m^{-1}$	Elargissement inhomogène (FMR, Eq. 5.3)	p. 109
e	A.s	Charge élémentaire : $ e \simeq 1.610^{-19}$ A.s	-
E_{ani}	J	Energie d'anisotropie magnétocristalline (Eq. 1.3)	p. 4
E_b	J	Energie de barrière (Fig. 1.10)	p. 17
E_{dem}	J	Energie démagnétisante (Eq. 1.8)	p. 6
E_{ex}	J	Energie d'échange (Eq. 1.2)	p. 3
E_{RKKY}	J	Energie RKKY (Eq. 1.9)	p. 6
E_{th}	J	Energie thermique : $E_{th} = k_B T$	-
E_{tot}	J	Energie de Gibbs	p. 3
E_{zeem}	J	Energie de Zeeman (Eq. 1.5)	p. 4
η	∅	Polarisation en spin (Eq. 1.18)	p. 11
g	∅	Facteur de Landé de l'électron libre : $ g \simeq 2$	-
GMR	∅	Magnétorésistance géante (Eq. 1.16)	p. 9
γ	$T.s^{-1}$	Facteur gyromagnétique de l'électron libre $\gamma = g\mu_B/\hbar$	-
\hbar	$J.s.rad^{-1}$	Constante de Planck réduite : $\hbar \simeq 1.0510^{-34}$ J.s.rad ⁻¹	-
\vec{H}_{app}	$A.m^{-1}$	Champ magnétique apparent (Eq. 1.6)	p. 5
H_c	$A.m^{-1}$	Champ coercitif	-

\vec{H}_{dip}	A.m^{-1}	Champ magnétique dipolaire (Eq. 1.6)	p. 5
\vec{H}_{eff}	A.m^{-1}	Champ magnétique effectif (Eq. 1.10)	p. 7
$H_{\text{a,eff}}$	A.m^{-1}	Champ d'anisotropie effectif (Eq. 2.4)	p. 26
\vec{H}_{ext}	A.m^{-1}	Champ magnétique extérieur (Eq. 1.5)	p. 4
\vec{H}_{dem}	A.m^{-1}	Champ magnétique démagnétisant (Eq. 1.8)	p. 6
I_{c0}	A	Courant d'écriture critique en DC (Eq. 1.23)	p. 14
J_{c0}	A.m^{-2}	Densité de courant d'écriture critique en DC (Eq. 2.14)	p. 39
J_{c1}	A.m^{-2}	Densité de courant d'écriture critique réduite en DC (Eq. 2.15)	p. 39
J_{RKKY}	J.m^{-2}	Constante de couplage RKKY (Eq. 1.9)	p. 6
k_{B}	J.K^{-1}	Constante de Boltzmann : $k_{\text{B}} \simeq 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$	-
k_{\parallel}	\emptyset	Axe facile de l'astroïde de révolution (Fig. 5.10)	p. 128
K_{eff}	J.m^{-3}	Constante d'anisotropie magnétocristalline effective (Eq. 1.4)	p. 4
K_{S}	J.m^{-2}	Constante d'anisotropie magnétocristalline de surface (Eq. 1.4)	p. 4
K_{u}	J.m^{-3}	Constante d'anisotropie magnétocristalline de volume (Eq. 1.4)	p. 4
L	m	Epaisseur	-
L_{crit}	m	Longueur critique - domaine de validité du macrospin (Fig. 2.7.f)	p. 36
L_{opti}	m	Epaisseur optimale d'une PSA-MRAM (Eq. 3.5)	p. 68
L_{DW}^0	m	Longueur de la DW dans la limite d'un cylindre d'épaisseur $L \rightarrow 0$ (Eq. 2.13)	p. 37
L_{DW}^{∞}	m	Longueur de la DW dans la limite d'un cylindre d'épaisseur $L \rightarrow \infty$ (Eq. 2.12)	p. 36
λ_{ex}	m	Longueur d'échange (Eq. 2.1)	p. 26
λ_{B}	m	Longueur de Bloch (Eq. 2.1)	p. 26
m_{e}	kg	Masse de l'électron : $m_{\text{e}} \simeq 9.110^{-31} \text{ kg}$	-
\vec{m}	\emptyset	Aimantation réduite (vecteur unitaire) : $\vec{m} = \vec{M}/M_{\text{S}}$	p. 3
\vec{M}	A.m^{-1}	Vecteur aimantation : $\vec{M} = M_{\text{S}} \vec{m}$	p. 3
M_{eff}	A.m^{-1}	Aimantation effective (Eq. 5.1)	p. 108
M_{S}	A.m^{-1}	Aimantation à saturation	-
$M_{\text{S}}^{\text{opti}}$	A.m^{-1}	Aimantation à saturation optimale d'une PSA-MRAM (Eq. 3.6)	p. 69
μ_0	T.m.A^{-1}	Perméabilité magnétique du vide : $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ T.m.A}^{-1}$	-
μ_{B}	J.T^{-1}	Magnéton de Bohr : $\mu_{\text{B}} = e\hbar/2m_{\text{e}}$	-
$\vec{\mu}_{\text{S}}$	J.T^{-1}	Moment magnétique de spin : $\vec{\mu}_{\text{S}} = g \mu_{\text{B}} \vec{S}$	-
\bar{N}	\emptyset	Tenseur démagnétisant : $\bar{N} = \text{Diag}(N_{\text{xx}}, N_{\text{yy}}, N_{\text{zz}})$ (Eq. 1.7)	p. 5
		\Rightarrow Cas d'une PSA-MRAM (Eq. 2.5)	p. 27
N_{rep}	\emptyset	Nombre de répétitions de la multicouche Co/Pt du SAF	-

R	Ω	Résistance	-
RA	$\Omega \cdot \mu\text{m}^2$	Produit $R_P \times A$	-
ρ	\emptyset	Rapport de forme : $\rho = L/D$	-
\vec{s}	\emptyset	Moment cinétique de spin réduit : $\vec{s} = \vec{S} / \hbar$	-
\vec{S}	J.s	Moment cinétique de spin de l'électron	-
T	K	Température	-
T_c	K	Température de Curie	-
TMR	\emptyset	Magnétorésistance tunnel (Eq. 1.17)	p. 10
τ_p	s	Temps d'impulsion	-
θ	rad	Angle entre un vecteur et l'axe z en coordonnée sphérique (Fig. 2.1)	p. 26
V	m^3	Volume	-
V_{c0}	V	Tension d'écriture critique en DC (Eq. 2.14)	p. 39
V_c^{prec}	V	Tension d'écriture critique en AC en régime précessionnel (Eq. 3.11)	p. 75
V_c^{th}	V	Tension d'écriture critique en AC en régime activé thermiquement (Eq. 3.10)	p. 75
z_{STT}	m	Longueur de décroissance exponentielle du STT le long de l'axe z	-



Ci-contre les conventions du repère sphérique utilisées tout au long du manuscrit (reproduction de la Fig. 2.1, p. 26).

Matériaux / Simulations

Ci-dessous la liste des alliages magnétiques et leurs abréviations présents dans la machine de dépôt par pulvérisation cathodique de SPINTEC.

FeCoB	→	Fe ₇₂ Co ₈ B ₂₀
FeCoBVCr	→	Fe ₅₄ Co ₁₃ B ₂₀ V ₈ Cr ₇
CoFeB	→	Co ₆₄ Fe ₁₆ B ₂₀
Py	→	Ni ₈₀ Fe ₂₀
Co	→	Co

Ci-dessous la liste des valeurs des paramètres matériaux utilisés lors de l'ensemble des simulations de ce manuscrit.

Matériau	Paramètre	Valeur	Référence
Fe	M _S (A/m)	1,714 10 ⁶	[106]
	A _{ex} (J/m)	20 10 ⁻¹²	[107]
	α	7,0 10 ⁻³	-
Co	M _S (A/m)	1,446 10 ⁶	[106]
	A _{ex} (J/m)	30 10 ⁻¹²	[108]
	α	7,0 10 ⁻³	-
Ni	M _S (A/m)	0,489 10 ⁶	[106]
	A _{ex} (J/m)	8 10 ⁻¹²	[109]
	α	7,0 10 ⁻³	-
Ni₈₀Fe₂₀ (Py)	M _S (A/m)	0,756 10 ⁶	[110]
	A _{ex} (J/m)	8 10 ⁻¹²	[111]
	α	7,0 10 ⁻³	-
Fe₇₂Co₈B₂₀ (FeCoB) dans MgO/FeCoB/Ta	M _S (A/m)	1,0 10 ⁶	Résultats FMR (chapitre 5)
	K _S (J/m ²)	1,4 10 ⁻³	

Résumé

La plupart des efforts de développements actuels des STT-MRAM est centrée sur des jonctions tunnels magnétiques à aimantation hors du plan. Les derniers empilements mis au point utilisent avantageusement l'anisotropie perpendiculaire induite aux interfaces magnétiques métal / oxydes, qui permet de réconcilier la forte anisotropie demandée pour assurer une rétention suffisante de la mémoire ainsi qu'une faible densité de courant de retournement STT grâce au couplage spin-orbite faible. Cependant, pour des cellules mémoire de taille inférieure à 20 nm, il est difficile d'atteindre une rétention de 10 ans à 100°C en utilisant uniquement l'anisotropie interfaciale. Pour augmenter encore plus l'anisotropie magnétique, ceci impose l'utilisation de couches magnétiques de CoFeB ultraminces (épaisseur inférieure à 1.4nm) qui présentent un coefficient d'amortissement Gilbert augmenté ainsi qu'une magnétorésistance tunnel TMR réduite. Pour des nœuds technologiques inférieurs à 20 nm, des nouveaux matériaux présentant une forte anisotropie magnétocristalline et faible coefficient d'amortissement doivent être trouvés. De plus, l'anisotropie interfaciale est très sensible aux propriétés structurales et chimiques aux interfaces entre les métaux magnétiques et la barrière tunnel de MgO. Avec des techniques de nanofabrication conventionnelles, ces interfaces peuvent être endommagées durant notamment l'étape de gravure, ce qui conduit à une variabilité importante cellule à cellule. Pour résoudre ce genre de problèmes pour des cellules STT-MRAM de tailles très petites, nous proposons l'utilisation d'empilements jonctions tunnel magnétiques dans lesquels l'anisotropie de la couche de stockage est contrôlée uniquement par son anisotropie de forme hors du plan. Ceci donne notamment une couche de stockage de forme cylindrique avec un aspect de forme suffisamment large (épaisseur / diamètre environ > 1). De cette façon, pour des raisons purement magnétostatiques, l'aimantation de la couche de stockage sera orientée perpendiculairement au plan de la cellule. Dans cette approche, la géométrie planaire classique des couches minces est ainsi remplacée par une géométrie tridimensionnelle. Cette approche innovante a plusieurs avantages : (i) elle génère une source fiable et robuste d'anisotropie perpendiculaire, beaucoup moins sensible aux défauts de structure et aux fluctuations thermiques; (ii) permet d'utiliser des matériaux connus et facile à croître, avec des coefficients d'amortissement faible, comme le Permalloy, en combinaison avec du CoFeB aux interfaces avec la barrière tunnel de MgO et (iii) donne une approche miniaturisable, même à des diamètres sub-10 nm, car le même matériau peut être utilisé pour des nœuds technologiques très petits.

Mots clés : STT-MRAM, anisotropie de forme perpendiculaire, Miniaturisation.

Abstract

Most of the actual STT-MRAM development effort is nowadays focused on out-of-plane magnetized MTJ taking advantage of the perpendicular magnetic anisotropy (PMA) arising at magnetic metal/oxide interface. This interfacial anisotropy allows conciliating large anisotropy required to insure a sufficient retention of the memory together with low switching current density thanks to weak spin-orbit coupling. However this PMA is too weak to insure 10 year retention up to 100°C in sub-20 nm devices. For deeply sub-20 nm nodes, new materials with large bulk PMA and low damping still have to be found. Furthermore, because this PMA is an interfacial effect, it is very sensitive to the structural and chemical properties of the magnetic metal/MgO interfaces contributing to dot to dot variability. To solve these problems in very small feature size STT-MRAM, we propose a totally novel approach: use MTJ stacks in which the storage layer anisotropy is uniquely controlled by its out-of-plane shape anisotropy i.e. by giving the storage layer a cylindrical shape with large enough aspect ratio (thickness / diameter typically > 1). In such structure, for purely magnetostatic reasons, the storage layer magnetization lies out-of-plane. With this approach, the geometry of conventional 2D thin layers is thus replaced by a 3D geometry. This innovative approach had several advantages: (i) it creates a strong and robust source of perpendicular anisotropy, much less sensitive to interfacial defects and thermal fluctuations; (ii) allows the use of well-known materials with mastered growth and low magnetic damping, such as Permalloy in combination with FeCoB at the interface of the MgO tunnel barrier and (iii) yields to an extreme scalability of the memory point, down to the sub-10 nm node, as the same materials can be used at very low nodes.

Key words: STT MRAM, perpendicular shape anisotropy, Ultimate scalability.