



**HAL**  
open science

# Mémoire magnétique à écriture assistée thermiquement à base de FeMn

Erwan Gapihan

► **To cite this version:**

Erwan Gapihan. Mémoire magnétique à écriture assistée thermiquement à base de FeMn. Autre [cond-mat.other]. Université de Grenoble, 2011. Français. NNT : 2011GRENY002 . tel-00623040

**HAL Id: tel-00623040**

**<https://theses.hal.science/tel-00623040>**

Submitted on 13 Sep 2011

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

## THÈSE

Pour obtenir le grade de

## DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Physique**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

**Erwan Gapihan**

Thèse dirigée par **Bernard Dieny**

préparée au sein du **Laboratoire SPINTEC**  
dans l'**École Doctorale de Physique de Grenoble**

# Mémoire magnétique à écriture assistée thermiquement à base de FeMn

Thèse soutenue publiquement le **11 janvier 2011**,  
devant le jury composé de :

**Ahmad Bsiesy**

Professeur UJF, CNRS / LTM Grenoble, Président

**Sebastian Volz**

Directeur de Recherche, CNRS / EM2C, Ecole Centrale, Rapporteur

**Stéphane Mangin**

Professeur de l'Université Henry Poincaré Nancy, LPM, Rapporteur

**Claude Fermon**

Chercheur CEA, CEA Saclay / SPEC, Membre

**Ken Mackay**

R&D Manager, Crocus Technology, Membre

**Bernard Dieny**

Directeur de Recherche CEA, SPINTEC, Directeur de thèse





# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>5</b>
<b>Contexte</b>	<b>7</b>
<b>1 Introduction</b>	<b>9</b>
1.1 Couche mince ferromagnétique . . . . .	10
1.1.1 Métal ferromagnétique . . . . .	10
1.1.2 Anisotropie magnétique . . . . .	11
1.1.3 Retournement cohérent de l'aimantation . . . . .	12
1.2 Jonction Tunnel magnétique . . . . .	14
1.2.1 Le modèle de Jullière . . . . .	15
1.3 Couplages en nano magnétisme . . . . .	18
1.3.1 L'interaction RKKY . . . . .	18
1.3.2 Le champ d'échange Ferro / Antiferromagnétique (FM/AF) . . . . .	19
1.4 Mémoires, RAM et MRAM . . . . .	21
1.4.1 Mémoires volatiles . . . . .	21
1.4.2 Mémoires non-volatiles . . . . .	22
1.4.3 Les mémoires non-volatiles alternatives . . . . .	23
1.4.4 MRAM . . . . .	24
1.5 Objectifs de thèse . . . . .	30
<b>2 Etude du chauffage dans les MRAM assistées thermiquement</b>	<b>31</b>
2.1 Échantillon et instrumentation . . . . .	31
2.1.1 Les échantillons . . . . .	31
2.2 Les méthodes de caractérisation . . . . .	34
2.2.1 Le montage expérimental . . . . .	34
2.2.2 Caractérisation simple de l'écriture TAS . . . . .	34
2.2.3 Caractérisation avancée de l'écriture TAS et moyennage . . . . .	36
2.2.4 Comparaison des deux méthodes de mesure . . . . .	38
2.2.5 Distribution d'écriture entre JTM . . . . .	41
2.3 Les variations de densité de puissance d'écriture . . . . .	42
2.3.1 Dépendance de la température de blocage en fonction de la durée de l'impulsion . . . . .	42
2.3.2 Effet de la taille latérale . . . . .	44
2.3.3 Dépendance suivant la polarité des impulsions . . . . .	46
2.4 Simulation thermique d'une TA-MRAM . . . . .	48
2.4.1 Modèle 1D de l'équation de diffusion de la chaleur . . . . .	49
2.4.2 Résolution 3D de l'équation de diffusion de la chaleur avec Femlab . . . . .	50

2.4.3	Simulation de l'effet de la taille latérale . . . . .	52
2.4.4	Simulation en fonction de la polarité des impulsions . . . . .	56
2.4.5	Autre type de chauffage . . . . .	57
2.5	Conclusion . . . . .	59
<b>3</b>	<b>Développement de MRAM assistée thermiquement à base de FeMn avec un champ magnétique d'écriture minimal</b>	<b>61</b>
3.1	Étude préliminaire du FeMn . . . . .	61
3.1.1	Pourquoi le FeMn? . . . . .	61
3.1.2	Bicouche ferromagnétique/antiferromagnétique . . . . .	62
3.1.3	Mesure de température de blocage sur des vanes de spin . . . . .	63
3.2	Développement des premières jonctions tunnel magnétiques à base de FeMn . . . . .	64
3.2.1	Densité de puissance en fonction de l'épaisseur de FeMn . . . . .	65
3.2.2	Comparaison entre des jonctions utilisant de l'IrMn ou du FeMn . . . . .	66
3.2.3	Étude de l'écriture en fonction du champ magnétique appliqué . . . . .	67
3.3	Optimisation de la couche ferromagnétique de stockage pour minimiser le champ d'écriture . . . . .	69
3.3.1	Développement d'une nouvelle couche de stockage . . . . .	69
3.4	Conclusion . . . . .	78
<b>4</b>	<b>La gravure IBE de points mémoires magnétiques</b>	<b>81</b>
4.1	La technique de gravure par plasma : IBE . . . . .	81
4.2	Étude des redépôts en fonction de l'angle de gravure . . . . .	83
4.3	Uniformité . . . . .	84
4.4	Gravure d'une jonction tunnel magnétique . . . . .	87
4.4.1	La détection SIMS . . . . .	88
4.4.2	La gravure de pilier magnétique . . . . .	88
4.4.3	Ajustement des temps de gravure et résultats électrique . . . . .	90
4.5	Conclusion . . . . .	93
	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>95</b>
	<b>A Détails du process réalisé sur wafers 50/100 mm</b>	<b>97</b>
	<b>B Détails du process de Crocus Technology</b>	<b>103</b>
	<b>Glossaire</b>	<b>105</b>

# Remerciements

Manuscrit rédigé, oral soutenu, il est maintenant temps de clôturer trois années de travail en écrivant ces quelques lignes de remerciements. Sachant que cette page sera très certainement la plus lue, je vais tâcher ici de penser à toutes les personnes qui m'ont marqué pendant cette thèse.

Je tiens tout d'abord à remercier chaleureusement Bernard Dieny, mon directeur de thèse, qui a toujours su apporter ses remarques scientifiques pertinentes au bon moment. Sa grande expérience et sa culture scientifique savent transformer n'importe quelle première version d'article en petite merveille : « il vaudrait mieux évoquer des problèmes de distorsion micro-magnétique associés à la forme ronde (C state, vortex...) ». Toujours à Spintec, je remercie également Ricardo qui a encadré ce travail de thèse, OK.

Je tiens aussi à exprimer ma reconnaissance à Jean-Pierre Nozières pour les nombreuses expériences à l'étranger qui m'ont permis de m'immerger dans le monde de la micro-électronique. J'ai beaucoup appris à chacun de ces voyages. Merci également pour ta bonne humeur, ta gentillesse et ton aide.

Coté Crocus, je remercie « l'équipe dépôt » avec Lucian, Marco, Céline et Clarisse pour la maîtrise de la Singulus et pour l'expertise incontestable dans la caractérisation des empilements magnétiques. A différents moments de ma thèse, Lucian a été un vrai repère qui m'a permis de flécher les différentes pistes à explorer. Il a toujours montré un fort intérêt pour mes travaux et a été de bon conseil, merci. Je souhaite également remercier Ken, pour ces discussions toujours passionnantes qui en général arrivent lorsque vous venez d'aller chercher votre repas du midi et qui font que votre long-bacon et votre grande frite refroidissent et se ramollissent. Damned ! J'ai aussi sincèrement apprécié que tu participes à mon jury de thèse. A Crocus, je remercie également le grand amateur de whiskey Lucien, notre métalleux en tee-shirt noir Yann (Cannibalism is not a crime?), Virgile le plus métro-sexuel de Crocus et Jean-Pascal pour toutes ses petites histoires croustillantes. Un grand merci également à Corinne et Nathalie pour l'aide dans les différentes tâches administratives.

Je continuerai en remerciant mes deux correcteurs de l'ombre, Jérémy Alvarez-Hérault (JAH) et Sébastien Bandiera qui ont bien voulu relire et corriger la totalité de mon manuscrit dans de très courts délais. Sans eux, je n'aurais jamais réussi à soutenir dans les temps. Qu'ils soient convaincus de ma sincérité.

Une spéciale Kas-dédie à Jérémy (le dieu JAH) qui a égaillé chacune de mes journées de boulot. Nous avons quelques coups de maître à notre actif comme la réalisation d'un avion en papier de 1 m 50, d'une arche en carton au-dessus de notre porte ou encore d'une cible de lancer de coupe papier. Merci pour ces bons moments... « Ouais, j'saiis ».

Je remercie également ce groupe de punk Cubain « Porno para Ricardo » d'avoir ensoleillé mes années de thèse. Steeve McQueen et Paul Newman qui ne m'ont pas du tout aidé pour cette thèse, mais beaucoup dans d'autres domaines. Au même niveau, je remercie mes potos de Rennes : Nico, KLu, Pinot, Blouc 182, Julie, Amélie et Denis. Bah pareil. . .

Au cours de cette thèse j'ai eu la chance de travailler au sein de la salle blanche PTA qui été mon premier pas dans la micro-électronique. De nombreuses personnes ont alors directement contribué à mon apprentissage et mon perfectionnement des différentes techniques de micro-fabrication. Je pense tout d'abord à Marie-Thérèse (c'est les chiffres pairs ou les chiffres impairs) qui m'a transmis une partie de ses petites astuces. Je remercie également Tibo, Jean-Luc, Perrine (*alias* Poups 88), Marlène (Brando?) & Marie (M& Ms), Helge, Fred (Salut Fred!, sans contrepèterie. . .) Un grand merci également à Laurent Villa qui a réalisé toutes les lithographies électroniques de mes échantillons. Je remercie aussi chaleureusement Alain Persico de m'avoir montré les ficelles de cette IBE Nordiko. Merci également pour ta disponibilité.

Many thanks to the former US process team : Jason, thank you for Giants game, I really spend a great time in California. Jong, Dafna, Khalil, Mike, Venus, Setu, thanks a lot to all of you for sharing your experience with me.

During almost one year, I was very glad to work with Jong Shin. He taught me a lot about the semiconductor industry, more than a colleague you were a guide for me. BTW, I hope I'm not the first one who taught you "Putainnn".

Todah rabah Yibat, it was a real pleasure to work with you in Tower and I'm glad to join you soon. Prepare some "sentence of the day" in advance!

Toujours coté boulot, je tiens à remercier tout le laboratoire Spintec pour avoir fait de ce lieu de travail un endroit agréable. Chez les permanents, merci à : Philippe (Monsieur Geek), Gilles (et ces lunettes de travers), Stéphane, Jérôme (le Dean Moriarty de Spintec), Vincent, Claire, Eric, Guillaume (je ne dirai rien sur nos pauses secrètes), Daria, Rachel et Catherine. Merci surtout aux stagiaires, thésards et post-doc : Maria (samba!), Seb (Que la TMR soit avec toi!), Dimitri, Kéké, Nico alias Sushi (merci pour tes imitations), Marthe, Julien, Emilie, Anaïs, Yasmina, . . .

Je remercie également mes parents pour avoir traversé la France pour assister à ma soutenance de thèse. Et enfin, je remercie Elodie qui s'est toujours bien occupé de moi en trois ans (c'est long!), malgré une tentative d'assassinat au sachet détartrant pour bouilloire.

Fait en L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X.

# Contexte

La microélectronique a connu de forts progrès depuis ces vingt dernières années, notamment grâce à une nette amélioration des procédés de lithographie et de l'élaboration de couches minces. Ce contrôle de l'infiniment petit a permis l'apparition d'une nouvelle discipline à l'interface entre le magnétisme et la microélectronique : l'électronique de spin. Cette discipline est en plein essor depuis la découverte du phénomène de magnétorésistance géante en 1988 qui a donné lieu à une première génération de capteurs magnétiques alors utilisée dans les têtes de lecture des disques durs. Une seconde génération de têtes de lecture, se basant cette fois-ci sur la magnétorésistance tunnel, a ensuite été utilisée permettant ainsi une forte augmentation des densités de stockage d'information. C'est avec cette découverte de la magnétorésistance tunnel que commence l'aventure des mémoires magnétiques à accès aléatoire, ou MRAM. L'industrie n'a alors pas tardé à développer une telle mémoire. Motorola (devenue Freescale, puis Everspin) est la première à commercialiser une MRAM en 2003 [1] [2], avec une technique d'écriture (Toggle-MRAM) qui utilise deux lignes de champ magnétique, mais montre néanmoins des limites. La start-up grenobloise Crocus Technology propose quant à elle un mode d'écriture nouveau qui permet de s'affranchir de ces limitations et permet une écriture avec une seule ligne de champ, c'est la MRAM avec une écriture assistée thermiquement (TA-MRAM). Plus récemment, la prédiction théorique de la possibilité de contrôler l'aimantation d'un matériau par un courant polarisé en spin a donné naissance au concept de mémoires magnétiques ne nécessitant pas de champ externe pendant l'écriture. On comprend donc que les MRAM n'ont pas fini de susciter un grand intérêt du point de vue fondamental comme applicatif.

Cette thèse CIFRE entre le laboratoire Spintec et la start-up Crocus Technology, est dédiée à l'étude des TA-MRAM dans le but de rendre cette technologie plus compétitives face à ses nombreux concurrents. Ce travail est plus précisément consacré à la compréhension de la physique liée au blocage (déblocage) de la direction d'aimantation de la couche ferromagnétique de la couche de stockage par un matériau antiferromagnétique. Jusqu'à maintenant la couche antiferromagnétique utilisée était de l'IrMn. Nous verrons que l'utilisation de FeMn permet de diminuer la consommation globale de la mémoire.

Aussi le chapitre 1 détaille de manière simple et succincte les différents concepts clés mis en jeu dans les TA-MRAM. Nous discuterons des premières générations de MRAM et nous présenterons la compétition qui règne entre les différents types de mémoires déjà présentes sur le marché ainsi que les futures mémoires alternatives.

Le chapitre 2 détaille les méthodes de caractérisation dynamique des TA-MRAM. Nous discuterons des mécanismes de chauffage et des différences observées lorsque l'on compare des échantillons entre eux. Ce chapitre confrontera également des mesures électriques avec des simulations thermiques.



Dans le chapitre 3, sera présenté le développement et l'étude de TA-MRAM utilisant du FeMn pour piéger la direction de l'aimantation de la couche de stockage. Nous déterminerons alors les limitations des premiers échantillons développés pour pouvoir créer de nouveaux échantillons optimisés. Nous montrerons alors que l'utilisation de FeMn permet de diminuer la consommation globale d'énergie de cette mémoire.

Enfin, la gravure de point mémoire sera étudiée dans le chapitre 4 afin de donner les clefs de fabrication d'une MRAM.

# Chapitre 1

## Introduction

*"Je suis voyageur et marin, c'est-à-dire un menteur et un imbécile, aux yeux de cette classe d'écrivains paresseux et superbes qui, dans l'ombre de leur cabinet, philosophent à perte de vue sur le monde et ses habitants, et soumettent impérieusement la nature à leur imagination. Procédé bien singulier, bien inconcevable de la part de gens -qui, n'ayant rien observé par eux-mêmes, n'écrivent, ne dogmatisent que d'après des observations empruntées dans ces mêmes voyageurs auxquels ils refusent la faculté de voir et de penser".*

Louis Antoine de Bougainville

## 1.1. COUCHE MINCE FERROMAGNÉTIQUE

Afin de pouvoir interpréter les résultats obtenus dans le présent manuscrit, nous allons présenter les principaux effets physiques. Nous aborderons tout d'abord les propriétés d'une couche mince magnétique, puis nous verrons les concepts d'électronique de spin au travers des jonctions tunnel magnétiques. Nous discuterons ensuite des différents couplages que l'on peut rencontrer dans ces jonctions. Enfin, nous verrons comment se placent les TA-MRAM dans le paysage des mémoires.

## 1.1 Couche mince ferromagnétique

### 1.1.1 Métal ferromagnétique

#### Origine du ferromagnétisme

Le spin de l'électron [3], combiné avec une charge électrique donne un petit dipôle magnétique qui génère un champ magnétique. Bien que l'on puisse visualiser un électron classiquement comme une boule électrique qui tourne sur elle-même, le spin est en fait une propriété quantique qui ce différencie de cette image classique par le fait qu'il existe deux quantités discrètes : up/down ( $\uparrow$  et  $\downarrow$ ). Le spin de l'électron dans les atomes est la source principale du ferromagnétisme, même s'il existe d'autres contributions venant du moment orbital angulaire autour du noyau dont l'analogie classique est une boucle de courant.

Néanmoins dans de nombreux matériaux (spécialement ceux dont la structure électronique est totalement remplie), le moment magnétique total est nul car il y a le même nombre de spin  $\uparrow$  et  $\downarrow$ . Seuls les atomes dont la structure électronique est partiellement remplie peuvent avoir un moment magnétique net. Quand ces petits dipôles magnétiques sont alignés dans la même direction, la somme de chaque champ magnétique individuel donne un moment magnétique mesurable macroscopiquement.

On appelle paramagnétisme quand ces dipôles tendent à s'aligner parallèlement sous l'effet d'un champ magnétique. Pour le ferromagnétisme, ces dipôles s'alignent spontanément parallèlement, même sans champ appliqué, ce qui est dû à un effet quantique (l'interaction d'échange).

#### L'interaction d'échange

Selon l'électromagnétisme classique, deux dipôles magnétiques voisins tendent à s'aligner dans des directions opposées pour que leurs champs magnétiques s'opposent et s'annulent. Cependant dans les matériaux ferromagnétiques, ils tendent à s'aligner dans la même direction [4]. Cela s'explique par un effet quantique appelé l'interaction d'échange.

De manière générale, selon la théorie développée par Heisenberg [5], l'énergie d'échange d'un système de  $N$  spins ( $\vec{S}_i$ ,  $i \in [1, N]$ ) couplés, peut être écrite de la forme :

$$E_{ex} = -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N J_{ij} (\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j) \quad (1.1)$$

où  $J_{ij}$  représente l'intégrale d'échange et  $\vec{S}_i$  représente le moment de spin du site  $i$ . Pour les matériaux ferromagnétiques la somme est positive pour deux sites adjacents ( $J_{i,i+1} + 1 > 0$ , et plus élevée que  $k_B T$ ) si bien que les spins sont alignés parallèlement. Comme le moment magnétique est directement relié au moment de spin, l'énergie d'échange ne permet dans ce cas qu'une

faible dispersion angulaire entre deux moments magnétiques adjacents. Nous ferons l'approximation du macrospin, c'est à dire que nous considérerons que cet écart peut être négligé et donc que les moments magnétiques du cristal ont un mouvement collectif. Cette hypothèse est d'autant plus vraie que les dimensions de l'objet magnétique se rapprochent de la longueur d'échange.

L'interaction d'échange est aussi responsable d'autres types d'ordre spontané entre les moments magnétiques des atomes comme dans les matériaux antiferromagnétiques et ferrimagnétiques (figure 1.1). Dans la plupart des ferromagnétiques, l'interaction d'échange est plus forte que le couplage dipôle-dipôle. Par exemple dans le fer, cette interaction est 1000 fois plus forte que l'interaction entre dipôles [6]. C'est pourquoi tous les dipôles d'un ferromagnétique seront alignés dans la même direction.

Lorsque la température augmente, l'agitation thermique rivalise avec la tendance du ferromagnétique à aligner ces dipôles. Quand la température atteint un certain point, appelé température de Curie ( $T_C$ ), le système n'a plus d'ordre ferromagnétique et devient paramagnétique

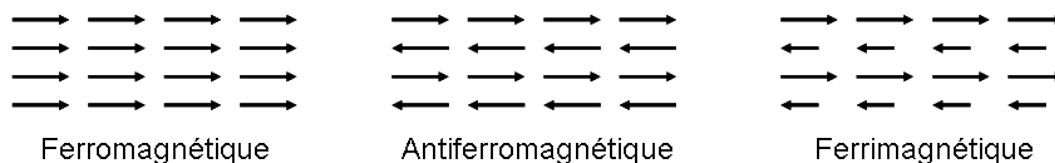


FIGURE 1.1 – Représentation schématique de matériaux ferromagnétique (interaction d'échange  $J > 0$ ), antiferromagnétique ( $J < 0$ ) et ferrimagnétique ( $J < 0$ ).

Dans les couches minces, les champs démagnétisant étant très importants dans la direction de la petite dimension et l'aimantation choisira donc de s'orienter dans le plan de la couche.

### 1.1.2 Anisotropie magnétique

Dans les couches minces, l'épaisseur des films varie de quelques plans atomiques à plusieurs dizaines de nanomètres, dimensions compatibles avec la portée des interactions d'échanges. L'idée est que la réduction des dimensions des métaux magnétiques suivant une direction en modifie ses propriétés. On voit donc l'apparition d'anisotropies magnétiques induites par les interfaces et des couplages magnétiques entre couches dans les multicouches magnétiques.

Nous avons vu précédemment que grâce à l'énergie d'interaction d'échange, un métal ferromagnétique possède tous ces moments magnétiques alignés dans la même direction, sans préciser quelle était cette direction. Dans un matériau cristallin, en raison du potentiel électrostatique (champ cristallin) dû à l'environnement, les électrons responsables du magnétisme ne peuvent plus occuper n'importe quelle orbitale comme pour un ion libre, d'où une anisotropie du moment cinétique orbital. L'anisotropie du moment magnétique total apparait alors par l'intermédiaire du couplage spin-orbite  $\vec{L} \cdot \vec{S}$  : c'est l'anisotropie magnétocristalline.

#### Anisotropie magnétocristalline

L'anisotropie magnétocristalline provient du couplage spin orbite qui est l'interaction entre un moment magnétique intrinsèque (le spin  $\vec{S}$ ) et le moment magnétique orbital ( $\vec{L}$ ). Elle est

### 1.1. COUCHE MINCE FERROMAGNÉTIQUE

la source principale d'anisotropie à l'échelle atomique, mais cette anisotropie reste généralement faible par rapport aux champs appliqués dans le cadre des mesures réalisées.

L'anisotropie magnétocristalline va donc dépendre des caractéristiques cristallographiques du métal. Ainsi selon la symétrie du réseau, l'anisotropie magnétocristalline peut être cubique, hexagonale, quadratique ou uniaxiale. On peut exprimer l'énergie anisotropie à l'aide d'un terme d'ordre deux qui ne fait intervenir qu'un seul axe de symétrie :

$$F = K \cdot \sin^2\theta \quad (1.2)$$

Avec  $K$  la constante d'anisotropie et  $\theta$  l'angle entre le champ appliqué et l'anisotropie uniaxiale.

Nos échantillons ayant été recuits sous champ magnétique pour aligner les couches ferromagnétiques (et antiferromagnétiques) selon la direction voulue, l'anisotropie uniaxiale ( $K_u$ ) sera alignée selon cette direction. En effet, le fait de recuire sous champ impose qu'un des axes du cristal correspondant à une direction de facile aimantation s'aligne selon une direction privilégiée. Par la suite, nous considérerons le cas simple où une seule orientation est stable, c'est-à-dire que l'aimantation va avoir deux états stables ( $\theta = 0^\circ$  et  $\theta = 180^\circ$ ).

#### **Anisotropie de forme ou anisotropie magnétostatique**

Lorsque l'on considère une couche mince ellipsoïdale et non circulaire, un second terme d'anisotropie apparaît. Il s'agit de l'anisotropie de forme qui tend à orienter l'aimantation suivant la dimension la plus grande de l'échantillon. Ce phénomène est dû aux interactions dipolaires : la distribution de l'aimantation à l'intérieur d'un système ferromagnétique est responsable de l'apparition de charges magnétiques de surface qui, à leur tour, sont les sources d'un champ démagnétisant. On comprend donc que dans une approche coulombienne du magnétisme, l'aimantation cherchera à éloigner le plus possible ces charges magnétiques de la surface en s'orientant suivant la plus grande dimension.

#### **Autres anisotropies**

Enfin, il existe également d'autres anisotropies telles que l'anisotropie magnétoélastique qui provient du fait qu'une couche mince peut être fortement contrainte (désaccord de maille entre deux matériaux) et l'anisotropie de surface qui est liée à des imperfections du réseau cristallin.

### 1.1.3 Retournement cohérent de l'aimantation

Les anisotropies magnétiques indiquent qu'il existe des orientations préférentielles de l'aimantation, et nous avons limité ces directions à une seule. Nous considérons donc deux états stables, ou deux minimums d'énergie, à  $\theta = 0^\circ$  et  $\theta = 180^\circ$  séparés par une barrière d'énergie maximale en  $\theta = 90^\circ$  (cf figure 1.2). Il est alors possible de renverser l'aimantation de manière cohérente, d'un état à l'autre, en appliquant un champ magnétique.

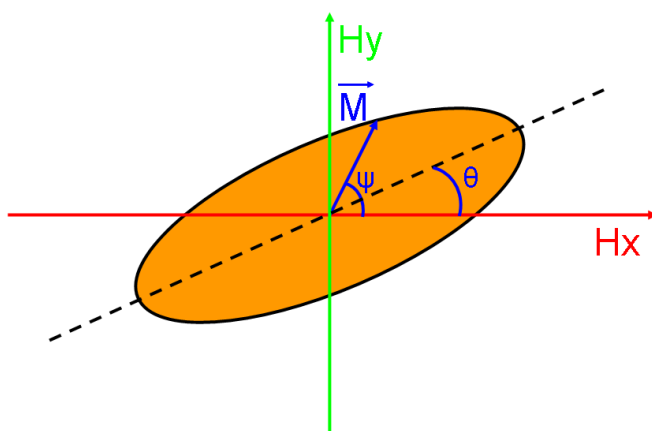


FIGURE 1.2 – Une couche mince ferromagnétique à section ellipsoïdale définissant les angles  $\theta$  et  $\psi$ .

Le modèle de retournement cohérent a été développé par Stoner-Wolfarth [7] et Louis Néel [8]. Ce modèle considère le renversement de l'aimantation de particules mono-domaines qui ont une aimantation à saturation par unité de volume  $M_S$ , une constante d'anisotropie magnétocristalline uniaxiale  $K_u$ , et un volume  $V$ .

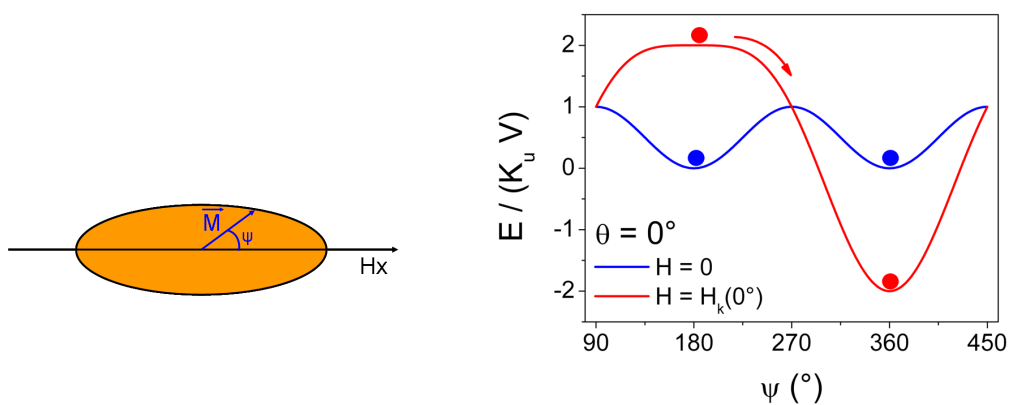


FIGURE 1.3 – À gauche : Une couche mince ferromagnétique à section ellipsoïdale définissant les angles  $\theta$  et  $\psi$ . À droite : Énergie totale d'une particule magnétique, dont le champ appliqué est aligné avec la direction de facile aimantation, pour trois différentes valeurs de champ.

L'énergie totale d'une couche mince ferromagnétique sous un champ magnétique extérieur  $H$  peut être écrite :

## 1.2. JONCTION TUNNEL MAGNÉTIQUE

$$E = K_u \cdot V \cdot \sin^2(\psi - \theta) - V \cdot M_S \cdot H \cdot \cos(\psi) \quad (1.3)$$

Où le premier terme correspond à l'anisotropie uniaxiale et le second terme représente l'énergie Zeeman (magnétostatique) dû à un champ magnétique appliqué.

En considérant  $\theta$  et  $H$  constants, la minimisation de l'énergie par rapport à  $\psi$  ( $\frac{\partial E}{\partial \psi} = 0$ ) définit donc un champ critique  $H_k$  (ou champ d'anisotropie) en fonction de l'angle  $\theta$  :

$$H_k(\theta) = \frac{2K_u}{M_S} \frac{1}{(\sin^{2/3}\theta + \cos^{2/3}\theta)^{2/3}} \quad (1.4)$$

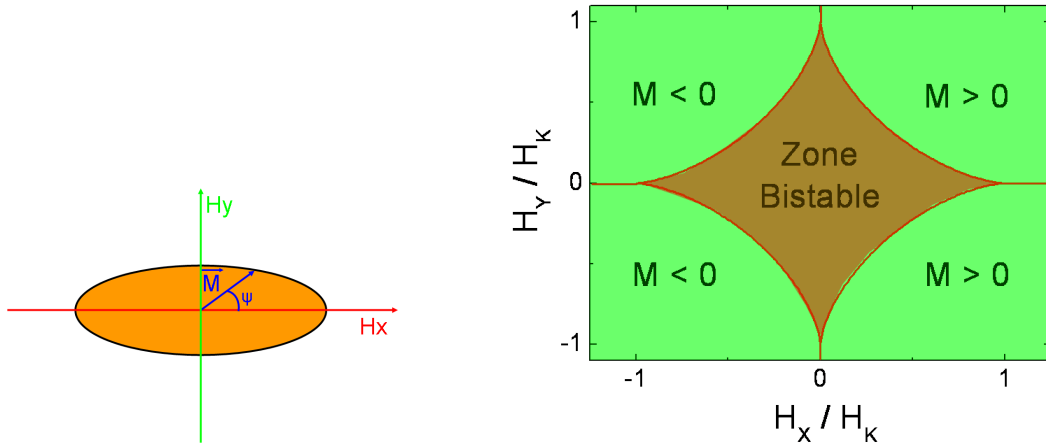


FIGURE 1.4 – Astroïde de Stoner-Wolfarth qui définit le champ nécessaire à appliquer pour renverser l'aimantation d'une couche mince ferromagnétique.

Lorsque l'on appliquera un champ magnétique dans la direction de facile aimantation ( $\theta = 0^\circ$  ou  $\theta = 180^\circ$ ), on appellera champ coercitif ( $H_c$ ) le champ minimum nécessaire au renversement de l'aimantation.

$$[H]H_c = \frac{2K_u}{M_S} \quad (1.5)$$

## 1.2 Jonction Tunnel magnétique

Les couches minces ferromagnétiques sont les briques de base des jonctions tunnel magnétiques (JTM). Ces jonctions sont constituées de deux couches ferromagnétiques métalliques séparées par une couche isolante suffisamment fine pour que les électrons puissent la traverser par effet tunnel. Dans les JTM, le courant tunnel dépend de l'orientation relative des aimantations des couches ferromagnétiques de part et d'autre de l'isolant. On appelle magnétorésistance tunnel (TMR) [9] [10], la variation de résistance engendrée. Comme nous allons le voir par la suite, deux états différents de résistance sont alors possible suivant que l'orientation des aimantations soit parallèle ou antiparallèle. Par conséquent le but d'un dispositif à base de JTM est de pouvoir contrôler l'orientation des aimantations comme nous le verrons tout au long de ce manuscrit.

### 1.2.1 Le modèle de Jullière

Dans les matériaux non magnétiques, il y a un nombre égal de spin up et de spin down ( $\uparrow$  et  $\downarrow$ ), ce qui donne un moment magnétique total nul. Mais dans les matériaux ferromagnétiques, il y a une asymétrie entre ces deux populations de spin, ce qui a des conséquences sur le transport tunnel. Aussi Jullière va faire deux hypothèses [9]. Premièrement, il considère que le spin de l'électron est conservé par effet tunnel et va donc considérer que la conduction par effet tunnel se fait par deux canaux de spin indépendants [11]. Cela veut dire que les électrons de spin  $\uparrow$  provenant d'une électrode ne seront pas acceptés par les états libres de spin  $\downarrow$  de la seconde électrode. La deuxième hypothèse que va faire Jullière est que la conduction est proportionnel au produit des densités d'état au niveau de Fermi des deux électrodes.

#### Origine de la magnétorésistance tunnel et principe de fonctionnement d'une Jonction Tunnel Magnétique (JTM)

Une jonction tunnel magnétique est constituée de deux électrodes ferromagnétiques séparées par une fine couche isolante appelée barrière tunnel. Deux types de configuration sont alors possibles : la configuration magnétique parallèle (P) où les aimantations des deux électrodes magnétiques sont dans la même direction ; et la configuration antiparallèle (AP) où les aimantations sont opposées.

Le magnétisme d'un métal est lié à l'existence d'un champ moléculaire entraînant une asymétrie de la structure de bandes. Cela veut dire que les populations dans le métal des électrons de spin  $\uparrow$  et  $\downarrow$  vont être différentes.

L'application d'une différence de potentiel  $V$  entre les deux électrodes ferromagnétiques d'une jonction tunnel magnétique (cf figure 1.5) se traduit par un décalage des bandes électroniques de l'électrode reliée à la borne  $+$ . Les électrons de l'électrode de gauche (électrode émettrice dont l'énergie est comprise entre  $E_F - eV$  et  $E_F$  dans le référentiel de cette électrode) vont alors pouvoir passer par effet tunnel et occuper les états libres de l'électrode de droite (dont l'énergie est comprise entre  $E_F$  et  $E_F + eV$  dans le référentiel de la seconde électrode).

En 1975 Jullière expliqua les premiers résultats de magnétorésistance tunnel obtenus sur le système Fe/Ge/Co. Son modèle repose sur deux hypothèses :

- La conduction se fait par deux canaux de spin indépendants.
- Le spin est conservé lors du passage par effets tunnel entre les deux électrodes.

La probabilité de transition d'un électron par effet tunnel d'une électrode ferromagnétique à l'autre étant proportionnelle au produit des densités d'état de l'état initial (dans la première électrode) et de l'état final (dans la seconde électrode), on peut estimer qualitativement la valeur de la résistance de la jonction dans les deux configurations parallèle et antiparallèle (figure 1.5).



## 1.2. JONCTION TUNNEL MAGNÉTIQUE

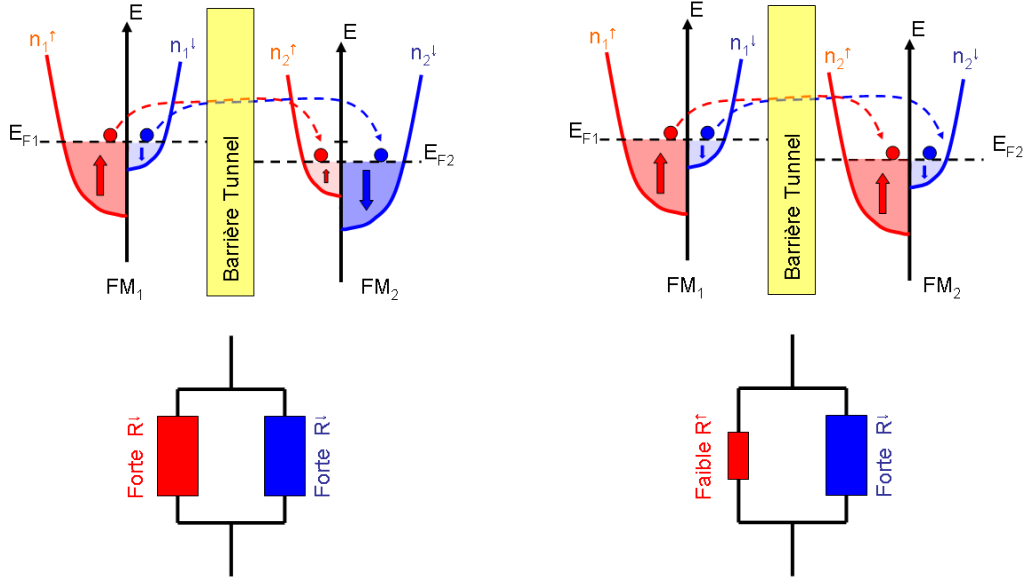


FIGURE 1.5 – Effet tunnel entre deux matériaux ferromagnétiques (FM1 et FM2) séparés par une barrière isolante rectangulaire déformée par un potentiel  $V$ . Les densités d'états  $n_1^\uparrow(E)$ ,  $n_2^\uparrow(E)$ ,  $n_1^\downarrow(E)$  et  $n_2^\downarrow(E)$  sont représentées par des paraboles décalées en énergie. En considérant que le spin de l'électron est conservé lors du passage par effet tunnel, les électrons de spin  $\uparrow$  et de spin  $\downarrow$  peuvent traverser la barrière isolante de manière indépendante. Ainsi, une analogie avec la conductance électrique dans une jonction tunnel peut être l'association en parallèle de deux résistances électriques, chaque résistance électrique correspondant à un canal de spin  $\uparrow$  ou  $\downarrow$ .

En configuration magnétique parallèle, les densités d'états de spin  $\uparrow$ ,  $n_1^\uparrow(E)$  et  $n_2^\uparrow(E)$ , sont majoritaires dans les électrodes ferromagnétiques. Ainsi, on peut constater sur la figure 1.5 que, pour le canal de spin  $\uparrow$ , la conductance va être élevée, soit une résistance électrique faible. En revanche, pour le canal de spin  $\downarrow$ , la conductance va être faible, soit une résistance électrique forte. La conduction électrique se faisant en parallèle par les deux canaux de spin indépendants, on peut déduire que la résistance de la jonction tunnel magnétique en configuration parallèle est faible.

En configuration magnétique antiparallèle, nous avons la densité d'états de spin  $\uparrow$   $n_1^\uparrow$  majoritaire et  $n_2^\uparrow$  minoritaire, ce qui correspond pour le canal de spin  $\uparrow$  à une conductance faible, ou une forte résistance électrique. Le canal de spin  $\downarrow$  concerne les états  $n_1^\downarrow$  minoritaires et  $n_2^\downarrow$  majoritaires. Les résistances de chaque canal de spin sont donc élevées et par conséquent, la résistance totale de la jonction est élevée.

Le passage d'une configuration magnétique à l'autre se fait en appliquant un champ magnétique extérieur pour retourner l'aimantation d'une des électrodes magnétiques. Cela est rendu possible en utilisant des matériaux avec des champs coercitifs très différents ( $H_{C1}$  et  $H_{C2}$ ). En faisant l'hypothèse que les axes faciles des deux couches sont identiques et que les renversements d'aimantation sont abrupts, nous obtenons une représentation schématique du fonctionnement

d'une JTM présentée sur la figure 1.6 suivante.

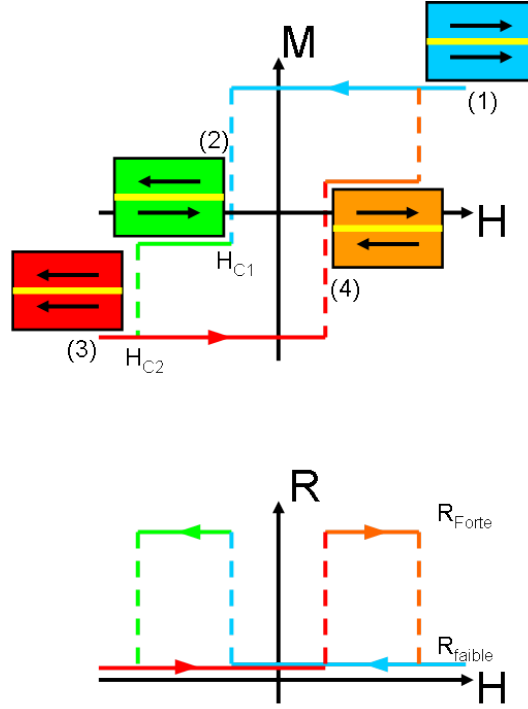


FIGURE 1.6 – Fonctionnement schématique d'une jonction tunnel magnétique. Les électrodes magnétiques ont des champs coercitifs très différents ( $H_{C2} > H_{C1}$ ) et leurs cycles d'aimantations sont supposés parfaitement carrés. Cycle d'aimantation total  $M(H)$  et cycle de magnétorésistance  $R(H)$ . (1)-(4) : configuration magnétique des électrodes dans la jonction tunnel pour différentes valeurs du champ magnétique. (1) : configuration parallèle, résistance forte (2) : configuration antiparallèle, résistance faible (3) : configuration parallèle, résistance forte (4) : configuration antiparallèle, résistance faible.

La magnétorésistance tunnel (TMR) est définie comme la variation relative de la résistance du système entre ses deux valeurs extrêmes. On a donc :

$$TMR = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} = \frac{G_P - G_{AP}}{G_{AP}} \quad (1.6)$$

où  $G$  est la conductance électrique de la jonction.

En développant les valeurs des conductances des deux canaux de spin [9], il vient :

$$TMR = \frac{(n_1^\uparrow(E_F) \cdot n_2^\uparrow(E_F) + n_1^\downarrow(E_F) \cdot n_2^\downarrow(E_F)) - (n_1^\uparrow(E_F) \cdot n_2^\downarrow(E_F) + n_1^\downarrow(E_F) \cdot n_2^\uparrow(E_F))}{n_1^\uparrow(E_F) \cdot n_2^\downarrow(E_F) + n_1^\downarrow(E_F) \cdot n_2^\uparrow(E_F)} \quad (1.7)$$

d'où :

$$TMR = \frac{2P_1P_2}{1 - P_1P_2} \quad (1.8)$$

### 1.3. COUPLAGES EN NANO MAGNÉTISME

Où  $n_{1-2}^{\uparrow\downarrow}$  représente les densités d'états des matériaux au niveau de Fermi, et  $P_i$  est la polarisation en spin de l'électrode  $i$  définie comme suit :

$$P_i = \frac{n_i^{\uparrow} - n_i^{\downarrow}}{n_i^{\uparrow} + n_i^{\downarrow}} \quad (1.9)$$

On remarquera que dans le modèle de Jullière, la barrière tunnel ne joue aucun rôle, de plus on ne prend uniquement en considération que les densités d'états des matériaux au niveau de Fermi. Toutefois ce modèle a pour mérite d'être facilement compréhensible. Aussi il existe d'autres modèles tels que le modèle des électrons libres (résolution de l'équation de Schrödinger en utilisant les propriétés de continuité de la fonction d'onde à l'interface [12] [13]), ou celui de Slonczewski (tient compte de la polarisation effective des électrons et de la hauteur de la barrière [14]).

## 1.3 Couplages en nano magnétisme

Nous avons décrit précédemment comment se comportait une couche mince ferromagnétique seule. Néanmoins, dans des structures multicouches d'autres interactions peuvent apparaître et en modifieront ces propriétés. L'une d'entre elle est le couplage RKKY (Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida) qui est l'interaction de deux couches ferromagnétiques séparées par un métal non-magnétique. Nous étudierons également le couplage d'anisotropie d'échange dans les systèmes comprenant une interface ferromagnétique / antiferromagnétique, qui est à la base du développement des MRAM. Comme nous le verrons tout au long de cette thèse, ce couplage est particulièrement intéressant puisqu'il permet de piéger une couche ferromagnétique dans une direction donnée. C'est l'étude particulière de l'un de ces antiferromagnétique, le FeMn, qui est au cœur de mes travaux. Nous en expliquerons par la suite les motivations.

### 1.3.1 L'interaction RKKY

Cet effet, d'origine quantique, s'observe dans des tri-couches FM1/NM/FM2, où FMi désigne un métal ferromagnétique et NM un métal non magnétique d'épaisseur  $e$ . La structure FM/NM/FM est habituellement appelée antiferromagnétique synthétique (SyF pour *Synthetic AntiFerromagnet* en anglais) et est utilisé dans les MRAM pour piéger une couche ferromagnétique. Les électrons de conduction de NM acquièrent une faible polarisation au contact de FM1. Durant la traversée de NM, la polarisation de ces électrons décroît en norme tout en subissant une oscillation, qui s'explique par la nature ondulatoire des électrons. On parle d'oscillation RKKY (Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida) [15] [16] [17]. Si NM est suffisamment mince, typiquement de l'ordre du nanomètre, alors les directions d'aimantation de FM1 et FM2 sont couplées par l'intermédiaire de ces électrons. Si, après les oscillations dans NM, l'onde électronique présente la même polarisation aux interfaces FM1/NM et NM/FM2, alors le couplage est positif (favorise l'alignement parallèle entre FM1 et FM2). Si la polarisation est en opposition de phase, alors le couplage est négatif. La théorie, qui décrit ces oscillations et les effets d'interférence liés aux réflexions multiples sur les différentes interfaces, prédit une variation du couplage sous la forme :

$$E_{RKKY} = -I_0 \frac{d^2}{e^2} \sin(2kt_S) \quad (1.10)$$

Où  $I_0$  est la constante de couplage inter-couches,  $d$  est la distance interatomique dans le métal non-magnétique,  $e$  est l'épaisseur de la couche non-magnétique et  $k$  le vecteur d'onde relative au niveau de Fermi dans un gaz d'électrons.

### 1.3.2 Le champ d'échange Ferro / Antiferromagnétique (FM/AF)

Le couplage d'échange entre une couche ferromagnétique et une couche antiferromagnétique crée des phénomènes d'interfaces qui peuvent influencer fortement l'aimantation de la couche ferromagnétique. Cette association induit deux effets sur le cycle d'hystérésis de la couche ferromagnétique : d'une part une augmentation de la coercivité ; d'autre part un décalage des cycles par rapport au champ nul, lorsque le système est refroidi sous la température de Néel de l'AF tandis que le FM est maintenu saturé par un champ magnétique extérieur [18] [19] [20] [21] [22]. (voir figure 1.7)

Les cycles seront alors décalés d'une valeur  $H_{ex}$  dans la direction de ce champ, on dit qu'elle est biaisée. L'augmentation du champ coercitif  $H_c$  est exprimée par la relation suivante :

$$H_c \approx H_{c,FM} \left( e_{FM} + \frac{K_{AF}}{K_{FM}} e_{AF} \right) \quad (1.11)$$

où  $H_{c,FM}$  est le champ coercitif de la couche ferromagnétique seule,  $e_{FM}$  son épaisseur et  $K_{FM}$  sa constante d'anisotropie.  $K_{AF}$  est la constante d'anisotropie de l'antiferromagnétique et  $e_{AF}$  son épaisseur.

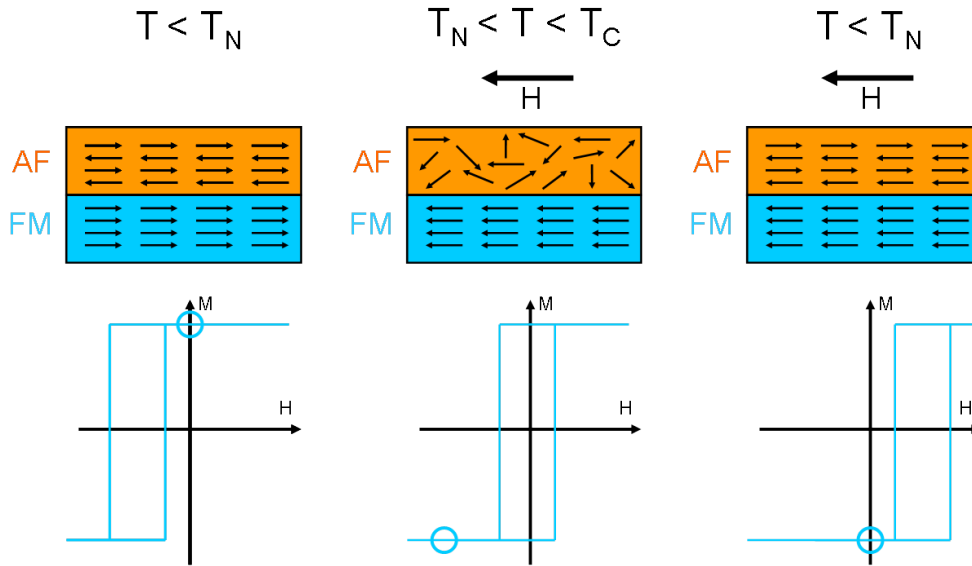


FIGURE 1.7 – Etapes du retournement d'une bicouche FM/AF et le cycle d'hystérésis correspondant.

Quand un champ est appliqué à une température comprise entre  $T_N$  et  $T_C$ , les spins du FM s'alignent avec le champ magnétique, tandis que les spins de l'AF sont dans des directions aléatoires. Lorsque l'on refroidit à  $T < T_N$  en présence d'un champ magnétique, due à l'interaction interfaciale, les spins de l'AF proche du FM s'alignent avec ceux du FM. Les autres spins de l'AF 'suivent' les spins à l'interface de manière à avoir une aimantation résultante égale à zéro (figure 1.7). Quand le champ est inversé, les spins du FM commencent à tourner. Néanmoins, pour une anisotropie de l'AF suffisante, les spins de l'AF restent fixes. L'interaction à l'interface FM-AF essaye d'aligner les spins du FM avec les spins de surface de l'AF. En d'autres mots, les spins

### 1.3. COUPLAGES EN NANO MAGNÉTISME

de l'AF à l'interface exercent un couple microscopique sur les spins du FM pour les garder dans leur position initiale. Aussi, les spins du FM ont une seule configuration stable car l'anisotropie est unidirectionnelle. Donc le champ nécessaire pour renverser complètement l'aimantation d'une couche FM sera plus important si cette couche est en contact avec un AF.

Ces effets apparaissent en dessous d'une température proche de la température de Néel appelée température de blocage. L'importance de ce couplage d'échange est décrite par une énergie d'échange donnée par l'expression :

$$J_{ex} = M_S \cdot t_F \cdot H_{ex} \quad (1.12)$$

où  $t_F$  est l'épaisseur et  $M_S$  l'aimantation de saturation de la couche ferromagnétique.

On remarquera également que la valeur du champ d'échange ne dépend pas seulement de l'épaisseur de la couche FM, mais aussi de l'épaisseur et de la structure cristallographique de la couche AF [23].

#### Les différents antiferromagnétiques

Il existe un très grand nombre de matériaux antiferromagnétiques, mais on peut en distinguer deux grandes familles : les antiferromagnétiques à base d'oxyde et les antiferromagnétiques métalliques. Les antiferromagnétiques à base d'oxyde ont une résistivité très élevée, ils ne seront donc pas utilisés dans nos structures. Les antiferromagnétiques métalliques les plus classiques sont des alliages à base de manganèse : FeMn, IrMn, PtMn, NiMn, RhMn, CrPdMn... Tous ces antiferromagnétiques ont des propriétés différentes, et pour l'application particulière des MRAM les températures de Néel ( $T_N$ ) et de blocage ( $T_B$ ) et leurs distributions vont particulièrement nous intéresser. En table 1.1, se trouve un tableau récapitulatif de ces différentes propriétés [24][25] [26] [27].

	$H_{ex}$ (Oe <sup>1</sup> )	$T_N$ (°C)	$T_B$ (°C)	pic (°C)	Largeur à mi-hauteur (°C)
FeMn [27]	250	210	170	144	44
IrMn [24]	680	420	255	222	66
PtMn [25] [26]	690	500 - 700	300	283	130
NiMn [25]	880	800	≈ 400	355	190
CrPdMn [27]	620	380	275	191	67

TABLE 1.1 – Propriétés des matériaux antiferromagnétiques.

1. Unité de champ magnétique portant le nom du physicien H. C. Orsted. L'oersted ne fait plus partie du système international d'unités mais correspond à  $4\pi 10^{-3} A.m^{-1}$

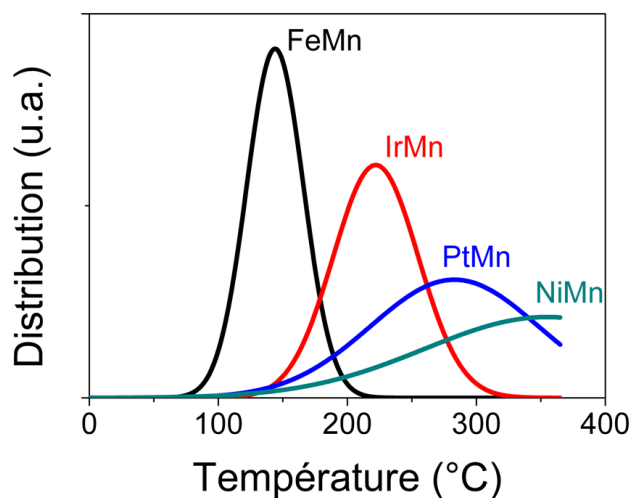


FIGURE 1.8 – Distribution de températures de blocages de différents matériaux antiferromagnétique [27]

## 1.4 Mémoires, RAM et MRAM

Aujourd'hui, l'industrie dispose principalement de trois familles de mémoires à semi-conducteurs. A chacune ses avantages et ses inconvénients, mais aucune n'est parfaite. La DRAM, qui sert de mémoire vive dans les ordinateurs, se distingue par sa grande densité. Mais elle est volatile (elle s'efface lorsque le courant est coupé) et nécessite un rafraîchissement régulier de l'information. La SRAM, utilisée notamment dans les systèmes embarqués, s'affranchit de la contrainte de rafraîchissement. Elle se caractérise aussi par sa rapidité de lecture et d'écriture, mais reste toujours volatile et occupe beaucoup de surface. La Flash [28], qui fait office de mémoire de masse dans les baladeurs, clés USB ou téléphones mobiles, offre l'avantage de la non-volatilité. Mais elle est lente en écriture et limitée en cyclabilité (nombre de cycles d'écriture). Autant de différences qui obligent souvent le concepteur à combiner, dans le même système, les trois types de puces. En cumulant la densité de la DRAM, la rapidité et la faible consommation de la SRAM et la non-volatilité de la Flash, la mémoire du futur se présente comme la mémoire idéale (universelle). Aussi de nombreuses technologies différentes émergent pour devenir ces mémoires du futur [29].

### 1.4.1 Mémoires volatiles

Les mémoires volatiles à base de semi-conducteurs les plus répandues sont les DRAM et les SRAM. La DRAM (Dynamic Random Access Memory en anglais) utilise la charge stockée dans un condensateur comme principe de base. L'état "0" ou "1" est défini quand ce condensateur est chargé ou non. L'avantage principal de cette mémoire est qu'elle n'utilise qu'un seul transistor, ce qui permet d'avoir une très petite taille de cellule ( $6-12 F^2$ ) et un coût de fabrication très faible. Cette mémoire nécessite néanmoins un rafraîchissement régulier d'où une consommation d'énergie importante.

---

2.  $F$  est la plus petite dimension d'un transistor, à savoir la largeur de la grille. Ce paramètre est couramment utilisé pour exprimer la surface d'une cellule.

## 1.4. MÉMOIRES, RAM ET MRAM

La SRAM est un type de mémoire vive utilisant des bascules pour mémoriser les données. Contrairement à la DRAM, il n'y a pas besoin de rafraîchir périodiquement son contenu. Les deux avantages essentiels de la SRAM sont une lecture du bit mémoire très rapide (8 ns) et une faible consommation d'énergie. Néanmoins son principal désavantage est que cette mémoire a une taille de cellule très grande ( $70 F^2$ ) car elle exige 6 transistors, ce qui augmente aussi son coût de production.

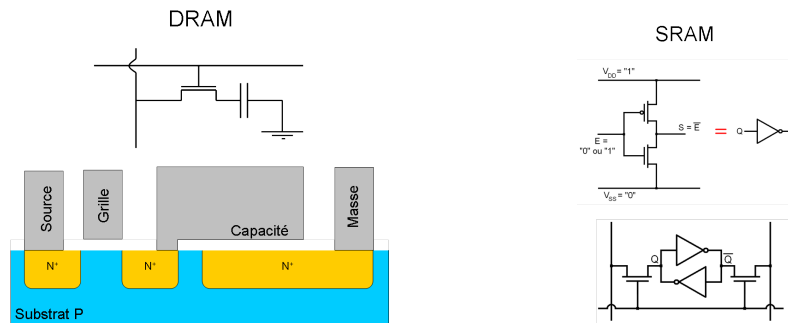


FIGURE 1.9 – A gauche : schéma d'une DRAM. A droite : Shéma d'une SRAM [30]

### 1.4.2 Mémoires non-volatiles

Actuellement, le marché des mémoires non-volatiles à semiconducteurs est principalement dominé par les mémoires FLASH. Elles ont su se rendre très utiles pour de nombreuses applications : appareils photo numériques, téléphones cellulaires, imprimantes, assistants personnels (PDA), ordinateurs portables ou dispositifs de lecture et d'enregistrement sonore comme les baladeurs numériques, clés USB et smartphones.

La mémoire FLASH utilise comme cellule de base un transistor MOS possédant une grille flottante enfouie au milieu de l'oxyde de grille, entre le canal et la grille. L'information est stockée grâce au piégeage d'électrons dans cette grille flottante. Les avantages de la mémoire FLASH sont : une taille de cellule petite ( $4-8 F^2$ ), la possibilité de stocker plus d'un bit par cellule, la non-volatilité et un cycle de lecture qui ne détruit pas la cellule. Néanmoins, le nombre de cycle d'écriture reste limité à  $10^6$  à cause du stress induit sur l'isolant pendant l'écriture. Aussi le cycle d'écriture reste très long (1-10  $\mu s$ ), et chaque cellule doit être effacée avant d'être écrite.

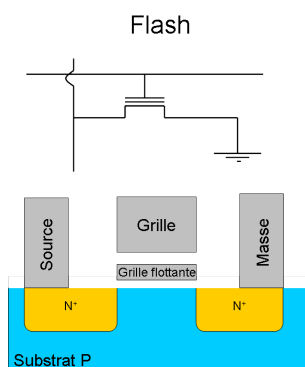


FIGURE 1.10 – Schéma d'une cellule élémentaire Flash.

### 1.4.3 Les mémoires non-volatiles alternatives

Le rêve des électroniciens de disposer d'une mémoire universelle qui soit rapide, non-volatile, avec une faible consommation d'énergie et une haute densité d'intégration, a mené à l'apparition de mémoires non-volatiles alternatives. Aussi il existe moult mémoires alternatives qui sont non-volatile comme le montre le tableau 1.2

Mémoire	Temps de lecture/écriture	Endurance	Maturité
Flash	200 / 1 $\mu s$	$10^5$	Production
NAND Flash [31]	200 ns / 25 $\mu s$	$10^5$	Production
FRAM [32] [33]	50 / 75 ns	$10^{15}$	Production
PCRAM	100 / 20 ns	$10^5$	Production
NRAM	10 / 10 ns	$10^{15}$	Prototype
RRAM [34]	10 / 20 ns	$10^5$	Recherche
CBRAM [35]	50 / 50 ns	$10^5$	Prototype
SEM [36] [37]	100 / 20 ns	$10^9$	Prototype
Polymer [38]	30 / 30 ns	$10^4$	Recherche
Molecular [39]	20 / 20 ns	$10^5$	Recherche
Racetrack [40]	10 / 10 ns	$10^{15}$	Recherche
Holographic [41]	3.1 / 5.4 ms	$10^5$ -	Production
Probe [42]	10 / 10 $\mu s$	$10^5$	Prototype
Toggle MRAM		$10^{15}$	Production
TA-MRAM	10 / 10 ns	$10^{15}$	Prototype
STT-MRAM [43] [44] [45] [46] [47]	10 / 1ns	$10^{15}$	Prototype

TABLE 1.2 – Performances actuelles des mémoires non-volatiles alternatives. [48]

De toutes ces technologies différentes, la mémoire à changement de phase (PCM pour Phase Change Memory) est relativement captivante car elle se rapproche, sur certains points, de la MRAM assistée thermiquement que nous allons voir par la suite. Pour ces deux types de mémoires, la différence entre les états binaires "0" ou "1" se fait par une mesure de résistance. De plus, pour ces deux mémoires il faut chauffer pour pouvoir changer la résistance électrique du point mémoire. Nous noterons également que la PCM, tout comme la MRAM, est une mémoire



#### 1.4. MÉMOIRES, RAM ET MRAM

dite "1T-1R" pour un Transistor, une résistance.

La mémoire à changement de phase (PCM pour *Phase Change Memory* en anglais) connaît des progrès plus rapides. Bien que l'idée remonte à une trentaine d'années, le développement n'a été relancé que récemment par les résultats obtenus pour les CD et les DVD enregistrables. La PCM met en œuvre le même principe, le changement de phase d'un chalcogénure, en l'occurrence du tellure de germanium et d'antimoine ( $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ ), à la différence près que l'écriture et la lecture s'effectuent de façon électrique et non pas optique. En écriture, la cellule est chauffée jusqu'à température de fusion du chalcogénure ( $600^\circ\text{C}$ ), et ensuite, selon que le refroidissement est lent ou rapide, elle prend une phase cristalline ou amorphe, représentant les états binaires 0 et 1. Le refroidissement étant contrôlé par la forme des impulsions de courant. Entre deux phases, la résistance électrique varie dans un rapport de 1 à  $10^6$ . Il suffit ainsi de mesurer la résistance pour lire l'information enregistrée.

Bien que moins rapide en écriture que la SRAM, la PCM affiche de bonnes performances sur tous les plans, sauf en endurance où le nombre de cycles se limite à  $10^{10}$ , ce qui lui ferme l'application des ordinateurs. Néanmoins cette technologie devrait prendre le relais de la Flash dans les applications de stockage de masse quand cette dernière atteindra ses limites technologiques, liées au faible nombre d'électrons capturés dans la grille flottante quand la taille latérale des cellules est réduite.

##### 1.4.4 MRAM

La mémoire magnétorésistive (MRAM) [49] constitue la voie la plus récente et peut-être la plus prometteuse pour créer des mémoires universelles. Son développement a été stimulé par la découverte en 1995 de la magnétorésistance tunnel à température ambiante [10]. Ces mémoires sont composées de jonctions tunnels magnétiques. Une cellule mémoire est constituée d'une jonction tunnel avec une électrode supérieure connectée au drain d'un transistor et une électrode inférieure reliée à la masse.

La résistance du bit mémoire est basse ou haute suivant que l'orientation de la couche magnétique libre est parallèle ou antiparallèle à la couche de référence. Ce sont ces deux configurations asymétriques qui permettent de coder l'état 1 ou 0 de la cellule. La sélection et l'écriture de la cellule mémoire dépendent de l'architecture utilisée. C'est un des axes de développement les plus importants des MRAM. L'architecture la plus connue est celle de la première génération de MRAM.

##### Première génération de MRAM

Le principe des MRAM a été démontré par IBM/Infineon (MRAM 16Mb) avec une technologie CMOS 0,8 $\mu\text{m}$ , par Sony (MRAM 1Mb) et par Cypress (MRAM 256Kb). La Figure 1.11 représente l'architecture des MRAM de première génération : une JTM connectée en série avec un transistor de sélection, une ligne de bit et une ligne de mot. L'écriture d'une cellule mémoire est effectuée en fermant le transistor de contrôle et en faisant passer des courants à travers la ligne de bit et la ligne de mot qui se croisent au niveau du point mémoire adressé. On crée ainsi deux champs magnétiques orthogonaux au niveau de la jonction (voir figure 1.11). Ces deux champs sont suffisants pour changer l'orientation de la couche libre. Cette approche du renversement de la couche est basée sur le modèle de retournement magnétique de Stoner-Wohlfarth. Ce re-

tourneement peut être effectué en quelques nanosecondes pour une cellule de taille micrométrique.

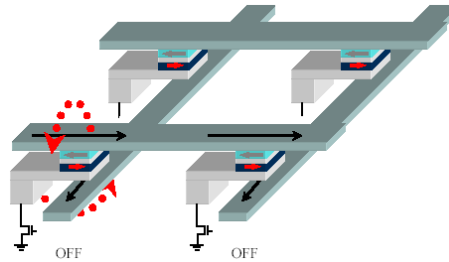


FIGURE 1.11 – Schéma et principe de fonctionnement de la première génération de MRAM.

À la lecture le transistor de sélection est fermé (off) et un petit courant peut passer à travers la jonction tunnel, permettant ainsi la mesure de la résistance. Pour l'écriture, le transistor est ouvert (on) et la combinaison des deux champs magnétiques orthogonaux assure la sélectivité.

Dans cette architecture, l'aimantation de la couche fixe (référence) est maintenue grâce à un couplage d'échange. En plus de ces deux couches, une jonction tunnel magnétique compte plusieurs couches additionnelles qui servent à contrôler les propriétés magnétiques du point mémoire. La structure antiferromagnétique synthétique de la couche de référence à trois couches (figure 1.13) est un système magnétiquement rigide qui facilite le contrôle du couplage magnétique de la couche libre. Ainsi il n'y a pas de champ dipolaire généré par la couche au niveau de la couche libre.

Les points forts de ce type de structure sont la non-volatilité du bit mémoire qui est assuré par l'anisotropie uniaxiale et la vitesse d'écriture qui est de l'ordre de la nanoseconde. La cyclabilité est illimitée puisque le renversement est uniquement effectué par les lignes de champ ( $> 10^{15}$  cycles). Néanmoins il existe des limitations à ce type d'architecture. En effet, en réduisant la taille des points mémoires<sup>3</sup> en dessous de  $0,1 \mu m^2$ , des problèmes apparaissent concernant le contrôle précis des champs de retournement, la sélection des bits mémoire et la consommation.

### Toggle MRAM

Afin de surmonter le problème de sélectivité à l'écriture, Freescale/Motorola a développé une jonction dite à retournement de Toggle-Savtchenko [50] [2]. La Toggle-RAM est commercialisée par Freescale/Motorola depuis 2006. Le schéma de retournement utilisé dans cette approche est montré en figure 1.12. Le retournement repose sur le comportement de la couche libre d'un antiferromagnétique synthétique (SyF) formée par deux couches ferromagnétiques fortement liées par un couplage antiferromagnétique du type interaction RKKY à travers une fine couche métallique non-magnétique. Les aimantations des deux couches ferromagnétiques du SyF sont antiparallèles à champ nul. On oriente l'axe facile de notre cellule mémoire à  $45^\circ$  par rapport à l'axe des champs.

La séquence d'écriture et le comportement magnétique des couches sont illustrés en figure 1.12. Les flèches représentent l'aimantation des deux couches ferromagnétiques dans le SyF, la flèche verte étant celui de la couche adjacente à la barrière tunnel. C'est elle qui détermine la résistance de la jonction. Afin de retourner le bit d'un état à l'autre, deux impulsions de champ

3. La réduction d'échelle est imposée par la loi de Moore [29] à l'ensemble des composants microélectroniques.

## 1.4. MÉMOIRES, RAM ET MRAM

sont utilisées et le retournement s'effectue en trois étapes.

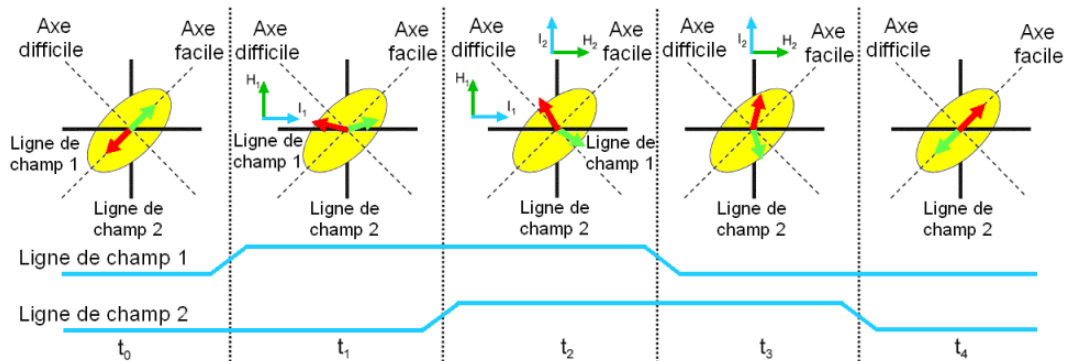


FIGURE 1.12 – Schéma d'un retournement Toggle-Savtchenko. Dans une séquence, les pulses sont appliqués de manière à retourner de  $180^\circ$  la couche libre.

L'aimantation des deux couches ferromagnétiques a été inversée. Le champ résultant d'une seule ligne d'écriture a pour effet d'augmenter la hauteur de la barrière d'énergie de retournement des bits à moitié sélectionnés, ce qui la différencie de l'approche Stoner-Wohlfarth où cette même énergie est réduite. Ainsi, cette approche règle le problème de la sélectivité pour les bits de taille toujours plus faible.

### TA-MRAM

Comme nous l'avons exposé précédemment, il existe actuellement deux types d'approche pour écrire un bit dans une MRAM : l'approche Stoner-Wohlfarth et celle de Toggle-Savtchenko. Toutes les deux utilisent les champs créés par la ligne de mot et la ligne de bit pour écrire de nouvelles valeurs dans la cellule mémoire. Ces deux méthodes sont face à des problèmes de changement d'échelle lorsque la cellule est réduite à des tailles fortement submicroniques ( $< 200$  nm). L'approche Stoner-Wohlfarth pose des problèmes de sélectivité. Ceux-ci sont résolus par la méthode Toggle, mais il reste néanmoins des limites concernant la stabilité thermique et la consommation lorsque l'on descend à des jonctions de taille inférieure à  $90$  nm. Récemment, une nouvelle approche appelée Assistée Thermiquement (TA pour *Thermally Assisted*), a été proposée par le laboratoire Spintec [51] [52] [53]. Cette approche améliore la stabilité thermique, la sélectivité des bits et la consommation des MRAM car cette approche ne nécessite qu'une seule ligne de champ comme nous allons le voir par la suite. Les mémoires utilisant cette méthode sont appelées TA-MRAM pour *Thermally Assisted – Magnetic Random Access Memory* en anglais.

Dans les mémoires TA-MRAM, pour écrire la couche de stockage ferromagnétique FMI dans la figure 1.13, la sélectivité est assurée par la combinaison d'une impulsion de chauffage et d'un champ magnétique. Cette couche de stockage ferromagnétique est piégée par un couplage ferro/antiferromagnétique. Quand la couche de stockage est chauffée au dessus de la température de blocage de cet antiferromagnétique, la couche ferromagnétique devient alors libre et une nouvelle direction d'aimantation peut être alors donnée par un champ magnétique. C'est en fait le refroidissement de cette bicouche ferro/antiferromagnétique sous un champ magnétique qui

va figer dans une nouvelle direction l'antiferromagnétique de la couche de stockage. Dans une première approximation on peut considérer que ce chauffage s'effectue par effet Joule à travers la barrière tunnel. Les mécanismes de chauffage seront abordés plus en détail dans le chapitre 2.

Dans cette approche les points mémoires sont pourvus d'un transistor qui permet de sélectionner seulement une cellule pour le chauffage et la lecture.

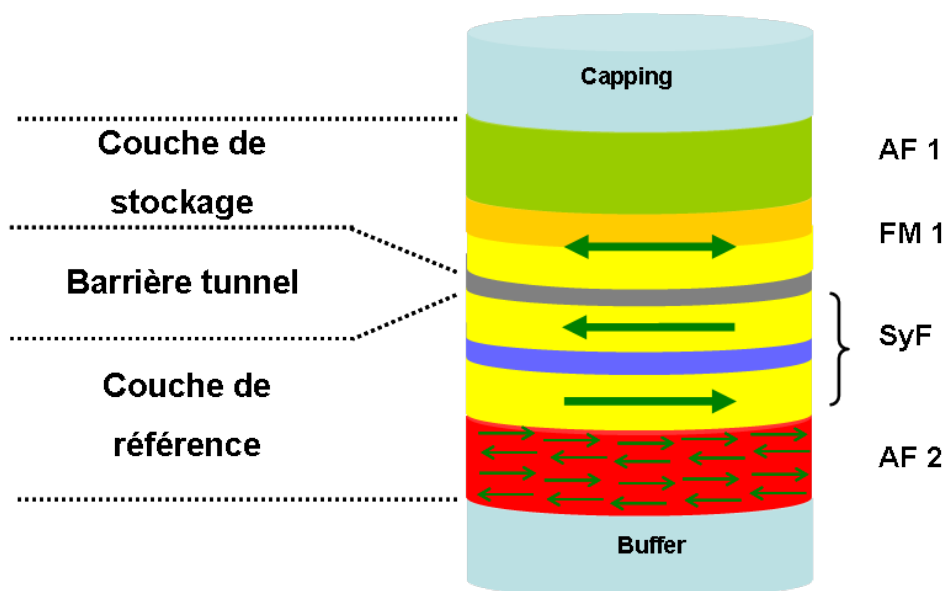


FIGURE 1.13 – Empilement utilisé dans l'approche assisté thermiquement.

La figure 1.13 présente l'empilement de ces jonctions. La structure est constituée d'une barrière tunnel (MgO) prise en sandwich entre deux couches ferromagnétiques. On utilise très souvent du CoFeB pour donner une bonne magnétorésistance tunnel [54] [55] [56] [57]. La couche de référence est constituée d'un antiferromagnétique synthétique (SyF) qui permet de boucler les lignes de champ magnétique générées par les couches ferromagnétiques, et qui ainsi ne rayonnent pas sur la couche de stockage. Sous l'antiferromagnétique synthétique se trouve une couche antiferromagnétique qui piège les directions de l'aimantation des deux couches ferromagnétiques qui constituent le SAF. L'antiferromagnétique de la couche de référence est généralement du PtMn, car cet AF a une température de blocage supérieure à la température d'écriture (autour de 300°C). On a classiquement la couche de référence suivante : PtMn 20 / CoFe 2 / Ru 0,8 / CoFeB 2 (épaisseurs en nm). La couche de stockage, est composée d'une bicouche ferromagnétique / antiferromagnétique. Cette couche ferromagnétique est fréquemment composée de ferromagnétique doux (NiFe, CoFeB), ce qui permet de réduire le champ coercitif de la couche de stockage, et de ferromagnétique plus dur comme le CoFe ou le Co. L'antiferromagnétique utilisé pour la couche de stockage doit avoir une température de blocage autour de 150 - 200°C. L'IrMn et le FeMn sont alors de très bon candidat pour piéger par échange la couche ferromagnétique de la couche de stockage. Dans ce manuscrit, nous verrons que l'utilisation de FeMn a des effets bénéfiques.

Dans l'approche assistée thermiquement, on utilise le couplage d'interface entre une couche

#### 1.4. MÉMOIRES, RAM ET MRAM

ferromagnétique et une couche antiferromagnétique pour la couche de stockage et la couche de référence. Aussi les deux couches, de stockage et de référence, ont des températures de blocage très différentes, ce qui permet lors de l'écriture de retourner uniquement l'aimantation de la couche de stockage en chauffant la jonction entre la température de blocage de la couche de stockage et celle de référence, et de refroidir cette dernière en présence d'un champ magnétique.

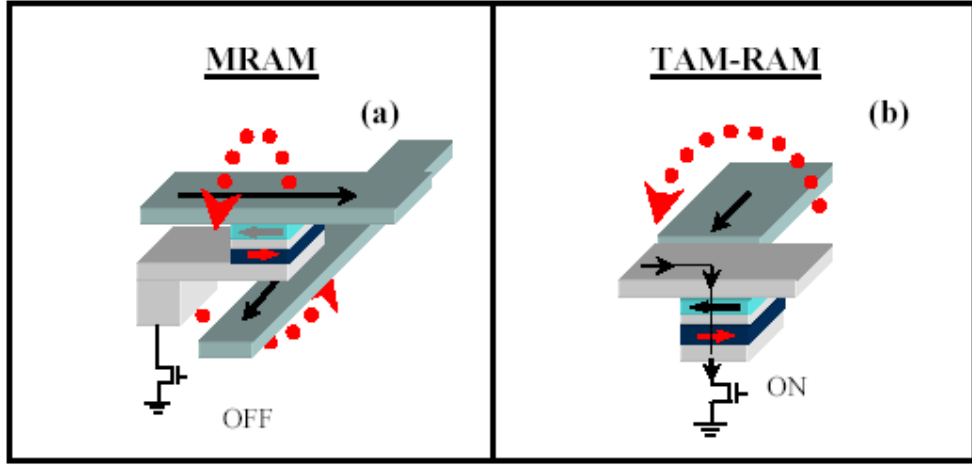


FIGURE 1.14 – Processus d'écriture dans (a) une MRAM conventionnelle et (b) une TA-MRAM. Les flèches en pointillés représentent les champs magnétiques.

Cette approche comporte de multiples avantages qui sont donnés par le piégeage par couplage d'échange ferromagnétique / antiferromagnétique de la couche de stockage. La TA-MRAM résout donc les problèmes de sélectivité que rencontre les architectures conventionnelles des MRAM, car l'écriture s'effectue à la fois par la température et par le champ magnétique. Les erreurs d'adressage sont fortement réduites. La consommation d'énergie est également diminuée puisqu'une seule ligne de champ est suffisante pour écrire un point mémoire. Un autre avantage de cette approche est que l'on peut utiliser des piliers circulaires qui n'ont pas besoin d'anisotropie de forme, l'orientation du bit étant définie par le refroidissement sous champ magnétique qui fixe la direction de la couche antiferromagnétique. L'écriture de point circulaire permet ainsi de diminuer le champ magnétique nécessaire à l'écriture.

La barrière d'énergie volumique totale d'une cellule elliptique s'écrit comme la somme des anisotropies magnéto-cristalline, de forme et d'échange :

$$E_b \approx K + (AR - 1) \cdot \frac{t}{L} \cdot M_S^2 + \frac{J_{eb} \cdot M_S^2}{t} \cdot \left(1 - \frac{T}{T_B}\right) \quad (1.13)$$

Avec  $K$  l'énergie de l'anisotropie magnéto-cristalline,  $AR$  le rapport d'aspect,  $t$  l'épaisseur de la couche libre,  $L$  le grand axe de la cellule,  $J_{eb}$  l'énergie d'échange et  $M_S$  l'aimantation à saturation.

Enfin, l'anisotropie d'échange de la couche mémoire assure une bonne stabilité thermique de l'information. Le coefficient de non-volatilité  $\alpha$  ( $\alpha$  est le rapport entre la barrière d'énergie

$E_b$  et l'énergie thermique  $k_bT$ ) des TA-MRAM est donc bien plus grand que celui des MRAM conventionnelles, d'où une durée de vie de l'information bien plus importante.

$$\alpha = \frac{E_b V}{k_B T} \quad (1.14)$$

### Les étapes d'écriture des TA-MRAM

Le processus d'écriture de la couche de stockage est différent de celui des cellules MRAM conventionnelles. On considèrera que la configuration initiale, avant écriture, est un état de basse résistance (état 0 de la figure 1.15). Le cycle de magnétorésistance est alors décalé du côté des champs positifs. L'information enregistrée dans la jonction peut alors être changée si la direction du champ d'échange de la couche antiferromagnétique avec la couche mémoire est inversée. Ce renversement est obtenu en chauffant la jonction par une impulsion de courant au dessus de la température de blocage de l'antiferromagnétique de la couche de stockage et en appliquant simultanément un champ magnétique externe. Ce champ magnétique doit être supérieur au champ coercitif à la température d'écriture de la couche de stockage, et antiparallèle à la direction initiale de la couche de stockage.

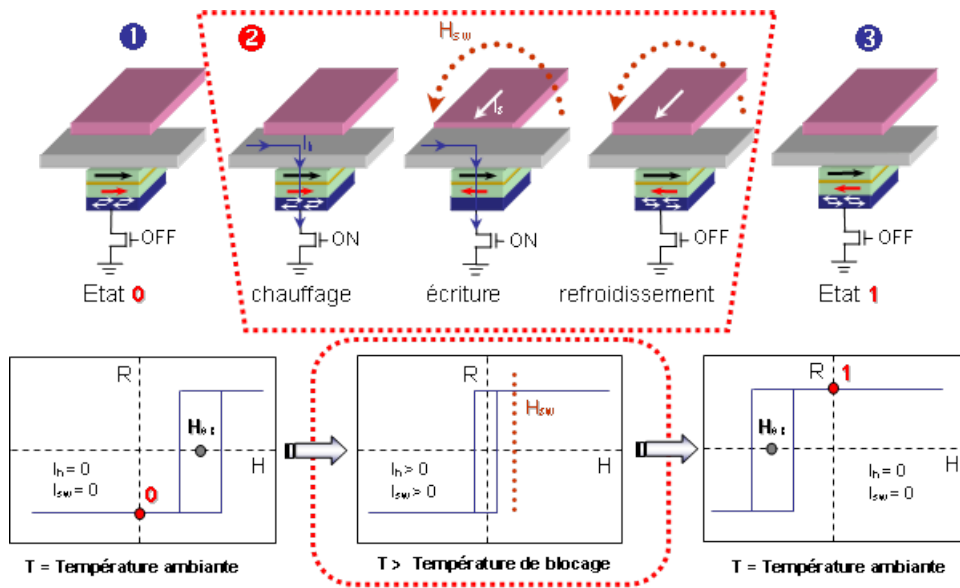


FIGURE 1.15 – Les étapes d'écriture d'une TAM-RAM.

On coupe ensuite le courant de chauffe en gardant le même champ magnétique externe. Le point mémoire refroidit rapidement et l'aimantation de la couche de stockage se trouve piégée dans la nouvelle direction. Le processus d'écriture conduit au retournement de la couche de stockage, d'où un état à champ nul de haute résistance (état 1 sur la figure 1.15). Ce cycle de magnétorésistance est alors décalé du coté des champs négatifs.

## 1.5 Objectifs de thèse

Ce court chapitre introductif nous a permis de faire le lien entre la découverte de la magnéto-résistance tunnel et une mémoire magnétique avec un mode d'écriture assistée thermiquement. Nous verrons dans ce manuscrit comment la compréhension et la maîtrise de cellule TA-MRAM permet de diminuer la consommation globale d'une tel mémoire, ce qui permettra à cette nouvelle mémoire d'être plus compétitive face aux mémoires concurrentes. Pour ce faire, nous avons étudié des cellules individuelles de TA-MRAM utilisant du FeMn dans la couche de stockage pour stabiliser un état "0" ou un état "1". Au cours de ce travail, trois objectifs se sont alors dégagés :

- 1 - Comprendre les mécanismes d'écriture d'une cellule TA-MRAM.
- 2 - Développer des jonctions tunnel magnétiques avec FeMn.
- 3 - Optimiser ces jonctions FeMn pour en diminuer la consommation globale.

Le Chapitre 2 présentera les méthodes de caractérisation dynamique des TA-MRAM. Nous verrons les différences que l'on peut avoir lorsque l'on compare une même jonction tunnel magnétique avec des différentes durées d'impulsions d'écriture ou avec des directions de courant opposées. Nous étudierons également les effets de taille sur ces mémoires. On démontrera alors qu'il est très important de comparer des échantillons en tenant compte de ces différences. Pour clore ce chapitre, des simulations thermiques seront faites qui confirmeront les comportements observés précédemment.

Les échantillons développés au cours de cette thèse ont utilisé du FeMn comme couche antiferromagnétique pour le piégeage de la couche de stockage. Dans le chapitre 3, on exposera alors les problèmes rencontrés avec ces premiers échantillons. Dans une deuxième partie de ce chapitre, nous optimiserons ces échantillons de manière à en diminuer la consommation globale d'énergie de cette mémoire.

Enfin, le chapitre 4 sera consacré à l'étude de la gravure IBE de jonctions tunnel magnétiques. On montrera alors quelles sont les clefs de fabrication d'une TA-MRAM.

## Chapitre 2

# Etude du chauffage dans les MRAM assistées thermiquement

Ce manuscrit a pour vocation de présenter des MRAM à écriture assistée thermiquement qui utilisent du FeMn comme antiferromagnétique pour piéger par échange la couche de stockage. Ce chapitre va présenter le côté "assisté thermiquement" de ces MRAM sans tenir compte du type de couche antiferromagnétique utilisée dans la couche de stockage. Nous commencerons par présenter les différentes techniques que nous avons mise en œuvre pour la caractérisation et l'étude de nos jonctions tunnel magnétiques. Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, pour écrire un bit de TA-MRAM on doit appliquer une impulsion de chauffage afin de pouvoir débloquent la couche ferromagnétique de la couche de stockage : nous en verrons les subtilités. Pour clore ce chapitre, quelques simulations thermiques seront présentées confirmant les effets thermiques mesurés précédemment ainsi que quelques idées originales issues de ces simulations.

## 2.1 Échantillon et instrumentation

### 2.1.1 Les échantillons

#### Empilement magnétique

Les couches magnétiques sont déposées par pulvérisation cathodique [58] (sputtering en anglais) par la *start-up* Crocus Technology. Cette technique permet la synthèse de matériaux à partir de la condensation d'une vapeur métallique issue d'une source solide (appelée cible) sur un substrat (*wafers*). Les échantillons développés au cours de cette thèse ont utilisé du FeMn. Dans ce chapitre nous ne justifierons pas le choix des différentes couches magnétiques, nous nous contenterons de décrire le comportement d'une TA-MRAM. Les résultats électriques présentés dans ce chapitre proviennent tous (excepté pour la figure 2.2) du même échantillon dont l'empilement magnétique est le suivant : Ta 50 / PtMn 20 / CoFe 2 / Ru .74 / CoFeB 2 / Mg 1.1 oxydation plasma / CoFeB 1 / CoFe 1 / Ta 0,2 / NiFe 3 / FeMn 12 / Ta 5 (épaisseurs en nm). La couche 0,2 nm de Ta permet ici de découpler la croissance de couche de NiFe afin qu'elle est une structure cfc qui est nécessaire pour avoir un piégeage avec la couche de FeMn. Après le dépôt, cet échantillon a été recuit à 300°C, pendant 1 h 30 sous un champ magnétique de 1 T.



## 2.1. ÉCHANTILLON ET INSTRUMENTATION

### Fabrication de Nano piliers

Afin de pouvoir mesurer électriquement nos jonctions tunnel, nous avons besoin de graver un pilier et de le connecter entre deux électrodes. Aussi nous disposons de deux sources d'échantillons. Un premier process simple et rapide qui est réalisé en salle blanche PTA (Plateforme de Technologie Amont), qui permet de connecter électriquement des JTM de taille submicronique sur des *wafers* de 100 mm et 50 mm. La fabrication d'échantillons dans cette salle blanche nous permet d'avoir une grande liberté sur le choix des empilements magnétiques avec un temps de cycle de fabrication moyen de deux semaines. Les piliers sont définis par lithographie électronique et gravés par des techniques classiques de gravure (gravure chimique RIE pour *Reactive Ion beam Etching* en anglais et gravure sèche IBE pour *Ion Beam Etching*). Dans le but de minimiser les re-dépôts et donc des courts-circuits sur les flancs de la JTM, le wafer est incliné et tourne sur lui-même pendant la gravure IBE. Ainsi les films minces magnétiques sont usinés en piliers de différentes tailles allant de 90nm à 500nm. Les électrodes sont elles définies par lithographie optique. Les détails de ce procédé de fabrication se trouvent en Annexe A, où toutes les étapes du process sont détaillées.

Nous disposons également d'une seconde source d'échantillon qui est elle plus industrielle, il s'agit de *wafers* 200 mm micro-fabriqués par Crocus Technology dans l'usine Tower Semiconductor. Le procédé de fabrication est brièvement décrit en Annexe B (il possède en réalité plus de 200 étapes différentes). Dans ce procédé de fabrication, je me suis impliqué dans la gravure IBE du pilier magnétique. Le chapitre 4 de ce manuscrit est entièrement consacré à cette gravure.

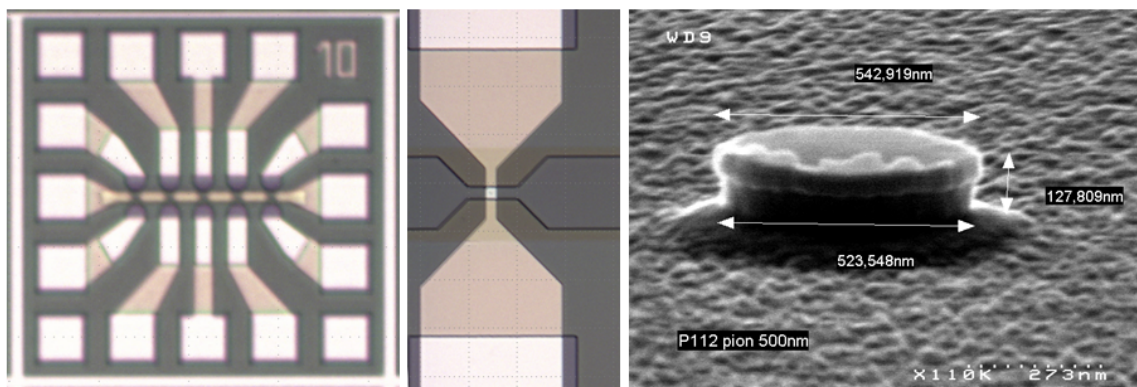


FIGURE 2.1 – Photographie d'un échantillon après process (à gauche et au centre) et image MEB [59] du pilier après gravure IBE (à droite).

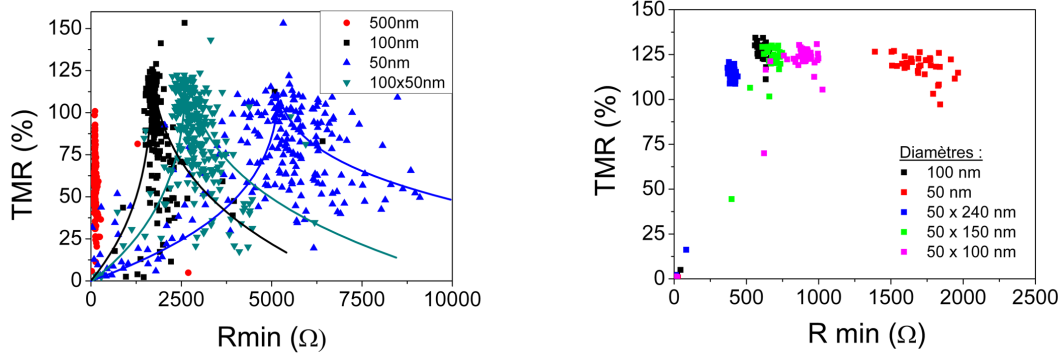


FIGURE 2.2 – Distribution de TMR et résistance pour différentes tailles de pilier. A gauche : Distribution de TMR résistance classique d'un échantillon présentant des courts-circuits et des résistances série. L'empilement magnétique de cet échantillon est : Ta 3 / CuN 30 / Ta 5 / NiMn 50 / CoFe 2,5 / Ru 0,74 / CoFeB 2,5 / Mg 1,2 natoxi / CoFeB 2 / Ta 0,2 / NiFe 3 / FeMn 8 / Ta 5, recuit à 340°C pendant 1 h 30 sous 1T. A droite : Distribution quasi-idéale de TMR résistance, puisqu'il y a très peu de jonctions court-circuités : les jonctions présentent toutes les mêmes caractéristiques électriques (TMR, RA). L'empilement magnétique est le suivant : Ta 3 / CuN 30 / Ta 5 / PtMn 20 / CoFe 2 / Ru 0.8 / CoFeB 3 / Mg natoxi / CoFeB 2 / Ta 0,2 / NiFe 2 / FeMn 9 / Ta 5, recuit à 340°C pendant 1 h 30 sous 1T.

### TMR vs Rmin

Une fois les échantillons fabriqués, il est alors possible de caractériser les échantillons en les connectant avec des pointes, et d'obtenir dans un premier temps, des informations sur la qualité des échantillons avec la dispersion de la TMR en fonction de la résistance nominale de chacune des JTM.

Lorsque l'on trace la TMR en fonction de la résistance de chacun des piliers processés, on observe une certaine dispersion dans les valeurs de TMR et de résistance (cf figure 2.2). En fait, dans cette figure il y a plusieurs distributions distinctes qui sont présentées qui correspondent à différentes tailles de piliers différentes. Cette dispersion s'explique par le fait que durant le process, on a créé des résistances parasites que ce soit en parallèle ou en série du pilier. Une résistance parallèle s'explique par le fait que lorsque l'on grave la JTM, on peut créer des redépôts métalliques qui court-circuitent la barrière tunnel. Les résistances en série sont elles dues à de fines couches d'oxyde qui s'interposent entre le pilier gravé et l'électrode qui est à son contact. On peut donc considérer que le pic de cette distribution correspond au cas où il n'y a aucune résistance parasite. On peut alors modéliser la distribution de TMR de la manière suivante :

$$\text{TMR} = \begin{cases} \frac{\text{TMR}_{\text{nominale}}}{1 + \left( \frac{\text{RA}_{\text{nominale}}}{\text{RA}} - 1 \right) (1 + \text{TMR}_{\text{nominale}})} & \text{si } \text{RA} < \text{RA}_{\text{nominale}} \\ \frac{\text{TMR}_{\text{nominale}} \times \text{RA}_{\text{nominale}}}{\text{RA}} & \text{si } \text{RA} > \text{RA}_{\text{nominale}} \end{cases} \quad (2.1)$$

Ces équations considèrent qu'un pilier est soit en court-circuit, soit avec une résistance série. Bien sûr, en pratique il peut exister des JTM qui présentent les deux anomalies. Il peut également

## 2.2. LES MÉTHODES DE CARACTÉRISATION

y avoir une dispersion sur le diamètre des piliers qui élargit la distribution de résistance.

## 2.2 Les méthodes de caractérisation

### 2.2.1 Le montage expérimental

Expérimentalement, nous souhaitons mesurer la résistance mais aussi appliquer des impulsions d'écritures sur une JTM qui est seulement connectée par des pointes RF<sup>1</sup>. Pour réaliser ces mesures, nous avons utilisé un testeur quasi-statique qui permet de faire différents tests d'écriture dynamique sur un grand nombre de JTM. En effet, il permet de contrôler par GPIB<sup>2</sup> à la fois les instruments électroniques et le déplacement de l'échantillon sous les pointes RF. Le montage expérimental est présenté en Figure 2.3. Un *bias tee* nous permet de mesurer la résistance d'une JTM et d'appliquer des impulsions d'écriture sans utiliser d'interrupteur électronique. Sa sortie est connectée aux pointes RF, son entrée AC est reliée au générateur d'impulsions et enfin son entrée DC est reliée à la mesure de la résistance.

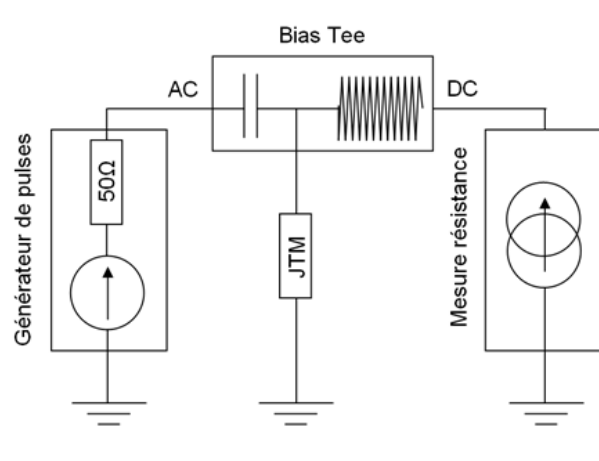


FIGURE 2.3 – Schéma électrique du banc de mesure.

### 2.2.2 Caractérisation simple de l'écriture TAS

Nous avons vu dans le chapitre 1 le cycle d'écriture d'une mémoire TAS. Il s'agit d'appliquer une impulsion électrique de chauffage sous un champ magnétique extérieur. C'est exactement ce que l'on va faire expérimentalement. Comme le montre la figure 2.4, si l'impulsion d'écriture est d'amplitude suffisante, on peut écrire une JTM en piégeant par échange la couche ferromagnétique de stockage dans la direction souhaitée.

1. RF pour radiofréquence. Les pointes RF laissent passer les signaux de fréquence supérieure aux audiofréquences (de l'ordre du mégahertz) jusqu'à plusieurs gigahertz suivant les pointes utilisées.

2. GPIB : *General Purpose Interface Bus* en anglais. Le GPIB est une norme de communication numérique entre appareils. On le trouve également sous le nom IEEE-488

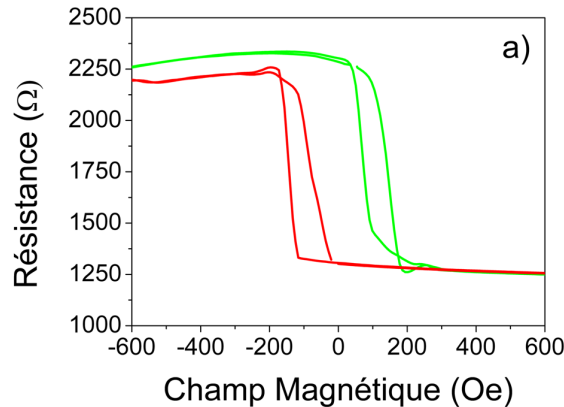


FIGURE 2.4 – Exemple de cycle de magnétorésistance avant écriture (cycle vert) et après application d'une impulsion d'écriture sous champ magnétique (cycle rouge). Cette écriture est réalisée sur une jonction tunnel de  $0,2 \mu m$  de diamètre. L'impulsion d'écriture a une durée de 50 ns et une densité de puissance de  $30 mW.\mu m^{-2}$  et est appliquée sous un champ magnétique de 300 Oe.

Aussi pour caractériser une jonction, deux paramètres vont être particulièrement intéressants : il s'agit de la variation de la résistance et du champ d'échange en fonction de l'amplitude du pulse d'écriture. La résistance nous indique si l'état du bit mémoire a changé et le champ d'échange nous indique la valeur de sa stabilité. Ces deux paramètres sont liés puisque l'on peut considérer en première approche que la résistance change de niveau lorsque le champ d'échange change de signe.

### Comment exprimer l'amplitude du pulse de chauffage ?

Même si concrètement on applique des impulsions de tension pour écrire sous champ magnétique une JTM, on préférera exprimer ces impulsions en terme de densité de puissance. On utilise la densité de puissance comme unité de mesure et non la tension de l'impulsion appliquée, car la densité de puissance est directement reliée à la température de la jonction à l'équilibre par la relation  $T = T_0 + \alpha \cdot P$  avec  $T_0$  la température ambiante du système et  $\alpha$  une constante. Nous étudierons par la suite plus en détail cette relation. La densité de puissance dégagée vaut :

$$P = \frac{V^2}{RA} \quad (2.2)$$

Où  $V$  est la tension de l'impulsion d'écriture et  $RA$  est le produit de la résistance du pilier et de sa surface. La densité de puissance d'écriture est exprimée en  $W.\mu m^{-2}$ .

### Initialisation

Lorsque l'on fait plusieurs mesures de suite, par exemple lorsque l'on veut déterminer l'évolution d'un paramètre en fonction de la densité de puissance, il convient de réinitialiser la JTM étudiée dans une même configuration. Pour ce faire, on écrit notre jonction avec une impulsion d'une forte densité de puissance (en général deux fois supérieure à la densité de puissance

## 2.2. LES MÉTHODES DE CARACTÉRISATION

d'écriture) sous un champ magnétique. On dit alors que l'aimantation de la couche de stockage est initialisée, on peut alors étudier les caractéristiques du pilier en appliquant cette fois-ci l'impulsion étudiée sous un champ opposé au champ d'initialisation. Généralement l'impulsion d'initialisation est appliquée sous un champ de 300 Oe.

### 2.2.3 Caractérisation avancée de l'écriture TAS et moyennage

De par la nature stochastique du retournement de l'aimantation, la caractérisation du retournement devient alors plus précise lorsque l'on moyenne nos mesures. Une méthode simple de moyennage consisterait à initialiser la JTM avec une première impulsion et ensuite d'appliquer l'impulsion étudiée et de répéter cette opération  $N$  fois afin de minimiser l'erreur de mesure. En considérant que le résultat de l'expérience suit une loi de Bernoulli, l'erreur  $\sigma$  donnée par un ensemble de  $N$  suffisamment grand de tests et la probabilité  $p$  de retourner l'aimantation est estimée par la formule suivante :

$$\sigma = \sqrt{\frac{p(1-p)}{N}} \quad (2.3)$$

La figure 2.5 montre l'évolution de l'erreur moyenne suivant le nombre  $N$  de mesures. On comprend alors aisément que plus le nombre  $N$  est élevé, moins l'erreur sera importante, mais aussi plus le temps de mesure sera important. Il y a donc un compromis à faire entre l'erreur et le temps de mesure.

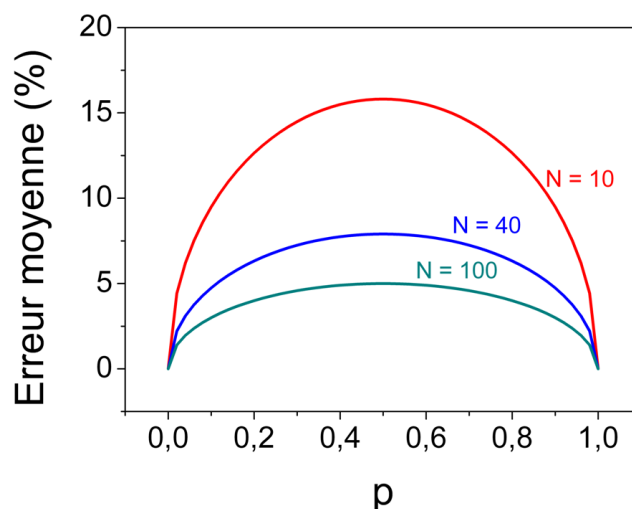


FIGURE 2.5 – Erreur estimée de la mesure, en fonction du nombre de moyenne  $N$  et de la probabilité de renversement  $p$ .

Les instruments de mesures étant reliés par GPIB, appliquer une impulsion sous un champ magnétique peut prendre quelques secondes et lorsque l'on moyenne la mesure, cela peut prendre rapidement un temps déraisonnable. C'est pourquoi une nouvelle méthode de mesure a été développée qui permet de diminuer le nombre de communications GPIB. Elle consiste à utiliser les cycles d'hystérésis comme support pour l'application des différentes impulsions d'écriture. L'idée

est qu'un cycle d'hystérésis balaie en champ magnétique la JTM étudiée entre +/-1000 Oe avec une période de 50 ms, alors pourquoi ne pas profiter de ces différents champs pour appliquer nos impulsions d'écriture.

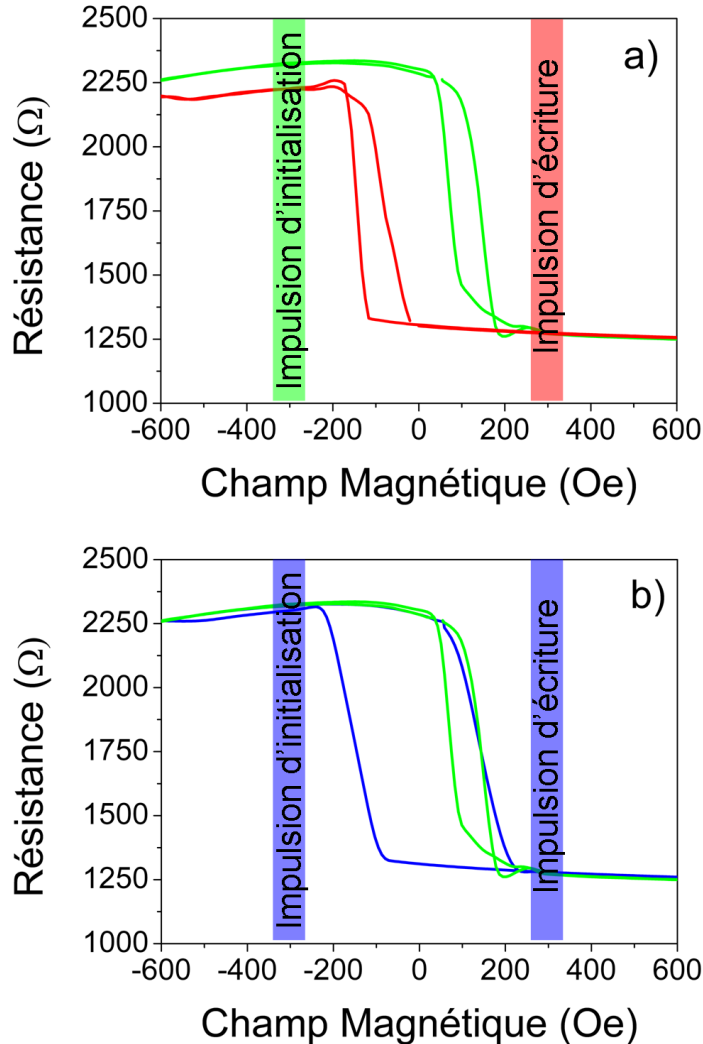


FIGURE 2.6 – Equivalence entre deux méthodes de mesure différentes. a) Le champ d'échange change de signe après l'application d'une impulsion d'écriture. Avant écriture, *i.e.* après initialisation, on mesure un champ d'échange ayant une valeur positive (cycle vert), après écriture le cycle a un champ d'échange négatif (cycle rouge). b) Cycle d'hystérésis résultant après la mesure moyennée 40 fois du protocole où l'on applique les impulsions d'initialisation et d'écriture pendant l'acquisition de ce cycle. Le cycle vert est mesuré après l'impulsion d'initialisation, sans impulsion d'écriture.

Nous appliquons tout d'abord une impulsion d'initialisation à -300 Oe, ce qui a pour effet de décaler par échange la couche ferromagnétique de la couche de stockage dans les valeurs po-

## 2.2. LES MÉTHODES DE CARACTÉRISATION

sitives. La branche du cycle d'hystérésis entre -300 Oe et +1000 Oe est alors celle dont le cycle d'hystérésis est décalé vers les valeurs positives de champ. Une seconde impulsion d'écriture est ensuite appliquée à +300 Oe, ce qui change cette fois le champ d'échange de la couche de stockage vers les valeurs négatives. La branche entre +300 Oe et -1000 Oe correspond donc à ce second pulse. Le cycle d'hystérésis résultant, présenté en figure 2.6, a sa branche de droite avec un champ d'échange positif ainsi qu'une branche de gauche décalée dans les valeurs négative. Le cycle d'hystérésis final est mesuré sur 40 cycles ( $N = 40$ ), ce qui correspond à une moyenne de 40 cycles d'initialisation et de 40 cycles d'écriture dans les directions de champ appropriées.

Néanmoins, avec cette méthode nous n'avons pas accès à toutes les informations que l'on pourrait avoir en appliquant les impulsions séparément et en dehors du cycle d'hystérésis. Comme on le constate en figure 2.6, nous n'avons plus d'accès direct aux valeurs du champ coercitif et de champ d'échange. Par contre on peut suivre l'évolution des branches  $H_{ex} + H_c$  et  $H_{ex} - H_c$ . Toutefois nous supposons que la valeur du champ coercitif reste constante pendant toutes les mesures, ce qui est une hypothèse tout à fait valide dans la mesure où la température de l'échantillon en dehors de l'impulsion ne varie pas<sup>3</sup>. On calculera alors le champ d'échange de la manière suivante :  $H_{ex} = (H_{ex} + H_c) - H_{c\ initial}$  lorsque l'on écrit vers les champs d'échange positifs et  $H_{ex} = (H_{ex} - H_c) + H_{c\ initial}$  lorsque l'on écrit vers des champs d'échange négatifs.

Cette procédure de mesure peut également nous permettre de connaître, dans une certaine gamme de champ appliqué, la variation moyenne de résistance. Pour ce faire, il faut appliquer les impulsions de chauffage à l'intérieur du cycle d'hystérésis, quand deux états d'aimantation sont possible c'est-à-dire pour des valeurs de champ magnétique comprise entre  $H_{ex} - H_c$  et  $H_{ex} + H_c$ . La figure 2.7 montre un tel cas. Nous allons décrire dans le paragraphe suivant à quoi correspond le saut de résistance que l'on observe.

### 2.2.4 Comparaison des deux méthodes de mesure

Précédemment nous avons décrit deux protocoles de mesure différents. L'un, plus classique consiste à appliquer les impulsions d'écriture les unes après les autres, et entre chaque impulsion d'écriture un cycle d'hystérésis ou une simple mesure de résistance en champ nous permet de savoir si le point mémoire est dans un état de basse ou de haute résistance. La seconde méthode nous permet en un seul cycle d'hystérésis<sup>4</sup> de connaître, en moyenne, quelles sont les caractéristiques d'écriture de l'échantillon. Une question se pose alors : est-ce que la variation de résistance moyenne observée par cette dernière méthode est moyenne entre  $x$  résistance haute et de  $(1 - x)$  résistance basse ou la moyenne d'une distribution d'états de résistance intermédiaires ? Pour ce faire, nous avons testé sur le même échantillon ces deux protocoles en prenant un ensemble de  $N = 40$  tests. Comme on peut le remarquer en figure 2.8, la résistance moyenne donnée par la seconde méthode est en fait la moyenne de résistance intermédiaire. La résistance donnée après une impulsion d'écriture a une certaine dispersion. Plus on augmente la densité de puissance, plus on resserre cette distribution vers des valeurs maximales de résistance (ou minimales suivant le sens d'écriture). La hauteur relative du saut de résistance correspond donc à la résistance moyenne de toutes les écritures individuelles. On ne peut donc pas parler ici de probabilité de retournement.

---

3. Hors application de l'impulsion de chauffage

4. Un seul cycle d'hystérésis moyenné, c'est-à-dire plusieurs périodes d'oscillation du champ.

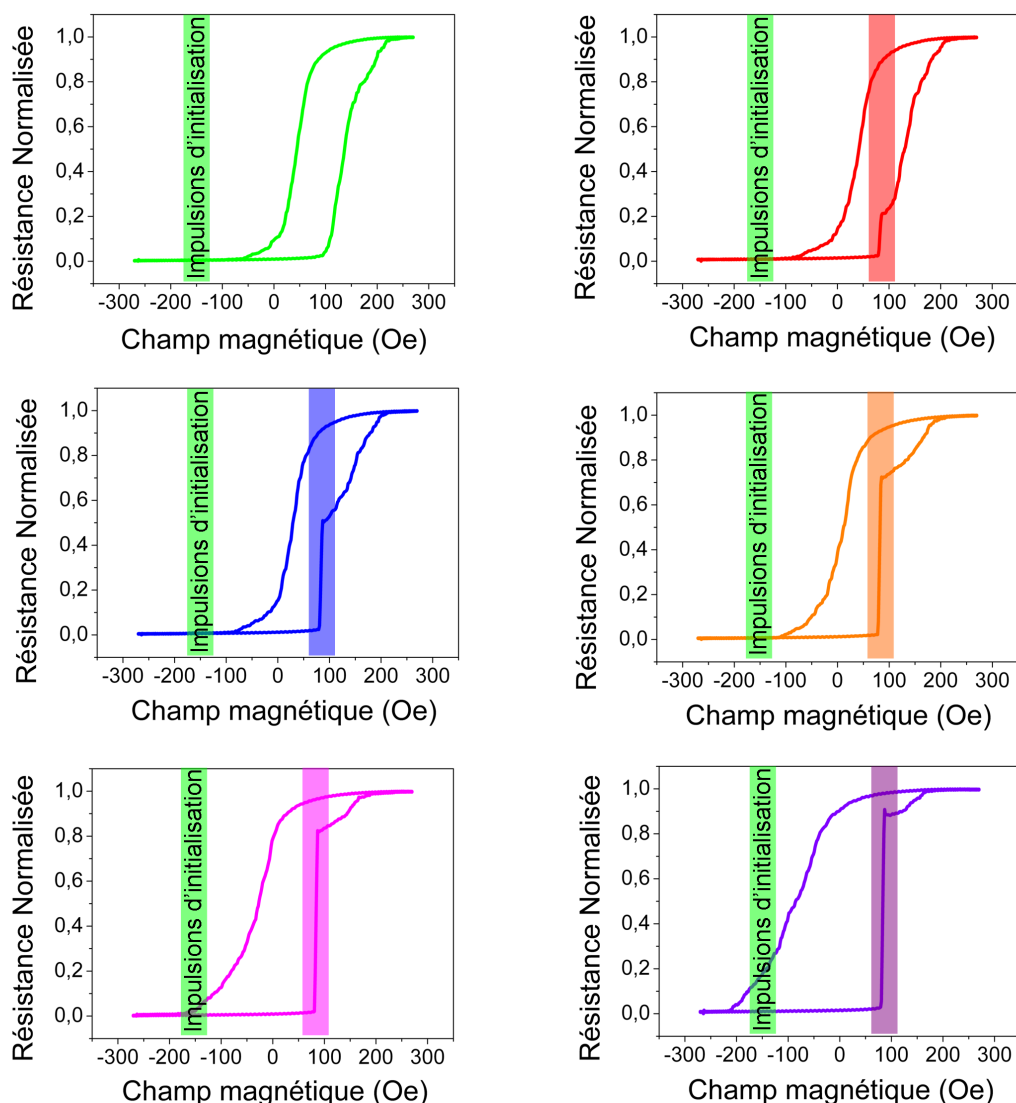
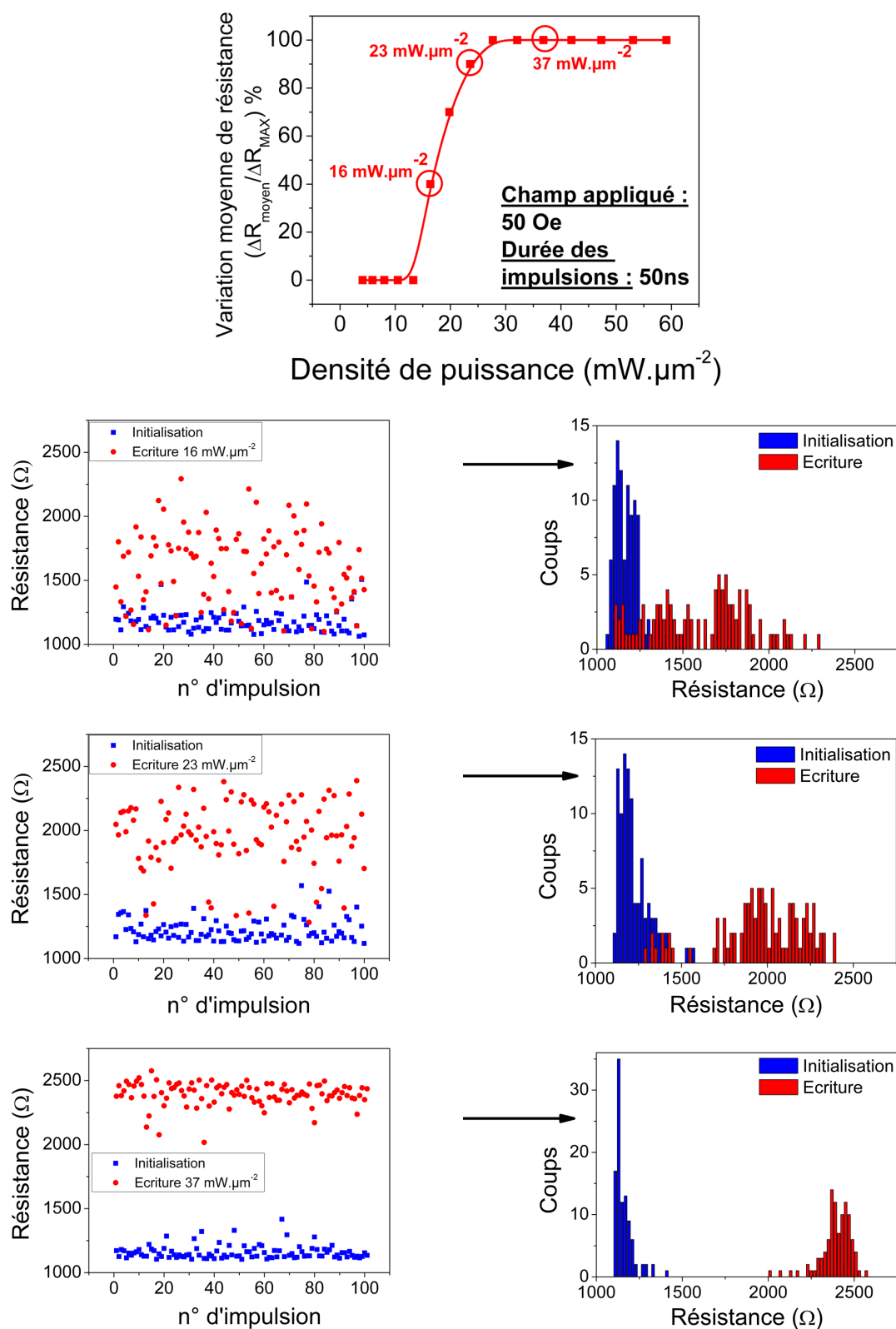


FIGURE 2.7 – Méthode expérimentale de détermination de la résistance moyenne obtenue après une impulsion d’écriture sous champ magnétique. Plus la densité de puissance de l’impulsion d’écriture est importante, plus on a un saut important de résistance. Ici les impulsions d’initialisation sont appliquées sous un champ magnétique de -300 Oe et les impulsions d’écriture sous un champ de +85 Oe.

La seconde méthode de mesure permet donc un plus grand nombre de mesures car elle est plus rapide. La plus grande partie des échantillons seront mesurés avec cette méthode. Pour résumer, cette méthode permet d’avoir accès à la valeur moyenne du champ d’échange quelque soit la valeur du champ appliqué sur l’échantillon pendant l’impulsion d’écriture et de connaître la variation moyenne de la résistance lorsque l’on applique des impulsions d’écriture sous un champ magnétique de valeur comprise entre  $H_{ex} - H_C$  et  $H_{ex} + H_C$ . C’est la méthode que nous avons choisie pour caractériser la majeure partie de nos échantillons.



## 2.2. LES MÉTHODES DE CARACTÉRISATION



40

FIGURE 2.8 – Comparaison entre deux protocoles de mesure. En haut est présentée la nouvelle méthode où l'on applique les impulsions d'initialisation et d'écriture pendant la mesure des cycles d'hystérésis. Sous cette figure est présenté le protocole de mesure plus classique où l'on mesure un cycle d'hystérésis après chaque impulsions. On a trois différentes densités de puissance d'écriture différentes :  $16 \text{ mW} \cdot \mu\text{m}^{-2}$ ,  $23 \text{ mW} \cdot \mu\text{m}^{-2}$  et  $37 \text{ mW} \cdot \mu\text{m}^{-2}$ . Ces impulsions sont appliquées sous un champ magnétique de 50 Oe. Les impulsions d'initialisation ont une densité de puissance de  $50 \text{ mW} \cdot \mu\text{m}^{-2}$  et sont appliquées sous un champ magnétique de 300 Oe.

### 2.2.5 Distribution d'écriture entre JTM

Au cours de cette thèse, nous allons être amenés à comparer des échantillons entre eux. Il pourra s'agir de comparer deux échantillons dont les empilements magnétiques sont différents ou sur un même échantillon (même empilement magnétique et même process) comparer différentes tailles et formes de piliers différentes. Il est aussi particulièrement important de savoir ce qui est comparable : doit-on comparer des distributions entre elles ou est-ce que l'étude d'une seule JTM, représentative de la distribution, est suffisante ?

Pour étudier la dispersion, nous avons mesuré la variation du champ d'échange pour des impulsions de 50 ns de différentes densité de puissance sous un champ de 300 Oe. Nous comparons donc en figure 2.9 les distributions du champ d'échange pour trois différentes tailles et formes de pilier : des piliers circulaires de 0,2 et 0,4  $\mu\text{m}$  de diamètre et des ellipses d'axes  $0,2 \times 0,4 \mu\text{m}$ . Avant chaque application d'impulsion, la jonction est initialisée dans son état opposé. Les mesures présentés dans la figure 2.9 sont moyennées 40 fois, ce qui nous permet d'avoir une erreur sur la variation moyenne de résistance mesurée inférieure à 8 %. On observe alors trois distributions différentes et distinctes qui correspondent aux trois différentes tailles de pilier. Cela veut dire que pour des distributions d'écriture sous un champ magnétique suffisamment fort (ici 300 Oe) on peut directement comparer une JTM avec une autre puisque un échantillon est représentatif de sa catégorie. Nous verrons néanmoins dans le chapitre 3 que ces distributions d'écriture s'élargissent grandement lorsque l'on écrit des JTM avec des champs magnétiques inférieurs à 100 Oe.

Dans l'exemple pris en figure 2.9, ces différences de densités de puissance nécessaires au reversement du champ d'échange pour différentes tailles de pilier seront discutées un peu plus loin dans ce chapitre.

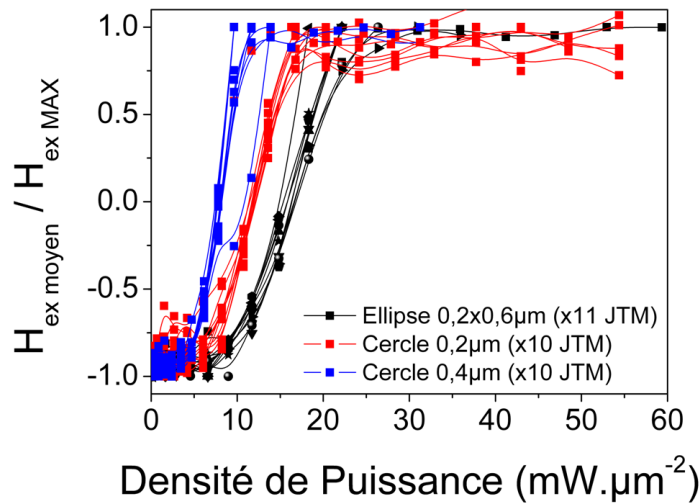


FIGURE 2.9 – Variation normalisée du champ d'échange après l'application d'impulsions de 50 ns sous un champ magnétique de 300 Oe en fonction de la densité de puissance de l'impulsion d'écriture. Cette évolution du champ d'échange a été mesurée pour : 10 piliers circulaires de 0,2  $\mu\text{m}$  de diamètre, 10 piliers circulaires de 0,4  $\mu\text{m}$  de diamètre et 11 ellipses de  $0,2 \times 0,6 \mu\text{m}$

## 2.3 Les variations de densité de puissance d'écriture

Dans le chapitre 3, nous allons comparer des échantillons qui ont des empilements magnétiques différents. Mais nous devons d'abord déterminer si on peut comparer des piliers de taille différente, avec des largeurs d'impulsion différentes et avec une direction du courant différente. On va donc étudier l'effet de ces paramètres sur la densité de puissance minimale nécessaire à l'écriture de la couche de stockage. A priori, il ne devrait pas y en avoir car la température à proximité de la barrière tunnel est directement reliée à la densité de puissance de l'impulsion d'écriture par la relation  $T = T_0 + \alpha \cdot P$  qui ne dépend pas du diamètre des piliers.

### 2.3.1 Dépendance de la température de blocage en fonction de la durée de l'impulsion

Les phénomènes de couplage qui apparaissent entre une couche ferromagnétique (FM) et une couche antiferromagnétique (AF) permettent de piéger par échange une couche ferromagnétique dans une direction souhaitée. Il a déjà été démontré théoriquement et expérimentalement que la température de blocage  $T_B$  d'un AF dépend de la durée de l'impulsion de chauffage [60] [61]. Plus l'impulsion est courte, plus la température de blocage  $T_B$  est importante avec une limite haute qui est la température de Néel du matériau AF. C'est la loi d'Arrhenius-Néel qui décrit ce comportement. Nos TA-MRAM utilisant une couche AF que l'on chauffe par une impulsion de courant au dessus de sa température de blocage, il semble donc important d'étudier cette variation de  $T_B$ . Nous avons réalisé cette étude de la variation de  $T_B$  pour des impulsions allant de 10 ns à 1 ms.

L'échantillon présenté ici utilise du FeMn comme couche AF pour piéger la direction de la couche de stockage. L'empilement est le suivant : PtMn 20 / CoFe 2 / Ru 0,8 / CoFeB 2 / MgO 1,1 / CoFeB 1 / CoFe 1 / Ta 0,2 / NiFe 3 / FeMn 12 (épaisseurs en nm). Après le dépôt, cette échantillon est recuit à 300°C sous un champ magnétique de 1 T pendant 1 h 30 min.

Avant d'appliquer chaque impulsion d'écriture, la jonction est initialisée de manière à avoir son champ d'échange décalé vers les valeurs négatives. L'impulsion d'écriture est ensuite appliquée sous un champ magnétique de -300 Oe, ce qui renverse le champ d'échange vers les valeurs positives. En figure 2.11 on peut suivre cette évolution pour des largeurs d'impulsion de 10 ns à 1 ms et pour différentes densité de puissance. En considérant que la jonction est écrite lorsque le champ d'échange change de signe, on peut alors tracer la figure 2.11 qui nous donne la densité de puissance minimale à fournir pour pouvoir renverser la direction de la couche ferromagnétique de la couche de stockage.

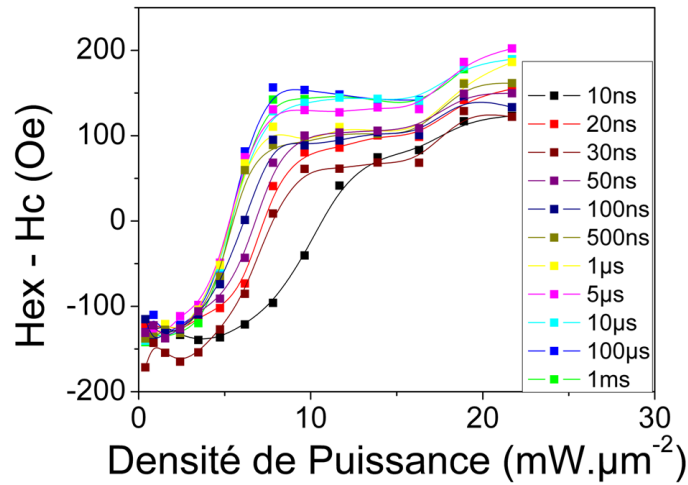


FIGURE 2.10 – Variation du champ d'échange en fonction de la durée de l'impulsion.

Les valeurs de densité de puissance peuvent être ensuite utilisées pour déterminer la température de la jonction tunnel après l'application de l'impulsion d'écriture. La température dans une première approximation de la manière suivante :  $T = T_0 + \alpha \cdot P$ , on comprends alors que la température de blocage va suivre la même tendance que la densité de puissance présentée en figure 2.11.

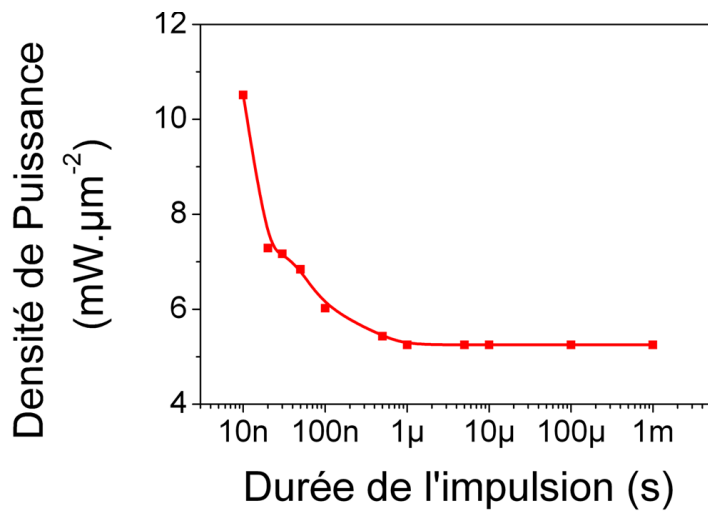


FIGURE 2.11 – Variation de la densité de puissance minimum à l'écriture en fonction de la durée de l'impulsion. Cette variation est directement reliée à la variation de température de blocage suivant la durée de l'impulsion d'écriture.

### 2.3.2 Effet de la taille latérale

L'influence de la taille latérale du pilier est plutôt simple à vérifier expérimentalement : il suffit de faire des tests d'écriture sur différentes tailles de points mémoire. C'est ce que nous avons fait en sélectionnant trois diamètres différents :  $1\ \mu\text{m}$ ,  $0,4\ \mu\text{m}$  et  $0,2\ \mu\text{m}$ . Nous n'avons pas limité l'étude à une seule largeur d'impulsion, mais nous avons exploré des largeurs d'impulsions comprises entre 10 ns et 1 ms. Le champ appliqué pendant les impulsions est de -300 Oe. Le cycle d'hystérésis de la couche de stockage est initialisé avant chaque mesure par une impulsion sous un champ de 300 Oe. Comme on le remarque en figure 2.12, lorsqu'on augmente l'amplitude de l'impulsion sous champ magnétique, le cycle d'hystérésis se décale progressivement. Pour construire la figure 2.12 (a) où on présente la densité de puissance nécessaire pour "écrire" le point mémoire, on se base sur la variation du champ d'échange présentée en figure 2.12 (b-d) en considérant que la JTM est écrite lorsque la valeur de  $H_{ex}$  change de signe.

Cette expérience montre une dépendance forte de la densité de puissance nécessaire à l'écriture en fonction de la taille pour toutes les durées d'impulsions. On remarque alors qu'il faut à peu près 1,5 fois plus de densité de puissance lorsque l'on veut écrire un point mémoire de diamètre  $0,4\ \mu\text{m}$  par rapport à un point mémoire de diamètre  $1\ \mu\text{m}$ , et ce rapport monte jusqu'à environ 3,5 fois plus de densité de puissance si l'on compare des piliers de  $0,2\ \mu\text{m}$  et  $1\ \mu\text{m}$ . Cette dépendance de la densité de puissance en fonction de la taille latérale ne peut donc pas être dû à une erreur statistique de la mesure et a des implications importantes pour les MRAM.

Pour des piliers larges, nous sommes quasiment dans un modèle de diffusion de la chaleur unidirectionnel où les pertes latérales ne représentent qu'un faible pourcentage de la perte totale de chaleur. Ce modèle ne convient plus pour des piliers dont les dimensions latérales sont inférieures à 500 nm car la largeur des points mémoires commence alors à être comparable à la hauteur de ceux-ci. Ainsi, les pertes latérales de chaleur, dans l'oxyde isolant qui entoure le pilier, ne deviennent plus négligeables et il faut apporter plus de densité de puissance pour atteindre la température d'écriture.

Dans la partie "Simulation thermique d'une TA-MRAM" de ce chapitre, nous étudierons plus en détail ces pertes de chaleur. Nous verrons alors l'évolution de la densité de puissance d'écriture pour des piliers dont les dimensions descendent sous les 100 nm car il semble maintenant important de prévoir quelle sera l'évolution de la densité de puissance d'écriture pour les prochaines générations de TA-MRAM.

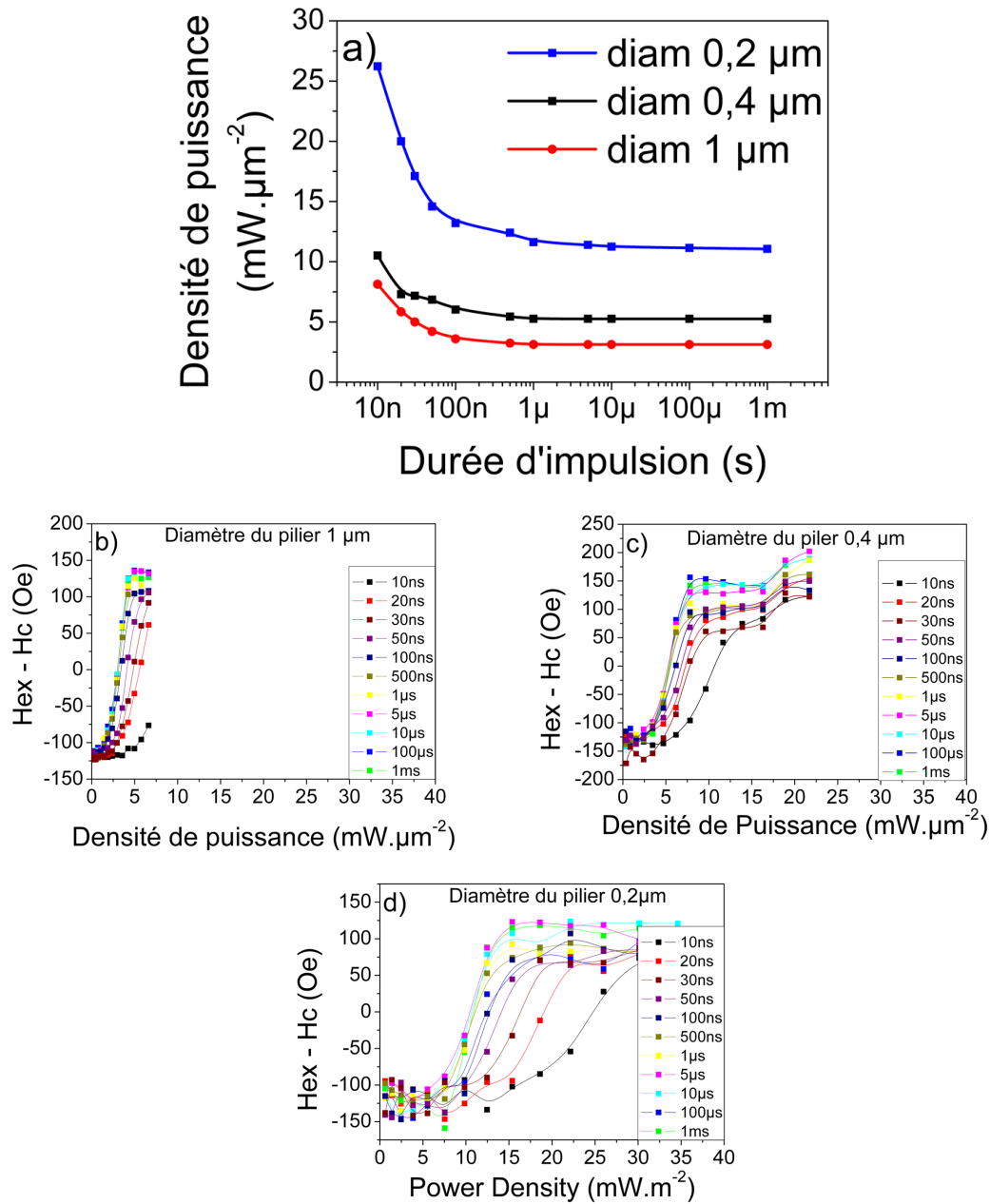


FIGURE 2.12 – Variation de la densité de puissance nécessaire au renversement de l'aimantation de la couche de stockage. Cette courbe est tracée à l'aide de la variation de  $H_{ex} - H_c$  pour différentes largeurs d'impulsion. On considère ici que la JTM est écrite lorsque le champ d'échange change de signe.

### 2.3. LES VARIATIONS DE DENSITÉ DE PUISSANCE D'ÉCRITURE

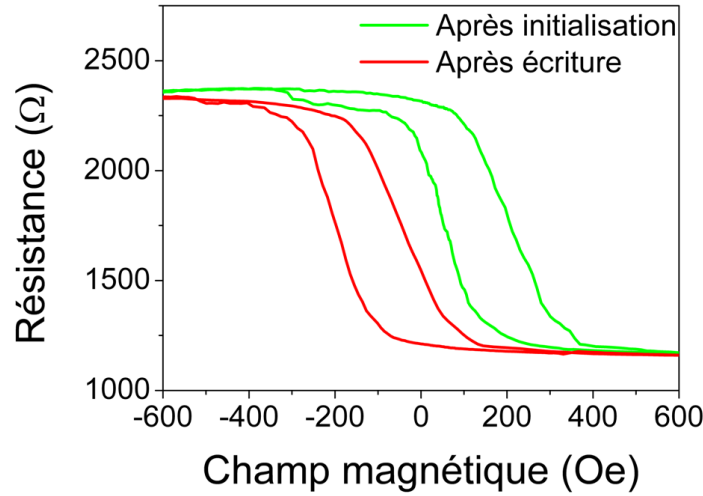


FIGURE 2.13 – Renversement de l'aimantation de la couche de stockage après l'application d'impulsions de 50 ns, de  $50 \text{ mW} \cdot \mu\text{m}^{-2}$  sur des piliers de  $0,2 \mu\text{m}$  de diamètre, sous un champ magnétique de  $\pm 300 \text{ Oe}$ .

#### 2.3.3 Dépendance suivant la polarité des impulsions

Actuellement, beaucoup de recherches sont menées sur une approche STT (*Spin Transfer Torque* en anglais) de l'écriture. Dans cette approche, on utilise un courant polarisé en spin afin de ne plus utiliser aucune ligne de champ. L'écriture d'une telle structure est effectuée en faisant passer un courant suffisamment élevé dans la jonction. Deux directions de courant vont être nécessaires pour écrire cette mémoire. Pour écrire l'état parallèle, les électrons devront aller de la couche de référence vers la couche de stockage et devront aller dans le sens opposé pour écrire l'état anti-parallèle. Aussi l'approche STT peut être combinée à l'approche TA pour apporter une meilleure stabilité thermique à la mémoire STT-MRAM en piégeant la couche ferromagnétique de stockage par une couche antiferromagnétique [30] [62]. On comprend donc qu'il est important de caractériser et comprendre les mécanismes de chauffage suivant la direction du courant.

Dans cette étude, nous avons démontré qu'il y a une asymétrie dans le chauffage suivant la polarité des impulsions d'écriture (direction du courant). Nous verrons que cette asymétrie est reliée à la relaxation d'électrons chauds qui perdent leur énergie d'un côté ou de l'autre de la barrière suivant la direction du courant.

L'étude a été réalisée sur des échantillons TA-MRAM avec l'empilement suivant : PtMn 20 / CoFe 2 / Ru 0,74 / CoFeB 2 / Mg 1,1 / CoFeB 1 / CoFe 1 / Ta 0,2 / NiFe 3 / FeMn 12 (épaisseurs en nm). Après le dépôt, les échantillons ont été recuit à  $300^\circ\text{C}$  sous un champ magnétique de 1 T pendant 1 h 30 min.

Pour mesurer l'influence de la polarité des impulsions d'écriture sur le renversement de l'aimantation de la couche de stockage, on commence tout d'abord par initialiser la direction de l'aimantation de la couche de stockage de manière à avoir un décalage du champ d'échange vers les valeurs positives. Une impulsion de  $50 \text{ mW} \cdot \mu\text{m}^{-2}$  sous un champ magnétique de  $-300 \text{ Oe}$

## CHAPITRE 2. ETUDE DU CHAUFFAGE DANS LES MRAM ASSISTÉES THERMIQUEMENT

est utilisée pour cette initialisation. Ensuite, on envoie des impulsions de 50 ns de différentes densités de puissance sous un champ magnétique de +300 Oe. On répète cette même opération pour des durées d'impulsion de 10 ns à 1 ms pour les deux directions de courant, et comme on peut l'observer en figure 2.14, on a un renversement de la valeur du champ d'échange entre +140 Oe et -140 Oe suivant la densité de puissance de l'impulsion. On définit les impulsions de polarité positive lorsque les électrons circuleront de la couche de PtMn vers la couche de FeMn et de polarité négative lorsque les électrons circuleront dans le sens opposé.

Pour ce faire, nous avons utilisé la méthode de mesure décrite précédemment dans ce chapitre où l'on applique les impulsions pendant la mesure du cycle d'hystérésis en moyennant les variations du champ d'échange 40 fois. Cela veut dire que chaque point de la figure 2.14 est la moyenne de 40 impulsions d'initialisation et de 40 impulsions d'écriture. Nous ferons l'approximation que la valeur du champ coercitif ne change pas tout au long de l'expérience, ce qui nous permet de supposer que la valeur du champ d'échange est :  $H_{ex} = (H_{ex} - H_c) - H_c^{initial}$ .

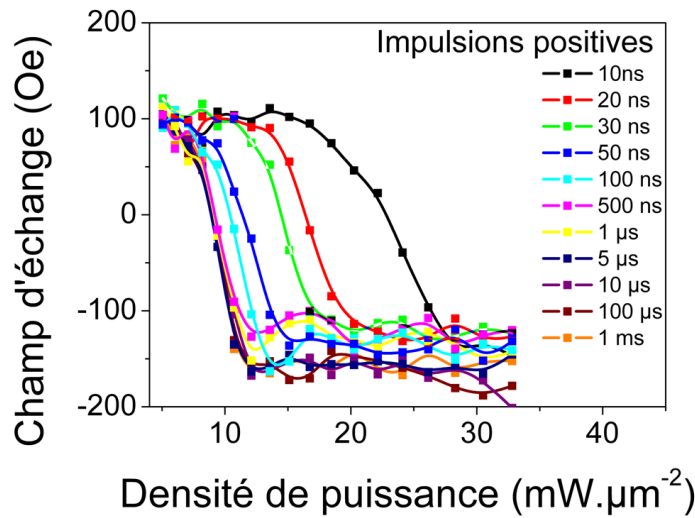


FIGURE 2.14 – Retournement de l'aimantation de la couche de stockage pour des impulsions positives de 10 ns à 1 ms.

En considérant qu'un point mémoire est écrit lorsque le champ d'échange de la couche de stockage change de signe, on peut alors tracer la figure 2.15 où est donnée la densité de puissance minimum à fournir pour pouvoir renverser l'aimantation de la couche de stockage. On remarque alors immédiatement qu'il y a une différence entre des impulsions dites positives et négatives et qu'il faut appliquer moins de densité de puissance pour des polarités positives. Pour différencier un éventuel effet de transfert de spin (STT) d'un effet purement thermique, nous avons répété cette expérience, en renversant cette fois ci l'aimantation d'une valeur de champ d'échange négative vers des valeurs positives, c'est-à-dire lorsque les électrons vont de la couche de référence vers la couche de stockage. Si l'on s'aperçoit que ce sont les polarités négatives qui demandent le moins de densité de puissance, cela voudra dire que le couple de transfert de spin favorise le renversement de l'aimantation. Mais d'après la figure 2.15, cela ne semble pas être le cas. On remarque également que les densités de courant des impulsions de chauffage sont compris entre



## 2.4. SIMULATION THERMIQUE D'UNE TA-MRAM

1 MA.cm<sup>-2</sup> et 3 MA.cm<sup>-2</sup> suivant la durée de cette impulsion, ce qui n'est pas suffisant pour effectuer un renversement STT de la couche de stockage CoFeB 1 / CoFe 1 / Ta 0,2 / NiFe 3 / FeMn 12 (épaisseurs en nm) [30] [62]. L'asymétrie observée dans les densités de puissance des impulsions d'écriture est donc uniquement liée à une asymétrie dans le chauffage de la cellule TA-MRAM.

Avec cette expérience, on démontre clairement qu'il y a une asymétrie dans le chauffage suivant la polarité du courant. Jusqu'à maintenant, on interprétait le chauffage se produisant au niveau de la barrière tunnel comme de l'effet Joule. Dans le transport tunnel des électrons il y a un potentiel énergétique différent entre les deux cotés de la barrière. On a ainsi une perte d'énergie des électrons chauds ou relaxation qui peut apparaître sous forme de phonons (vibration du réseau cristallin) et de magnons (mode d'excitation ou ondes de spin) [63]. Cette asymétrie est donc reliée à la relaxation des électrons chauds qui perdent leur énergie d'un côté ou de l'autre de la barrière suivant la direction du courant. La chaleur est donc générée à deux endroits différents dans l'empilement magnétique, ce qui donne pour une densité de puissance fixée deux températures différentes au niveau de l'antiferromagnétique de la couche de stockage. Cette asymétrie ne pourrait pas avoir lieu si le chauffage était entièrement produit par effet Joule car cet effet ne dépend pas la direction du courant. Par contre, rien ne nous prouve qu'il n'y a pas une partie de la chaleur qui est produite ainsi.

Des simulations thermiques ont été réalisées par la suite confirmant cette asymétrie. Elles sont présentées dans la section Simulation Thermique d'une TA-MRAM de ce chapitre.

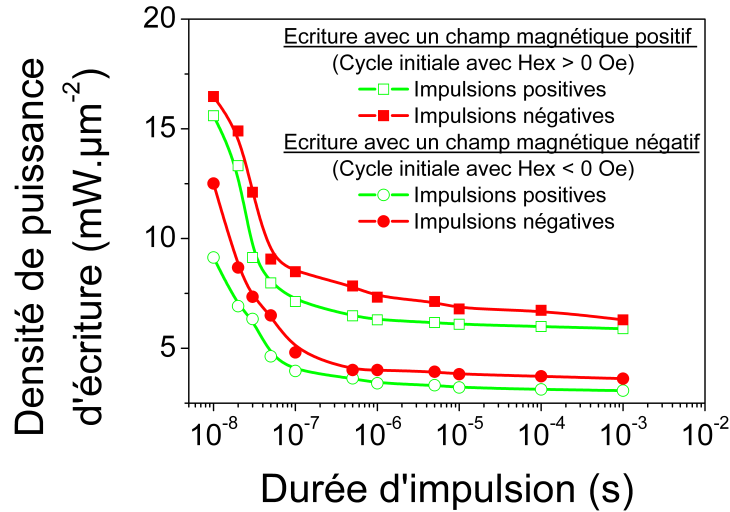


FIGURE 2.15 – Densité de puissance nécessaire à une impulsion appliquée sous un champ magnétique de 300 Oe pour renverser l'aimantation de la couche de stockage.

## 2.4 Simulation thermique d'une TA-MRAM

La température nécessaire pour renverser la valeur du champ d'échange de la bicouche ferro / antiferromagnétique de la couche de stockage est le paramètre crucial de ces TA-MRAM. Comme nous l'avons vu précédemment, cette température n'est pas seulement reliée à l'amplitude de

l'impulsion de chauffage mais aussi à la taille du pilier et la direction dans laquelle les électrons vont circuler. Dans cette partie, nous allons étudier d'un peu plus près le chauffage à l'aide de simulation thermique en utilisant le logiciel Femlab qui résout les équations de diffusion de la chaleur en trois dimensions.

### 2.4.1 Modèle 1D de l'équation de diffusion de la chaleur

Dans une TA-MRAM, la chaleur est produite au niveau de la barrière tunnel et se propage ensuite des deux côtés de la barrière. Pour calculer le profil de température dans une JTM après l'application d'une impulsion de chauffage, on résout l'équation de diffusion de la chaleur qui sous sa forme générale est la suivante [64] :

$$(C_p\rho)\frac{\partial T}{\partial t} = -div\vec{j}_Q + Q \quad (2.4)$$

où  $\rho$  est la densité du matériau,  $C_p$  sa chaleur spécifique par unité de masse ( $C_p\rho$  devient la chaleur spécifique par unité de volume en  $J.m^{-3}.K^{-1}$ ),  $\vec{j}_Q$  (en  $W.m^{-2}$ ) est le flux de chaleur donné par  $\vec{j}_Q = -k\vec{\nabla}T$ ,  $k$  est la conductivité thermique ( $W/K/m$ ) et  $Q$  est la quantité de chaleur en  $W.m^{-3}$ .

Si maintenant on considère que la JTM est prise en sandwich entre deux matériaux de très faibles conductivités thermiques qu'on appellera barrière thermique, on pourra alors supposer que la température dans la JTM est uniforme. En supposant que la chaleur ne se propage pas latéralement et que la chaleur est uniforme sur toute la surface, l'équation de diffusion de la chaleur devient alors :

$$\left( \sum_i (C_{pi}\rho_i d_i) + \frac{C_{pBT}\rho_{BT}d_{BT}}{2} \right) \frac{\partial T}{\partial t} = 2\frac{k_{BT}}{d_{BT}}(T - T_{amb}) + P_S \quad (2.5)$$

où  $C_{pi}$ ,  $\rho_i$ ,  $d_i$  sont les capacités calorifiques, la densité et les épaisseurs des différentes couches magnétiques que constituent la JTM;  $C_{pBT}$ ,  $\rho_{BT}$ ,  $d_{BT}$  celles des barrières thermiques;  $k_{BT}$  la conductivité thermique des barrières thermiques;  $T$  et  $T_{amb}$  sont respectivement la température des couches magnétiques et la température ambiante;  $P_S$  la densité de puissance.

Dans notre modèle 1D, cette équation se traduit par une équation simple avec une variable température qui dépend du temps  $T(t)$  :

$$\begin{cases} C_p d \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{k}{d_{BT}}(T - T_{amb}) = RAj^2 & \text{pendant la phase de chauffage} \\ C_p d \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{k}{d_{BT}}(T - T_{amb}) = 0 & \text{pendant la phase de refroidissement} \end{cases} \quad (2.6)$$

Où la capacité calorifique  $C_p = \left( \sum_i (C_{pi}\rho_i d_i) + \frac{C_{pBT}\rho_{BT}d_{BT}}{2} \right)$ . Les solutions analytiques de ces deux équations sont très simples :

$$\begin{cases} T = T_{amb} + \alpha P_S (1 - exp(-\frac{t}{\tau})) & \text{pendant la phase de chauffage} \\ T = T_{amb} + (T_{initiale} - T_{amb})exp(-\frac{t}{\tau}) & \text{pendant la phase de refroidissement} \end{cases} \quad (2.7)$$

## 2.4. SIMULATION THERMIQUE D'UNE TA-MRAM

Avec  $\alpha = \frac{dT_B}{k}$  ;  $\tau = \frac{C_p dT_B d}{k}$  ;  $T_{amb}$  la température ambiante et  $T_{initiale}$  la température initiale lors du refroidissement.

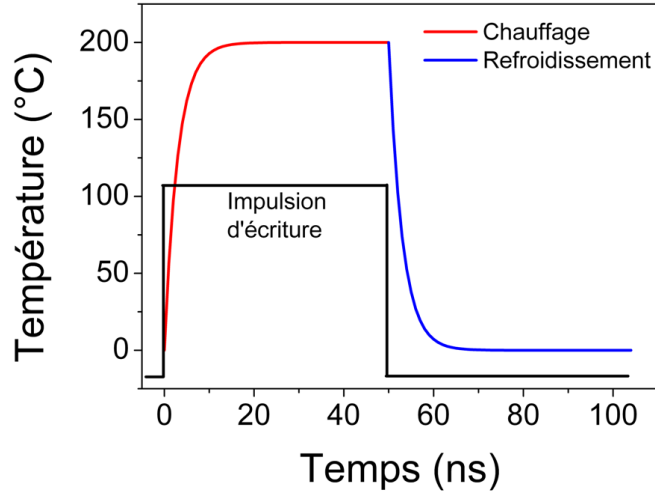


FIGURE 2.16 – Schéma de l'évolution de la température dans une jonction tunnel magnétique après une impulsion de 50 ns. Le schéma utilise les équations (2.8) et (2.9) avec  $T_{amb} = 0^{\circ}C$ ,  $\alpha P_S = 200^{\circ}C$  et  $\tau = 3$  ns. [65] [64]

### 2.4.2 Résolution 3D de l'équation de diffusion de la chaleur avec Femlab

De manière à comprendre les mécanismes de propagation de la chaleur des TA-MRAM, l'équation de diffusion de la chaleur a été résolue en tenant compte de la structure de la jonction et de ses électrodes. Pour cela le logiciel commercial Femlab est utilisé pour résoudre cette équation dans une approche 3D.

#### La structure étudiée

La géométrie et les dimensions utilisées dans Femlab sont présentées dans la figure 2.17. La structure simulée est une jonction tunnel magnétique de  $0,2 \mu m$  de diamètre dont l'empilement est proche de celui présenté en figure 1.13 c'est à dire : Ta 50 / PtMn 20 / SAF 5 / MgO 1 / CoFe 5 / IrMn 6 / Ta 40 / CoSiN 60 (épaisseurs en nm). Cet empilement comprend une barrière thermique de 60 nm d'épaisseur qui permet de limiter les pertes de chaleur vers l'électrode supérieure. La barrière thermique est constituée de CoSiN qui possède une faible conductivité thermique ( $k_{CoSiN} = 1,47 W.m^{-1}.K^{-1}$ ). On notera que les pertes vers l'électrode inférieure sont également limitées puisque la couche de référence est constituée de Ta et de PtMn qui possèdent tous les deux des constantes de conductivité thermique relativement basse ( $k_{Ta} = 6 W.m^{-1}.K^{-1}$  et  $k_{PtMn} = 6 W.m^{-1}.K^{-1}$ ). Pour simplifier la simulation, on essaiera de limiter le nombre de couches dans l'empilement, par exemple, on considèrera que le SAF (CoFe 2 / Ru 0,8 / CoFeB 2) de la couche de référence est équivalent thermiquement à une couche de 5 nm de CoFe. Cette jonction est mise en contact avec des électrodes à l'aide d'interconnexion en tungstène appelée "via". L'électrode supérieure est en aluminium avec une largeur  $0,3 \mu m$  et une épaisseur de 0,3

## CHAPITRE 2. ETUDE DU CHAUFFAGE DANS LES MRAM ASSISTÉES THERMIQUEMENT

$\mu\text{m}$ . L'électrode inférieure est en cuivre avec une largeur  $0,2 \mu\text{m}$  et une épaisseur de  $0,3 \mu\text{m}$ . Pour permettre le passage d'une ligne de champ sous la JTM, un déport de longueur  $1,5 \mu\text{m}$  d'une largeur  $0,4 \mu\text{m}$  et d'une épaisseur  $0,05 \mu\text{m}$  est utilisé comme montré en figure 2.17. On appellera ce déport un "strap". Cette structure correspond en fait aux structures de test que Crocus Technology utilise pour développer ces mémoires TA-MRAM.

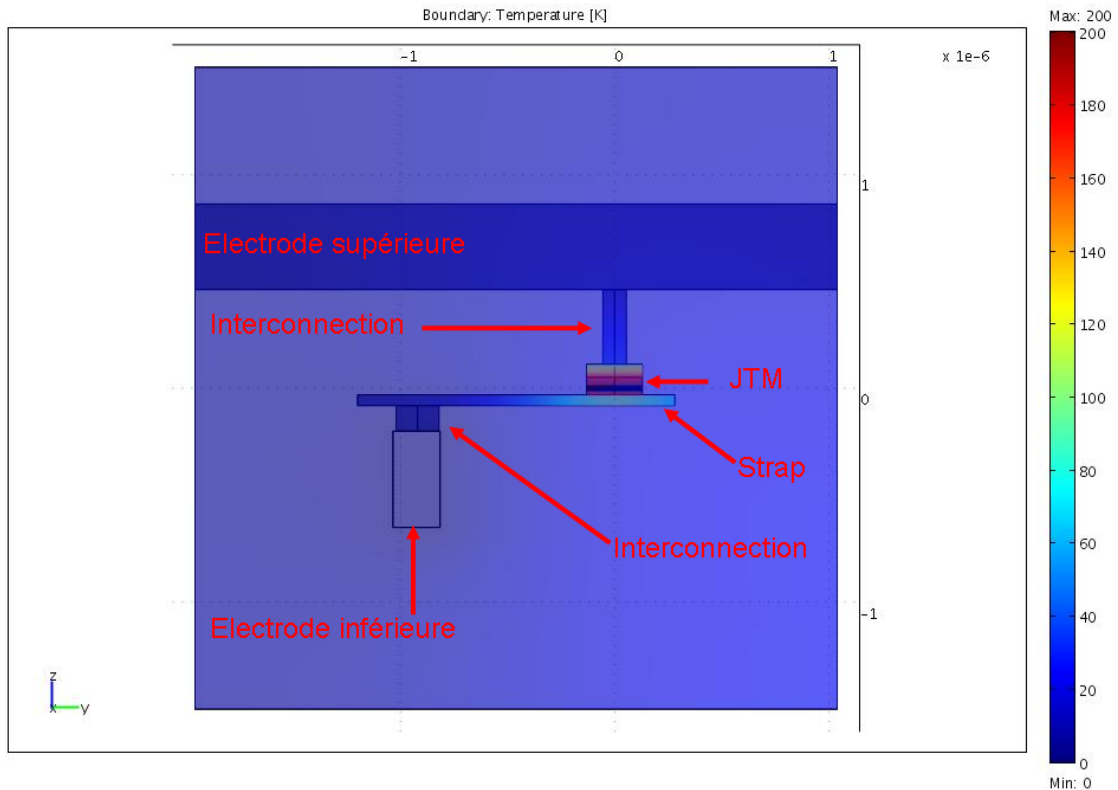


FIGURE 2.17 – Vue en coupe de la géométrie de la cellule mémoire simulée.

La simulation est faite pour une densité de puissance de  $15 \text{ mW} \cdot \mu\text{m}^{-2}$ .

Le tableau suivant donne les valeurs de densité  $\rho$ , de capacité calorifique  $C_p$  et conductivité thermique  $k$  utilisées pour la simulation. Ces paramètres sont très importants et une erreur de coefficient sur l'un des matériaux fausserait le résultat final. Par exemple, au début de ces simulations, nous avons utilisé une conductivité thermique pour le tantale de  $57 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ , ce qui est exacte pour la phase  $\alpha$  du tantale. Dans l'empilement magnétique, on dépose en fait la phase  $\beta$  qui a elle une conductivité thermique de  $6 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ . Nous nous trompions alors sur la température finale d'un facteur 5.

## 2.4. SIMULATION THERMIQUE D'UNE TA-MRAM

Matériaux	k $W.m^{-1}.K^{-1}$	Cp $J.kg^{-1}.K^{-1}$	densité $kg.m^{-3}$
CoFe	37	434	8387
NiFe	88	401	8700
PtMn	6	237	12373
IrMn	6	285	11113
FeMn	43,2	464	7672
MgO [66]	7	1466	3580
Ta $\beta$	6	139	16600
Ru	120	239	12370
Cu	401	384	8960
W	170	133	19250
SiO2	1,4	730	2200
TEOS	1,1	703	2200
CoSiN	1,47	703	4500

TABLE 2.1 – Constantes physiques des matériaux présents dans une TA-MRAM

### Les conditions aux limites

Pour la résolution de l'équation de dissipation de la chaleur, il faut imposer des conditions limites au système. On choisit de mettre une température fixe à chaque extrémités des électrodes<sup>5</sup>. Cette condition est justifiée car les électrodes sont suffisamment longues pour que la chaleur ne se propage pas jusqu'à ces extrémités (cf figure 2.18). Le reste des surfaces est en contact avec un oxyde de Silicium (SiO<sub>2</sub> ou TEOS pour *TetraEthyl OrthoSilicate* en anglais) qui possède une faible conductivité thermique, généralement inférieure à  $1,5 W.m^{-1}.K^{-1}$  et une capacité calorifique très forte comparée aux autres couches métalliques présentent dans l'empilement magnétique.

### 2.4.3 Simulation de l'effet de la taille latérale

Nous avons observé précédemment que lorsqu'on diminuait la taille latérale des points mémoire, la densité de puissance qu'il faut appliquer pour écrire la couche de stockage avait tendance à augmenter. Cela voudrait dire que pour une densité de puissance fixée, la température induite est plus basse pour des diamètres petits. En fait, nous avons d'abord découvert cet effet par simulation et nous avons vérifié électriquement si cette variation de la puissance d'écriture en fonction de la taille était réelle.

Nous avons commencé cette étude en calculant la température générée par une impulsion de densité de puissance fixe de  $15 mW.\mu m^{-2}$  pour différents diamètres de pilier allant de  $4 \mu m$  à  $32 nm$  de diamètre. L'augmentation de température est présentée en Figure 2.19. On s'aperçoit alors que pour des tailles de piliers inférieurs à  $400 nm$  de diamètre, l'augmentation de température est très inférieure à celle que l'on peut avoir pour des diamètres de taille micrométrique. Cela devient même inquiétant pour des diamètres inférieurs à  $100 nm$  :  $\Delta T \approx 82^\circ C$  pour  $90 nm$  ;  $\Delta T \approx 60^\circ C$  pour  $65 nm$  et  $\Delta T \approx 28^\circ C$  pour  $32 nm$ .

5. La simulation Femlab calcule une augmentation de température. On choisit une température de  $0^\circ C$  pour avoir une lecture directe de cette augmentation de température.

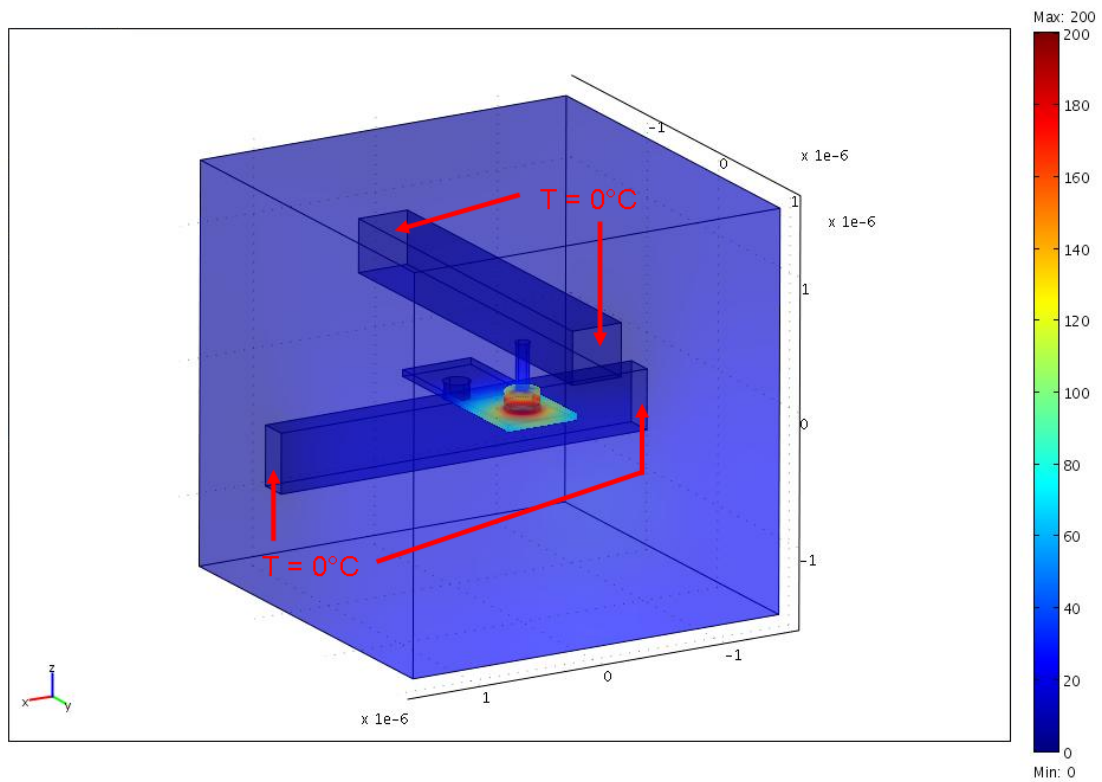


FIGURE 2.18 – Vue en perspectives de la géométrie de la cellule mémoire simulée avec ces conditions aux limites.

## 2.4. SIMULATION THERMIQUE D'UNE TA-MRAM

Connaissant alors l'augmentation de température pour  $15 \text{ mW} \cdot \mu\text{m}^{-2}$ , on peut alors estimer quelle doit être la densité de puissance de l'impulsion de chauffage pour écrire la cellule mémoire (cf figure 2.19). Cette densité de puissance est obtenue en considérant que la jonction est écrite lorsque l'on obtient une augmentation de température de  $\approx 150^\circ\text{C}$ .

Pour expliquer ce phénomène, nous avons calculé les fuites de chaleur par les bords pour différents diamètres de pilier. Dans une TA-MRAM, la chaleur peut être évacuée verticalement, c'est à dire vers les électrodes inférieure et supérieure, et latéralement sur le pourtour de la jonction. On calcule ainsi les pertes en intégrant sur la surface étudiée le flux de chaleur sortant pour différentes tailles latérales de pilier. Le résultat est présenté en figure 2.20. On s'aperçoit alors que pour des pions de petite taille, la perte totale latérale de chaleur devient de plus en plus importante. Cela explique donc les résultats électriques obtenus précédemment.

Afin de diminuer les pertes latérales que l'on observe pour des tailles de pilier inférieures à 500 nm, une des solutions qui peut être envisagée serait de mieux isoler thermiquement le pion mémoire. Actuellement, le pilier est encapsulé dans du TEOS qui a une conductivité thermique de  $1.1 \text{ W/m/K}$ . En utilisant des matériaux possédant une conductivité thermique plus faible (appelé *low-k* en anglais) ces pertes latérales peuvent être grandement diminuées et on peut ainsi augmenter la température produite par les impulsions d'écriture. Ces oxydes sont la plupart du temps des matériaux relativement poreux ( $k_{\text{air}} \approx 0,01 \text{ W/m/K}$ ). Ils sont connus de l'industrie de la micro-électronique puisqu'ils possèdent également une faible permittivité électrique, ce qui est très apprécié pour éviter les capacités parasites. La figure 2.21 montre la différence de profil de température que l'on a entre un pilier isolé par du TEOS et par un oxyde de faible conductivité thermique ( $k = 0,5 \text{ W/m/K}$ ).

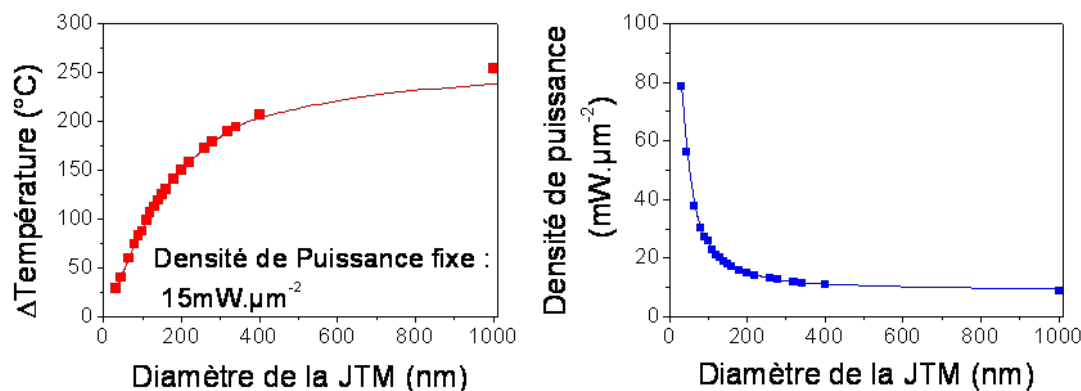


FIGURE 2.19 – A gauche : augmentation de température  $\Delta T$  en fonction de la largeur d'une jonction tunnel magnétique circulaire pour une densité de puissance fixe de  $15 \text{ mW} \cdot \mu\text{m}^{-2}$ . A droite : densité de puissance qu'il faudrait alors fournir pour pouvoir atteindre une augmentation de température de  $200^\circ\text{C}$ .

6. En fait, les matériaux *low-k* sont des matériaux possédant une faible permittivité électrique ( $k$ ), mais comme ces matériaux sont poreux, ils ont également une faible conductivité thermique.

CHAPITRE 2. ETUDE DU CHAUFFAGE DANS LES MRAM ASSISTÉES THERMIQUEMENT

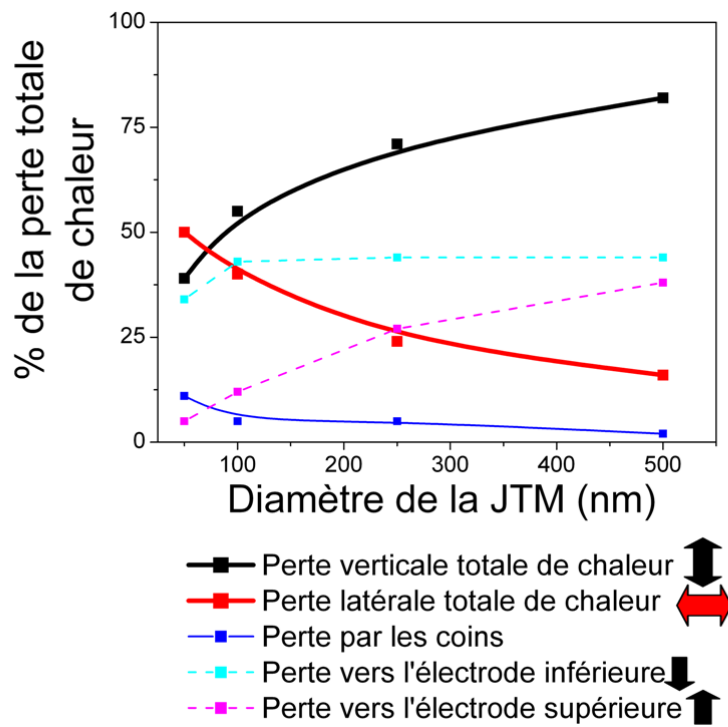
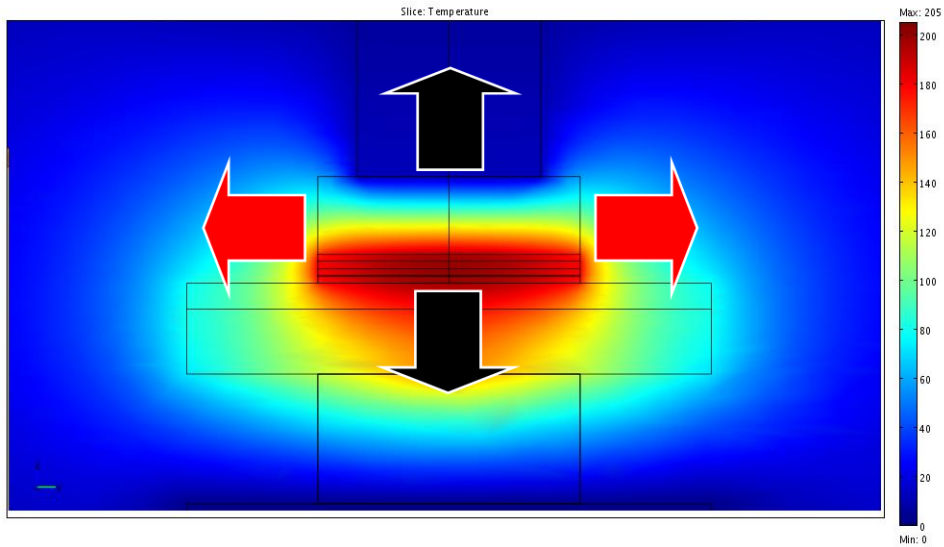


FIGURE 2.20 – Répartition des pertes de chaleur dans une cellule TA-MRAM.



## 2.4. SIMULATION THERMIQUE D'UNE TA-MRAM

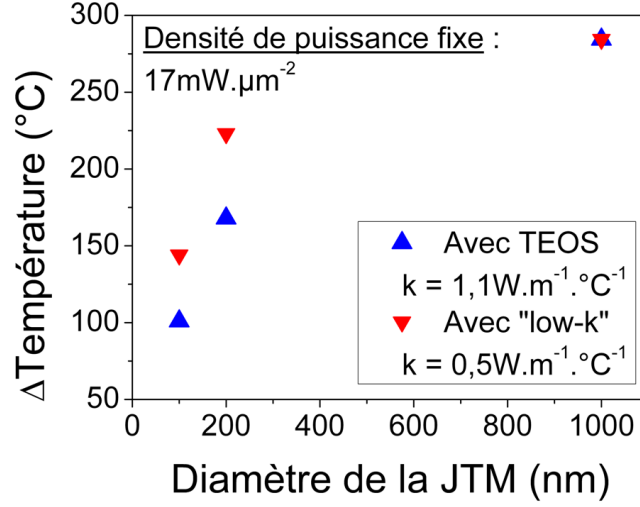


FIGURE 2.21 – Température simulée pour une densité de puissance d’impulsion de chauffage de  $17 \text{ mW} \cdot \mu\text{m}^{-2}$ . Les points bleus représentent la température obtenue pour une structure dont le point mémoire est isolé électriquement par du TEOS ( $k_{TEOS} = 1,1 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{°C}^{-1}$ ). Les points rouge représentent une structure utilisant un matériau dit "low-k" ( $k_{low-k} = 0,5 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{°C}^{-1}$ ).

### 2.4.4 Simulation en fonction de la polarité des impulsions

Dans les simulations effectuées précédemment, une certaine quantité de chaleur était introduite dans toute la surface de la barrière tunnel de manière uniforme. La chaleur diffuse alors vers les couches voisines en suivant les équations de diffusion de la chaleur. D’après les observations qui ont été faites expérimentalement, ce type de simulation ne permet pas d’expliquer une asymétrie dans le chauffage puisque cette méthode ne tient pas compte de la direction du courant. Nous choisissons donc d’introduire un profil de chaleur exponentiel décroissant d’un côté ou de l’autre de la barrière suivant la direction du courant qu’on souhaite simuler. On peut exprimer la quantité de chaleur sous la forme suivante :

$$Q = Q_0 \cdot \exp\left(-\frac{z - z_0}{\tau_{inel}}\right) \quad (2.8)$$

Où  $Q_0$  est une quantité de chaleur exprimée en  $\text{W}/\text{m}^3$  et  $z$  est l’axe de croissance de l’empilement magnétique.  $\tau_{inel}$  représente la longueur caractéristique dans laquelle les électrons vont perdre leur énergie. En effet, lors du passage par effet tunnel à travers la barrière d’oxydes, les électrons conservent leur énergie. Compte tenu du potentiel  $V$  appliqué à la barrière pour créer un courant tunnel résultant, les électrons sont injectés dans l’électrode réceptrice comme des électrons chauds avec une énergie  $eV$  au dessus du niveau de Fermi  $\epsilon_F$ . Ils relaxent alors vers  $\epsilon_F$  sur une distance caractéristique  $\tau_{inel}$  qui est le libre parcours moyen inélastique, par émission de phonons et de magnons. On choisira par la suite  $\tau_{inel} = 1 \text{ nm}$ .

Une conductivité thermique d’interface a également été introduite entre le MgO et les matériaux ferromagnétiques voisins. Cette constante est justifiée puisqu’elle rend compte du couplage entre électron et phonon dans les interfaces métal / non-métal [66] [67]. On choisit une conductivité thermique d’interface de  $1 \text{ GW} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$  [68].

La figure 2.22 montre le profil de température le long de l'axe de  $z$  pour les deux directions du courant. On observe alors deux différents profils suivant la direction du courant où le MgO joue ici le rôle d'une fine barrière thermique. Dans ce calcul, nous n'avons pas pris en compte l'effet Joule qui peut être généré par l'effet tunnel, mais on démontre clairement qu'au moins une partie de la chaleur diffuse d'un côté ou de l'autre de la barrière suivant la direction des électrons.

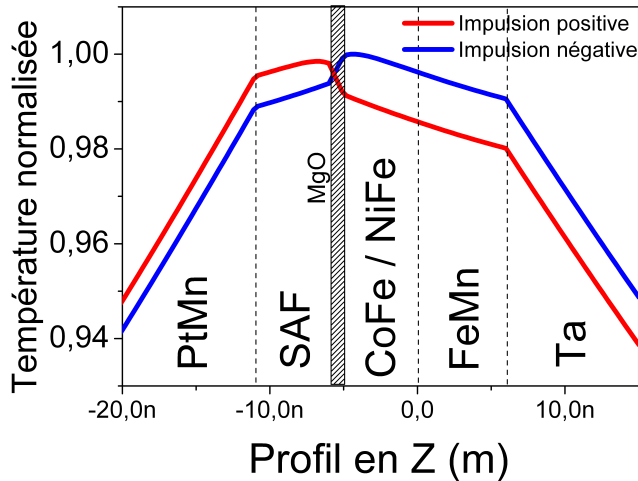


FIGURE 2.22 – Profil de température en fonction de la direction du courant.

#### 2.4.5 Autre type de chauffage

La TA-MRAM se sert des électrons qui passent par effet tunnel à travers la barrière de MgO pour produire de la chaleur et ainsi débloquent la couche de stockage. Le fait d'appliquer de fortes tensions aux bornes de la barrière tunnel peut la dégrader et détériorer ses propriétés au cours du temps. Aussi les simulations Femlab ont-elles permis de mettre au point une nouvelle méthode de chauffage dans laquelle le courant n'aurait plus besoin de traverser l'empilement magnétique lors de l'écriture. Elle consiste à chauffer la JTM avec une bande de matériaux de forte résistivité (le "*strap*") qui se situerait sous la JTM. La figure 2.23 permet de mieux saisir la géométrie proposée.

L'avantage de cette nouvelle méthode d'écriture est que le courant ne passe plus à travers la barrière de la JTM lors de l'écriture et permet ainsi d'avoir une durée de vie quasi-infinie. On peut également utiliser des JTM ayant des produits résistance - surface RA très élevés sans que cela gêne la consommation de puissance de la cellule mémoire. Mais un autre avantage important que peut également apporter cette approche vient du fait que le "*strap*" peut également générer un champ magnétique lorsque l'on y fait circuler un courant à travers. Cette ligne de champ est alors située au plus près du pilier magnétique, ce qui permettrait de diminuer très fortement la consommation d'énergie liée au champ magnétique. Dans les cellules TA-MRAM "classique", la ligne de champ génère environ  $3 \text{ Oe}/mA$  alors qu'avec cette nouvelle géométrie on peut générer jusqu'à  $25 \text{ Oe}/mA$  suivant la géométrie. Lorsqu'un courant  $I$  passe dans la ligne de champ de section  $w \times h$  ( $w$  la largeur et  $h$  la hauteur) à une distance  $d$  de la couche de stockage, le champ magnétique  $H$  créé sur cette dernière est donné par :

## 2.4. SIMULATION THERMIQUE D'UNE TA-MRAM

$$H = \frac{I}{4\pi wh} \times \left( 4(d+h) \arctan\left(\frac{w}{2(d+h)}\right) - 4d \arctan\left(\frac{w}{2d}\right) + w \times [\ln(4(d+h)^2 + w^2) - \ln(4d^2 + w^2)] \right) \quad (2.9)$$

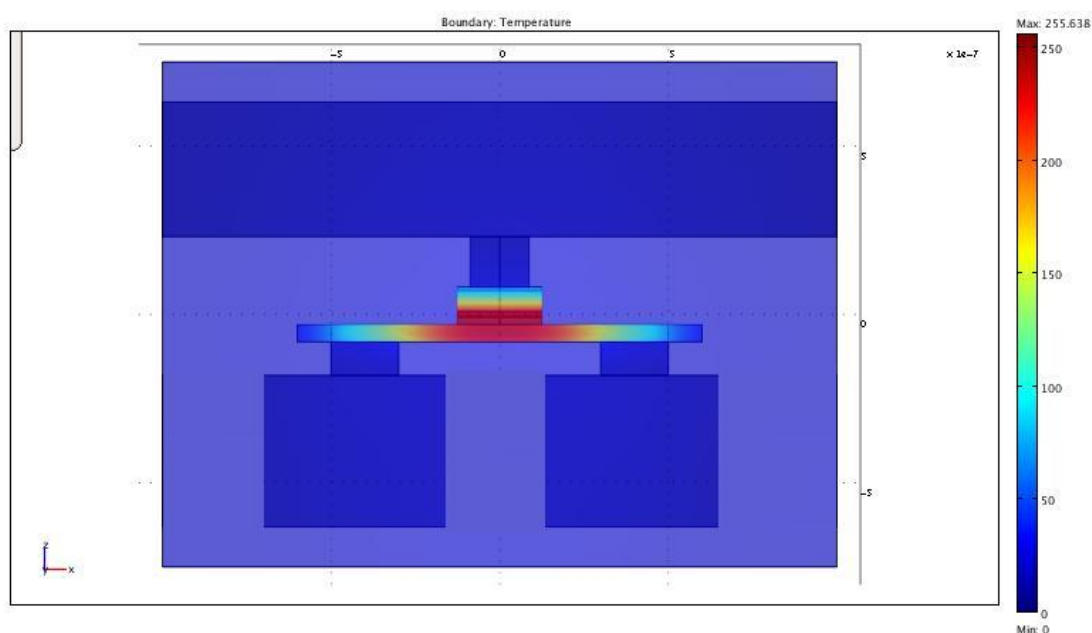


FIGURE 2.23 – Géométrie simulée d'un nouveau type de mémoire TA-MRAM où la chaleur n'est plus produite au niveau de la barrière tunnel, mais dans la bande résistive située sous la jonction tunnel.

Lorsque le courant passe à travers la bande résistive, de la chaleur est produite par effet Joule. La résistance de cette bande peut être contrôlée très précisément en jouant sur ces dimensions ou en choisissant un matériau ayant une résistivité électrique adéquate. ( $R = (\rho L)/S$  où  $\rho$  est la résistivité électrique du matériau ;  $L$  la longueur du barreau et  $S$  sa surface). On remarquera alors que d'après l'équation précédente, plus la largeur  $w$  et la hauteur  $h$  du barreau sont faibles, plus le champ produit est important. Comme les règles de design nous imposent la largeur de la bande résistive, on peut dire que plus le point mémoire sera petit, plus le champ généré par

cette "ligne" sera important.

Distance $d$ (nm)	largeur $w$ ( $\mu m$ )	épaisseur $h$ ( $\mu m$ )	Champ (Oe/mA)
30	0,4	0,01	14
30	0,3	0,01	17,8
30	0,2	0,01	24,6

TABLE 2.2 – Estimation du champ rayonné par le strap en fonction de la largeur  $w$  de celle-ci.

Le principale désavantage de cette géométrie est qu'elle nécessite deux transistors : un transistor relié à la bande chauffante pour l'écriture et un second transistor relié au dessus de la jonction tunnel pour la lecture du bit mémoire.

	TA-MRAM classique	Strap MRAM
Puissance d'écriture ( $mW$ ) pour $\Delta T = 200^\circ C$	0,5	2,2
Courant d'écriture (mA)	0,72	1,48
Tension d'écriture (V)	0,7	1,48
Champ produit (Oe/mA)	3	14,0
Densité de courant ( $MA/cm^{-2}$ )		178
Puissance pour champ d'écriture de 100 Oe (mW)	$\approx 100$	$\approx 21$
Puissance Totale pour l'écriture (mW)	$\approx 100$	$\approx 23$

TABLE 2.3 – Comparaison directe entre les deux types de chauffage de jonctions tunnel magnétiques de  $0,2 \mu m$  de diamètre. Dans ce tableau, les valeurs pour le *strap* MRAM sont données pour un *strap* de dimensions :  $w = 0,4 \mu m$ ,  $h = 0,01 \mu m$  et  $d = 30$  nm.

Ce que l'on constate c'est que d'un point de vue chauffage, cette voie d'écriture semble moins avantageuse qu'un chauffage classique ou l'on chauffe l'empilement magnétique en appliquant une impulsion de tension à travers le pilier. Néanmoins cette piste d'écriture conserve tout de même ces avantages, c'est-à-dire : pas de dégradation de la barrière tunnel car le courant ne passe pas à travers le point mémoire pendant l'écriture; une faible consommation des lignes et la possibilité de mettre plusieurs points mémoire sur le même élément chauffant.

## 2.5 Conclusion

Dans cette partie, nous avons discuté de la caractérisation expérimentale des TA-MRAM. Nous avons tout d'abord décrit le montage expérimental et avons montré une méthode originale et rapide pour caractériser des jonctions tunnel magnétiques. Dans une seconde partie, nous avons montré que la densité de puissance minimum nécessaire à l'écriture d'un point mémoire était dépendante de la largeur de l'impulsion d'écriture, du diamètre du pilier magnétique et du sens du courant. Nous en prendrons compte dans le chapitre 3 pour pouvoir comparer des échantillons différents entre eux. Enfin, nous avons confirmé toutes ces observations par des simulations thermiques qui nous permettent maintenant de mieux comprendre le chauffage d'une TA-MRAM. Nous démontrons aussi avec ces simulations thermiques que la conductivité thermique de l'oxyde isolant le point mémoire joue un rôle très important dans les pertes de chaleur latérales pour des piliers de taille inférieure à 500 nm.

## 2.5. CONCLUSION

## Chapitre 3

# Développement de MRAM assistée thermiquement à base de FeMn avec un champ magnétique d'écriture minimal

Dans le chapitre précédent nous avons décrit l'écriture des cellules TA-MRAM sans préciser vraiment le choix des couches magnétiques de la couche de stockage. Le premier objectif de cette thèse a été de développer des jonctions tunnel magnétiques avec du FeMn pour piéger la direction de l'aimantation de la couche ferromagnétique de stockage. Nous allons montrer dans ce chapitre comment nous avons choisi ces différentes couches. Après les mesures des premières jonctions tunnel FeMn, un second objectif a été de trouver quelle peut être la structure qui permet une écriture avec un minimum de champ magnétique extérieur. Nous verrons ainsi que ces travaux ont permis de diviser par presque 3 la valeur du champ magnétique nécessaire à l'écriture de la mémoire et donc de diminuer la consommation d'énergie.

### 3.1 Étude préliminaire du FeMn

#### 3.1.1 Pourquoi le FeMn ?

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que la température de blocage de la couche anti-ferromagnétique augmente lorsque la durée des impulsions diminue, la température de blocage maximum étant déterminée par la température de Néel. Ainsi, lorsqu'on va chercher à retourner l'aimantation de la couche de stockage avec des impulsions très courtes ( $< 10$  ns), la température de blocage atteindra très probablement la valeur de sa température de Néel. L'IrMn ayant une température de Néel d'environ  $420^\circ C$  contre  $210^\circ C$  pour le FeMn [27] [69] [70] [71], on comprend l'utilité de trouver un AF ayant une  $T_N$  plus basse. Le second principal avantage du FeMn est sa distribution de température de blocage qui est bien plus étroite que celle de l'IrMn. Donc, d'un point mémoire à l'autre, il y aura bien moins de dispersion sur les valeurs de densité de puissance des impulsions nécessaire à l'écriture. De plus, comme nous le verrons en fin de chapitre, l'utilisation du FeMn permet d'avoir un champ coercitif plus faible qu'avec l'IrMn. Ce paramètre est également important puisqu'il va nous fixer la valeur minimale de champ magnétique que l'on

### 3.1. ÉTUDE PRÉLIMINAIRE DU FEMN

devra fournir pour pouvoir écrire une cellule TA-MRAM.

Le FeMn est antiferromagnétique pour des concentrations de Mn comprise entre 30 et 55 % atomiques, dans ces proportions on a une structure cubique face centrée (cfc) [72]. Dans notre étude, nous avons utilisé une composition  $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$  qui a une température de Néel de  $215^\circ\text{C}$  [22]. On notera également que lorsque le FeMn est déposé sur une structure cfc (NiFe, Cu par exemple), on observe alors un faible champ coercitif et un meilleur piégeage par champ d'échange [73] [74].

#### 3.1.2 Bicouche ferromagnétique/antiferromagnétique

Avant de commencer le développement de jonctions tunnel magnétiques, nous avons étudié le piégeage du FeMn sur des bicouches ferro-antiferromagnétiques. Les empilements suivants ont été déposés avec différentes épaisseurs de FeMn allant de 5 nm à 15 nm :

- Ta 5 / Cu 3 / CoFe 2 / NiFe 2 / FeMn 5 / Ta 5
- Ta 5 / Cu 3 / CoFe 2 / NiFe 2 / FeMn 7,5 / Ta 5
- Ta 5 / Cu 3 / CoFe 2 / NiFe 2 / FeMn 9 / Ta 5
- Ta 5 / Cu 3 / CoFe 2 / NiFe 2 / FeMn 10,5 / Ta 5
- Ta 5 / Cu 3 / CoFe 2 / NiFe 2 / FeMn 12 / Ta 5
- Ta 5 / Cu 3 / CoFe 2 / NiFe 2 / FeMn 15 / Ta 5 (épaisseurs en nm)

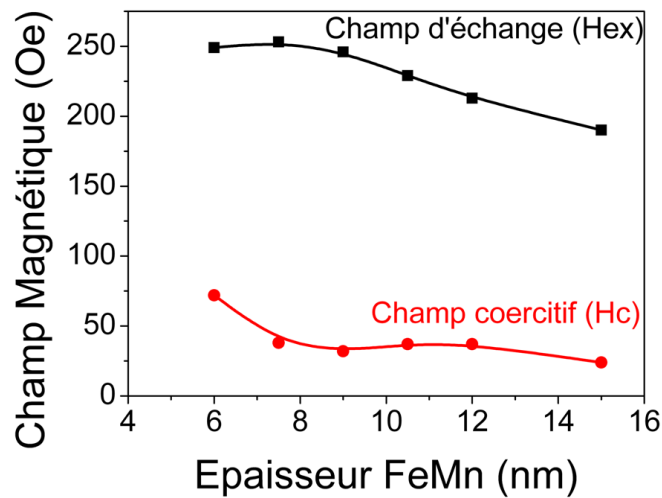


FIGURE 3.1 – Variation du champ d'échange  $H_{ex}$  et du champ coercitif en fonction de l'épaisseur de FeMn dans les multicouches suivantes : Ta 5 / Cu 3 / CoFe 2 / NiFe 2 / FeMn X / Ta 5 (épaisseurs en nm) où X représente l'épaisseur de la couche de FeMn. Les échantillons ont été recuits à  $200^\circ\text{C}$  pendant 30 min sous un champ magnétique de 2,5 kOe.

Les échantillons sont recuits pendant 30 min à  $200^\circ\text{C}$  sous un champ magnétique de 2,5 kOe. Cette température de recuit a été choisie par rapport aux températures de recuit trouvées dans la littérature [75]. Les valeurs de champs d'échange  $H_{ex}$  et de champs coercitif  $H_c$  sont tracées

**CHAPITRE 3. DÉVELOPPEMENT DE MRAM ASSISTÉE THERMIQUEMENT À BASE DE FEMN AVEC UN CHAMP MAGNÉTIQUE D'ÉCRITURE MINIMAL**

en figure 3.1. Ces valeurs sont extraites de mesures VSM [76] (*Vibrating Sample Measurement* en anglais) qui permet de mesurer les valeurs de l'aimantation totale de l'échantillon en fonction du champ magnétique (cycle d'hystérésis).

D'après la figure 3.1, on peut avoir accès au coefficient interfacial de densité d'énergie, communément défini par :

$$H_{ex} = \frac{J_{ex}}{M_{FM}t_{FM}} \quad (3.1)$$

Où  $t_{FM}$  est l'épaisseur de la couche ferromagnétique ;  $M_{FM}$  son aimantation ; et  $H_{ex}$  le champ d'échange.  $J_{ex}$  étant exprimé en  $erg/cm^2$ . On trouve donc une valeur de  $J_{ex}$  compris entre 0,065 et 0,09  $erg/cm^2$ <sup>1</sup>, ce qui est en accord avec les valeurs trouvées dans la littérature [77] [78].

### 3.1.3 Mesure de température de blocage sur des vanes de spin

Pour mesurer la température de blocage d'un antiferromagnétique, il s'agit de suivre pour différentes températures l'évolution du champ d'échange. Lorsque le champ d'échange devient nul, la température de blocage est atteinte. On pourrait alors mesurer à l'aide d'un VSM cette évolution, mais nous avons choisi une solution plus rapide qui consiste à mesurer cette température de blocage sur des vanes de spin. Nous avons choisi de faire ces mesures sur des vanes de spin dans un soucis d'efficacité puisqu'une mesure de magnétorésistance CIP<sup>2</sup> est très simple à mettre en œuvre. On obtient ainsi les températures de blocage de trois différentes épaisseurs de FeMn avec les vanes de spin suivantes (cf figure 3.2) :

- Ta 5 / NiFe 4 / Co 1 / Cu 2,5 / Co 2 / NiFe 2 / FeMn 5 / Pt 3
- Ta 5 / NiFe 4 / Co 1 / Cu 2,5 / Co 2 / NiFe 2 / FeMn 7 / Pt 3
- Ta 5 / NiFe 4 / Co 1 / Cu 2,5 / Co 2 / NiFe 2 / FeMn 13 / Pt 3 (épaisseurs en nm)

Épaisseur (nm)	Température de blocage mesurée (°C)
5	90
7	140
13	170

TABLE 3.1 – Température de blocage du FeMn suivant l'épaisseur. Ces mesures sont réalisées sur des vanes de spin. (cf figure 3.2)

---

1. Dans ce calcul,  $M_{FM}$  est la moyenne pondérée des couches ferromagnétiques CoFe 2 / NiFe 2.  
 2. (*Current In Plane* en anglais. C'est une mesure de MR avec quatre pointes en ligne où le courant passe dans le plan des couches contrairement aux mesures CPP (*Current Perpendicular to the Plane* en anglais) standard.



### 3.2. DÉVELOPPEMENT DES PREMIÈRES JONCTIONS TUNNEL MAGNÉTIQUES À BASE DE FEMN

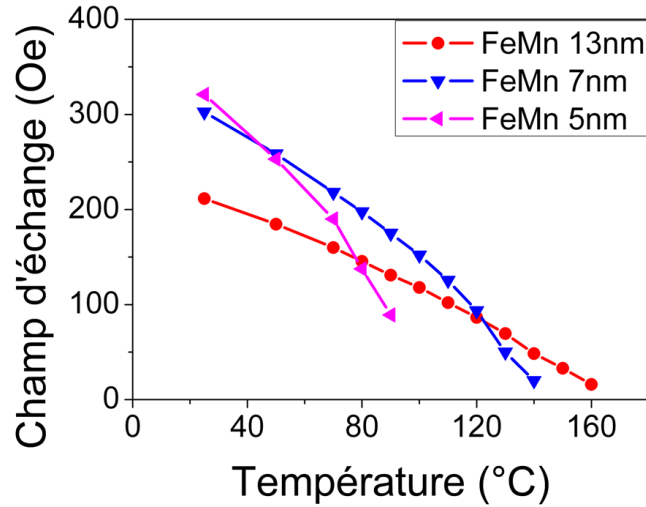


FIGURE 3.2 – Variation du champ d'échange Hex en fonction de la température pour des vanes de spin à base de FeMn. Les échantillons ont été recuits à 200°C pendant 30 min sous un champ magnétique de 2,5 kOe.

### 3.2 Développement des premières jonctions tunnel magnétiques à base de FeMn

Maintenant que nous avons montré que le FeMn permettait de piéger par échange une couche ferromagnétique, nous pouvons alors développer une jonction tunnel magnétique complète avec cet antiferromagnétique. Dans un premier temps, nous allons juste chercher à démontrer qu'il est possible de faire une telle jonction sans chercher à optimiser la couche ferromagnétique ou même la température de recuit. Pour ce faire, nous avons simplement copié l'empilement magnétique de référence de Crocus Technology qui utilisait alors de l'IrMn pour piéger la couche de stockage où l'on a remplacé l'IrMn (traditionnellement 6,5 nm) par trois épaisseurs différentes de FeMn. On a donc trois empilements magnétiques suivant :

- Ta 50 / PtMn 20 / CoFe 2 / Ru 0,74 / CoFeB 2 / Mg 1,1 ox 100W 200sccm 10s / CoFe 2 / Ta 0,2 / NiFe 3 / FeMn 5 / Ta 5
- Ta 50 / PtMn 20 / CoFe 2 / Ru 0,74 / CoFeB 2 / Mg 1,1 ox 100W 200sccm 10s / CoFe 2 / Ta 0,2 / NiFe 3 / FeMn 7 / Ta 5
- Ta 50 / PtMn 20 / CoFe 2 / Ru 0,74 / CoFeB 2 / Mg 1,1 ox 100W 200sccm 10s / CoFe 2 / Ta 0,2 / NiFe 3 / FeMn 13 / Ta 5 (épaisseurs en nm)

Ces échantillons ont été recuits à 340°C pendant 1 h 30 min sous un champ magnétique de 1 T. Le cycle VSM de l'empilement possédant 7 nm de FeMn est présenté en figure 3.3. Cet échantillon a un champ d'échange de 230 Oe et un champ coercitif de 110 Oe. Cette valeur de champ coercitif est bien plus importante que celle mesurée sur des bicouches recuites à 200°C. Cette augmentation du coercitif s'explique par une couche ferromagnétique et un recuit non approprié, nous verrons en fin de chapitre comment diminuer cette valeur.

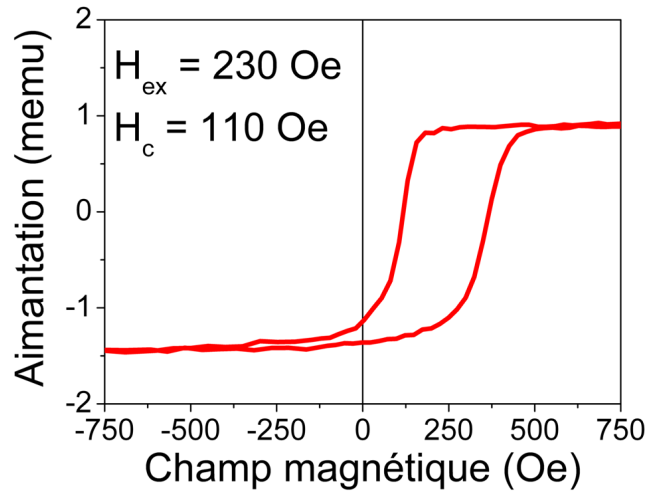


FIGURE 3.3 – Cycle VSM d'une jonction tunnel magnétique à base de FeMn : Ta 50 / PtMn 20 / CoFe 2 / Ru 0,74 / CoFeB 2 / Mg 1,1 ox 100W 200 sccm 10s / CoFe 2 / NiFe 3 / FeMn 7 / Ta 5. Recuit à  $340^{\circ}\text{C}$  pendant 1 h 30 min sous 1 T. On notera que la couche de stockage présente un champ d'échange de 230 Oe et un champ coercitif de 110 Oe.

### 3.2.1 Densité de puissance en fonction de l'épaisseur de FeMn

Les trois échantillons décrits précédemment ont ensuite été processés dans la salle blanche PTA et mesurés électriquement. Les jonctions mesurées ont des diamètres de 540 nm et des impulsions d'écriture seront appliquées pour renverser l'aimantation de la couche de stockage. Les valeurs de densité de puissance données en figure 3.4 sont obtenues en considérant que la jonction est écrite lorsque le champ d'échange de la couche de stockage change de signe. S'agissant des premiers échantillons mesurés électriquement, ces mesures ont été réalisées par la méthode dite "classique" où l'on applique une impulsion d'écriture sous champ magnétique avant de mesurer le cycle d'hystérésis résultant. Chaque point de la figure 3.4 est la moyenne de 15 écritures.

On a alors trois différents niveaux de densité de puissance d'écriture suivant l'épaisseur de FeMn, c'est-à-dire suivant trois différentes températures de blocage. Ainsi, si on considère que la température de blocage mesurée en quasi-statique sur des vanes de spin correspond à la température qu'on a pour des impulsions suffisamment longue (100  $\mu\text{s}$  par exemple), alors on peut avoir une première idée de la température pour les temps plus courts. Prenons l'exemple de la courbe avec 7 nm de FeMn : pour des impulsions de 100  $\mu\text{s}$ , il faut appliquer des impulsions d'une densité de puissance de  $3,5 \text{ mW} \cdot \mu\text{m}^{-2}$  pour atteindre la température de blocage ( $T_B$  quasi-statique), soit  $140^{\circ}\text{C}$  (cf figure 3.2). La température étant reliée à la densité de puissance par la relation  $T = T_0 + \alpha \cdot P$ , cela veut dire que la température qu'on a pour des impulsions de 100 ns dont la puissance d'écriture est de  $8 \text{ mW} / \mu\text{m}^{-2}$  est d'environ  $320^{\circ}\text{C}$ , ce qui est bien supérieur à la température de Néel du FeMn<sup>3</sup>. Cette différence s'explique par un écart entre les valeurs de  $T_B$  mesurées sur des vanes de spin (ou en pleine tranche) et les valeurs de  $T_B$  sur des piliers gravés. La température de blocage a tendance à diminuer sur des piliers gravés.

3. Pour rappel  $T_N(\text{FeMn}) \approx 210^{\circ}\text{C}$ .

### 3.2. DÉVELOPPEMENT DES PREMIÈRES JONCTIONS TUNNEL MAGNÉTIQUES À BASE DE FEMN

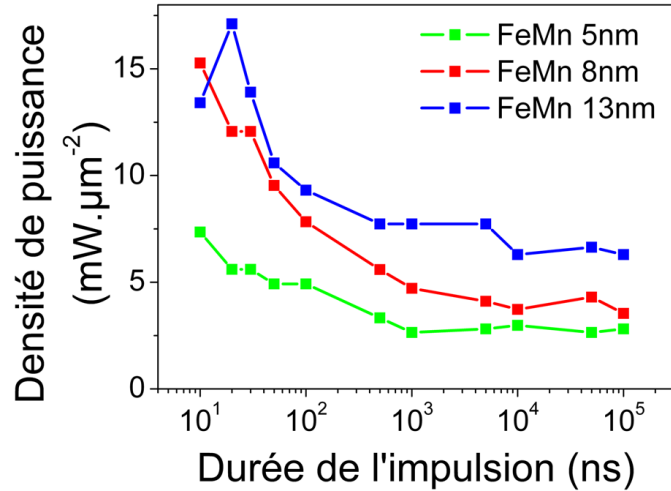


FIGURE 3.4 – Densité de puissance minimum nécessaire à l'écriture des trois jonctions tunnel magnétiques décrites précédemment. Les trois épaisseurs de FeMn 5 nm, 7 nm, 13 nm correspondent respectivement aux températures de blocage suivante :  $90^{\circ}C$ ,  $140^{\circ}C$  et  $170^{\circ}C$ .

#### 3.2.2 Comparaison entre des jonctions utilisant de l'IrMn ou du FeMn

En parallèle de cette étude sur le FeMn dans les jonctions tunnel magnétiques, des échantillons utilisant de l'IrMn pour piéger la couche ferromagnétique de stockage ont été fabriqués en PTA<sup>4</sup> et caractérisés électriquement<sup>5</sup>. L'IrMn est également un matériau antiferromagnétique qui a une structure cfc. Une proportion de manganèse de 19 % atomiques est utilisée ici, ce qui nous donne une température de Néel autour de  $420^{\circ}C$  [24] [79] [80]. Tout comme pour le FeMn, la température de blocage de cet AF dépend de son épaisseur. Quatre échantillons possédant des épaisseurs d'IrMn différentes ont ainsi été fabriqués avec les empilements suivants :

- Ta 10 / TaN 40 / Barrière thermique 60 / Ta 15 / PtMn 20 / CoFe 2 / Ru 0,74 / CoFeB 2 / Mg 1.1 + oxydation naturel / CoFe 2 / Ta 0,2 / NiFe 3 / IrMn 4,5 / Ta 5
- Ta 10 / TaN 40 / Barrière thermique 60 / Ta 15 / PtMn 20 / CoFe 2 / Ru 0,74 / CoFeB 2 / Mg 1.1 + oxydation naturel / CoFe 2 / Ta 0,2 / NiFe 3 / IrMn 6,5 / Ta 5
- Ta 10 / TaN 40 / Barrière thermique 60 / Ta 15 / PtMn 20 / CoFe 2 / Ru 0,74 / CoFeB 2 / Mg 1.1 + oxydation naturel / CoFe 2 / Ta 0,2 / NiFe 3 / IrMn 8.5 / Ta 5
- Ta 10 / TaN 40 / Barrière thermique 60 / Ta 15 / PtMn 20 / CoFe 2 / Ru 0,74 / CoFeB 2 / Mg 1.1 + oxydation naturel / CoFe 2 / Ta 0,2 / NiFe 3 / IrMn 10,5 / Ta 5 (épaisseur en nm)

Ces échantillons possèdent une barrière thermique située sous la couche de référence afin d'en limiter les pertes de chaleur vers l'électrode inférieure. Les températures de blocage associées à ces épaisseurs ont été mesurées par VSM sur des bicouches ferro/antiferromagnétiques donnant les températures de blocage en fonction de l'épaisseur d'IrMn (cf table 3.3) [26].

4. par Yasmina Dahmane

5. par Lucien Lombard

CHAPITRE 3. DÉVELOPPEMENT DE MRAM ASSISTÉE THERMIQUEMENT À BASE DE FEMN AVEC UN CHAMP MAGNÉTIQUE D'ÉCRITURE MINIMAL

Épaisseur (nm)	Température de blocage °C
4.5	140
6.5	180
8.5	240
10.5	260

TABLE 3.2 – Température de blocage de l'IrMn suivant l'épaisseur, mesurée en pleine tranche par VSM sur des bicouches FM / AF [26].

Les densités de puissance minimales nécessaires à l'écriture de ces jonctions sont présentées en figure 3.5, le protocole expérimental restant le même. On retrouve évidemment les mêmes résultats que pour le FeMn, c'est-à-dire quatre niveaux d'écritures différents suivant l'épaisseur d'AF utilisée. A température de blocage égale, on retrouve les mêmes niveaux de densité de puissance d'écriture entre IrMn et FeMn. Le FeMn possédant une distribution de température de blocage plus étroite que celle de l'IrMn [27], le FeMn semble donc être un meilleur candidat comme couche antiferromagnétique pour la couche de stockage.

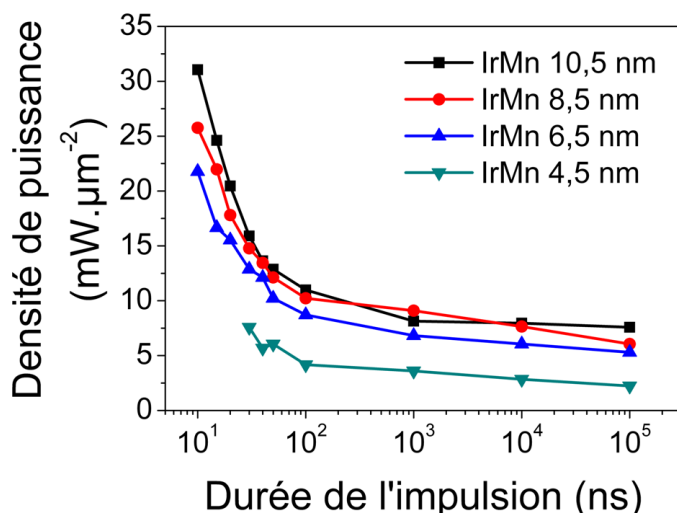


FIGURE 3.5 – Densité de puissance minimum nécessaire à l'écriture des jonctions tunnel magnétiques à base d'IrMn. Les quatre épaisseurs d'IrMn 4,5 nm, 6,5 nm, 8,5 nm et 10,5 nm correspondent respectivement aux températures de blocage suivante : 140°C, 180°C, 240°C et 260°C.

### 3.2.3 Étude de l'écriture en fonction du champ magnétique appliqué

Nous avons montré précédemment qu'on arrivait à écrire ces premières JTM FeMn développées mais sans jamais parler du champ magnétique nécessaire au renversement de l'aimantation. Comme nous allons le voir, appliquer une impulsion d'écriture sous un champ magnétique de 300 Oe ou sous un champ de 15 Oe ne va pas avoir le même résultat. Cette information est importante pour connaître la consommation globale d'une telle TA-MRAM.

### 3.2. DÉVELOPPEMENT DES PREMIÈRES JONCTIONS TUNNEL MAGNÉTIQUES À BASE DE FEMN

L'expérience qu'on a réalisée utilise la méthode décrite dans le chapitre 2 où on applique les impulsions d'écriture pendant la mesure du cycle d'hystérésis. On appliquera une première impulsion d'initialisation sous un champ magnétique de -260 Oe et ensuite l'impulsion d'écriture sous la valeur de champ magnétique qu'on souhaite étudier (valeur de champ positive). Le résultat est un décalage du champ d'échange des valeurs positives vers des valeurs négatives. En figure 3.6 cette évolution du champ d'échange est présentée en fonction de la densité de puissance d'impulsions appliquées sous des champs magnétiques allant de 260 Oe à 15 Oe où  $H_{ex} = (H_{ex} - H_c) + H_c_{initial}$ . Comme nous l'avons décrit dans le chapitre 2, cette méthode nous permet également d'avoir une mesure directe de la variation moyenne de résistance (cf figure 3.6).

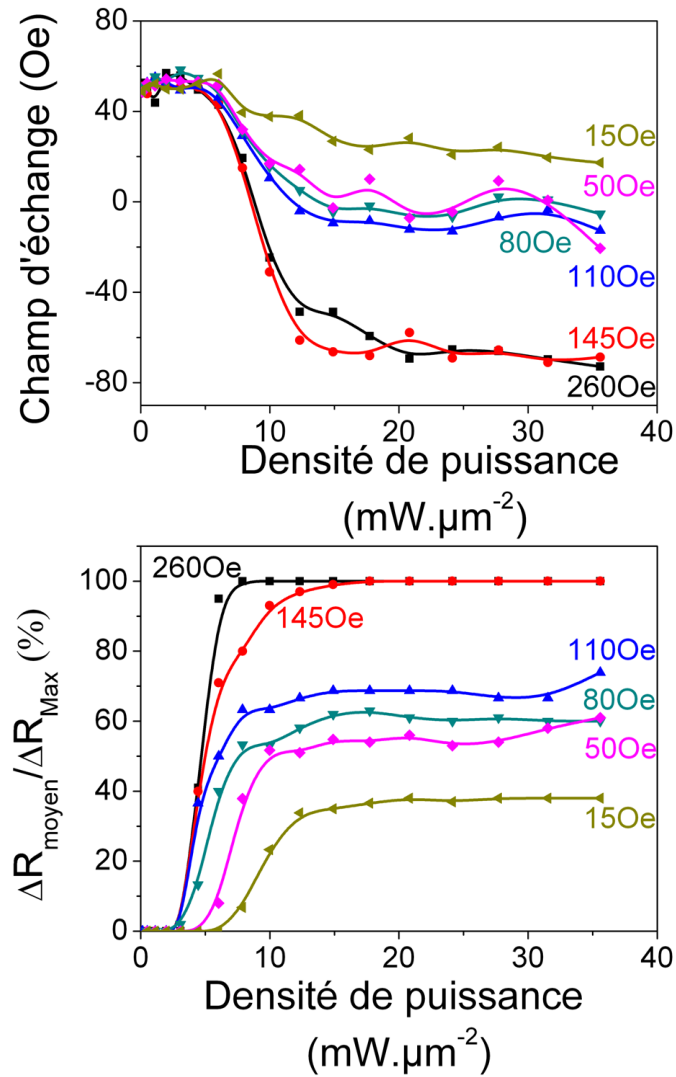


FIGURE 3.6 – En haut : évolution du champ d'échange pour différentes densités de puissance et pour des champs magnétiques appliqués de 15 Oe à 260 Oe. En bas : Évolution de la variation de résistance pour différentes densités de puissance et pour différents champs magnétiques appliqués.

### CHAPITRE 3. DÉVELOPPEMENT DE MRAM ASSISTÉE THERMIQUEMENT À BASE DE FEMN AVEC UN CHAMP MAGNÉTIQUE D'ÉCRITURE MINIMAL

On observe alors que pour des champs magnétiques appliqués inférieurs à 145 Oe, il n'est pas possible d'avoir une variation complète de la résistance. On interprète cette diminution de la variation de résistance par le fait que le champ appliqué pendant le refroidissement de la JTM n'est pas suffisant pour saturer la couche de stockage dans la direction du champ appliqué, d'où un champ d'échange et une magnéto-résistance réduite. Il faut également noter que le champ coercitif de la couche de stockage est relativement important ( $H_c = 115$  Oe d'après les mesures VSM). Cela est dû à la température de recuit de  $340^\circ\text{C}$  qui semble être trop importante, on montrera par la suite l'évolution de la valeur du champ d'échange et du champ coercitif pour différentes températures de recuit (cf figure 3.11). De plus lorsque l'on regarde d'un peu plus près le cycle de magnéto-résistance de la jonction étudiée (cf 3.7), on comprend mieux que le champ minimum soit de 145 Oe. En effet, ce cycle présente des problèmes de distorsion micro-magnétique associés à la forme ronde (*C state*, vortex) ou des parois à  $360^\circ$  [81] qui sont bien connues dans ce type de systèmes. On notera également que l'épaisseur des couches ferromagnétiques de la couche de stockage est relativement importante (CoFe 2 nm / NiFe 3 nm).

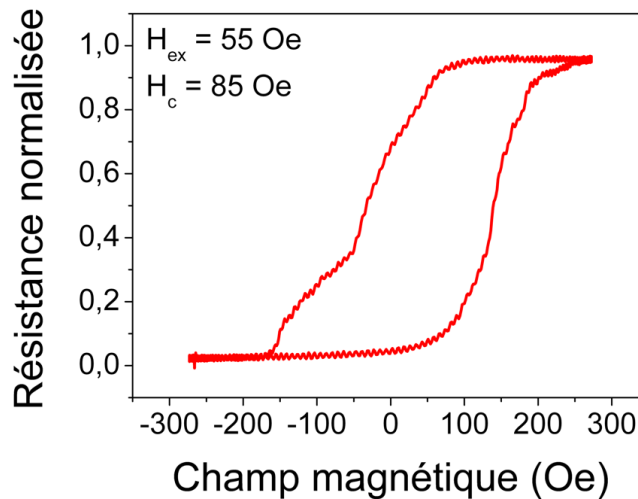


FIGURE 3.7 – Cycle de magnéto-résistance de la jonction étudiée. On remarquera sa forme ronde caractéristique de distorsions micro-magnétiques.

Afin de diminuer la valeur du champ magnétique et ainsi de diminuer le courant dans les lignes de champ, nous devons donc trouver une nouvelle couche de stockage qui nécessite moins de champ pour pouvoir être écrite complètement.

## 3.3 Optimisation de la couche ferromagnétique de stockage pour minimiser le champ d'écriture

### 3.3.1 Développement d'une nouvelle couche de stockage

Nous cherchons à trouver quelle pourrait être la meilleure combinaison de couche ferromagnétique et antiferromagnétique qui donnerait à cette couche une valeur de champ coercitif la plus faible possible. D'après le modèle Stoner-Wohlfarth, la valeur du champ coercitif varie en

### 3.3. OPTIMISATION DE LA COUCHE FERROMAGNÉTIQUE DE STOCKAGE POUR MINIMISER LE CHAMP D'ÉCRITURE

fonction de l'angle de mesure. Lors de la mesure d'un échantillon recuit, on remarque qu'il y aura toujours une petite différence d'angle entre l'axe de recuit d'un échantillon et son axe mesuré au VSM ou en MR. C'est pourquoi nous avons mesuré des valeurs de champ coercitif pour des angles proches de l'axe de facile aimantation donné par le recuit. L'évolution du cycle de magnéto-résistance pour différents angles est donnée en figure 3.8.

#### Développement de la couche de stockage sur des vanes de spin

Dans un premier temps, nous avons développé la couche de stockage sur des vanes de spin. L'avantage de faire un tel développement est que le temps de mesure est extrêmement rapide. La mesure de magnéto-résistance d'une vanne de spin se fait en quelques secondes contre 30-45 minutes par cycle VSM mesuré.

Les vanes de spin sont de la forme : Ta5 / Cu 2 / NiFe 4 / CoFe 1,5 / Cu 3,0 / Couche de stockage / Ta 5. Les couches de stockage étudiées sont les suivantes :

- CoFeB 1 / CoFe 1 / Ta 0,2 / NiFe 2 / FeMn 9
- CoFeB 1 / CoFe 1 / Ta 0,2 / NiFe 3 / FeMn 9
- CoFeB 1 / CoFe 1 / Ta 0,2 / NiFe 4 / FeMn 9
- CoFeB 0,5 / CoFe 1,5 / Ta 0,2 / NiFe 3 / FeMn 9
- CoFeB 1,5 / CoFe 0,5 / Ta 0,2 / NiFe 2 / FeMn 9
- CoFeB 2 / Ta 0,2 / NiFe 2 / FeMn 9 (épaisseurs en nm)

En figure 3.8 est présentée la variation du champ d'échange et du champ coercitif en fonction de l'angle de mesure de ces vanes de spin. D'après cette figure, on comprend toute l'importance de faire des mesures en angle. Une simple erreur d'angle de  $4^\circ$  par rapport à la direction de recuit diminue d'un facteur deux la valeur mesurée du champ coercitif. La valeur du champ d'échange quand à elle reste quasi constante lorsqu'on est proche de l'axe de facile aimantation.

D'après ces dernières mesures, la couche de stockage CoFeB 1 / CoFe 1 / Ta 0,2 / NiFe 3 / FeMn 9 semble être la plus prometteuse. Elle présente une valeur de champ coercitif très faible ( $H_c = 26$  Oe) et le rapport  $H_{ex}/H_c$  le plus grand ( $H_{ex}/H_c = 9,7$ ) (cf figure 3.9). Il faut préciser que ces valeurs sont uniquement valables pour des vanes de spin recuite à  $200^\circ C$  pendant 30 min. Ces valeurs vont évoluer lorsqu'on aura cette couche de stockage dans une jonction tunnel recuite à une température bien supérieure.

#### Température de recuit d'une jonction tunnel magnétique

Maintenant qu'on a choisi la couche de stockage, il ne reste plus qu'à l'intégrer dans une JTM et de choisir la température de recuit qui donne une faible valeur de champ coercitif et un rapport  $H_{ex}/H_c$  le plus important. Un compromis va devoir être fait entre la température qui donnera le plus faible champ coercitif et celle qui donnera la plus forte TMR.

Le recuit est important pour la TMR puisqu'il permet de cristalliser la barrière MgO. Le Co-FeB amorphe après dépôt va ensuite cristalliser pendant le recuit donnant une TMR importante. Il y a donc un optimum de température de recuit à trouver. Si la température est trop faible, le MgO aura partiellement cristallisé (MgO (001)) d'où une TMR réduite. Si la température est trop haute, les différentes espèces présentes dans l'empilement magnétique vont migrer vers les couches voisines et peuvent ainsi détériorer la barrière tunnel. En figure 3.10 est présentée l'évolution de la TMR en fonction de la température du recuit. Ces données ont été obtenues par

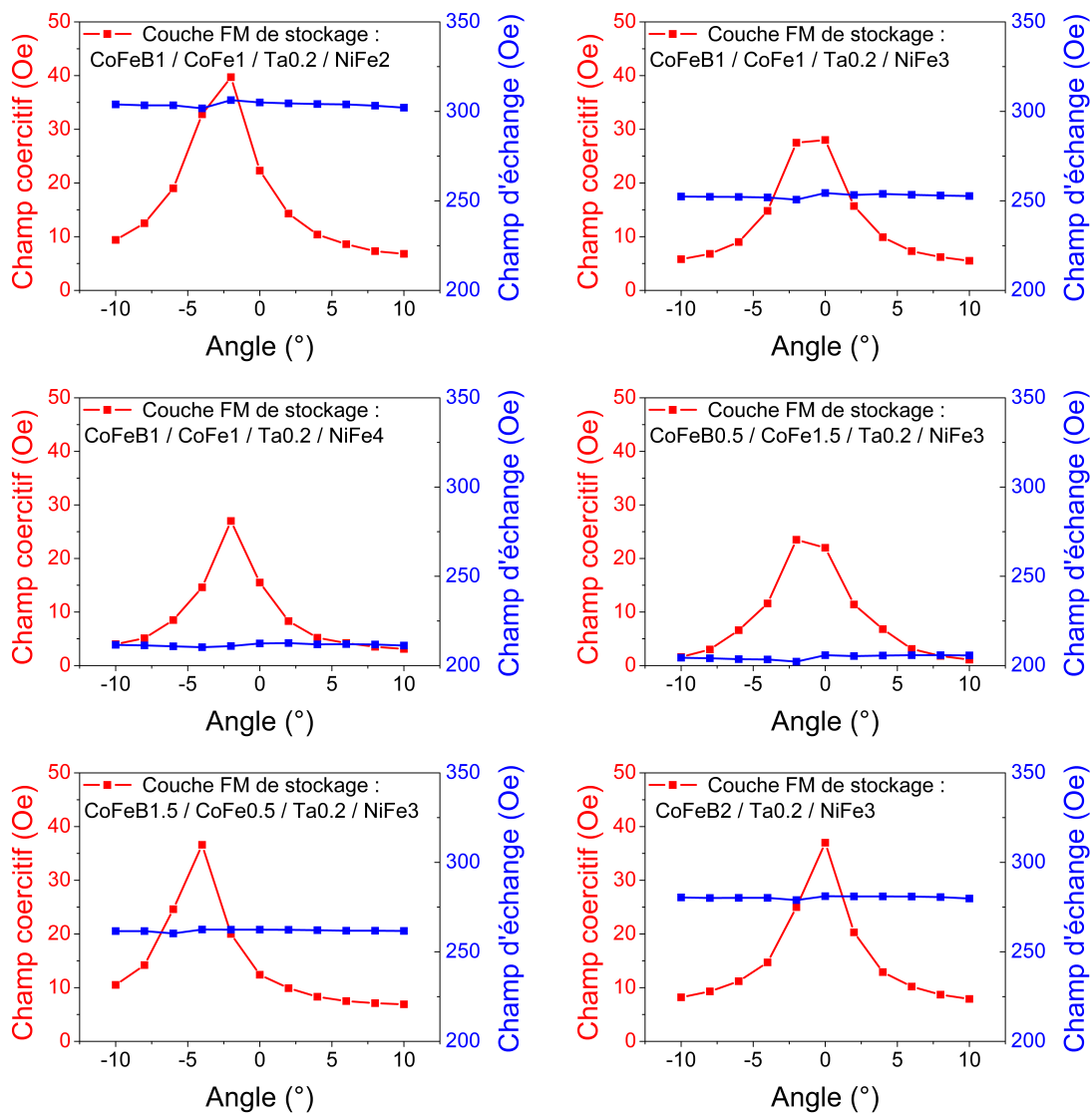


FIGURE 3.8 – Mesure par magnéto-résistance du champ coercitif (en rouge) et du champ d'échange (en bleu) pour différentes vanes de spin ayant chacune une couche de stockage différente piégée par 9 nm de FeMn. Les mesures sont réalisées avec différents angles autour de la direction de recuit de ces échantillons pleine plaque.



### 3.3. OPTIMISATION DE LA COUCHE FERROMAGNÉTIQUE DE STOCKAGE POUR MINIMISER LE CHAMP D'ÉCRITURE

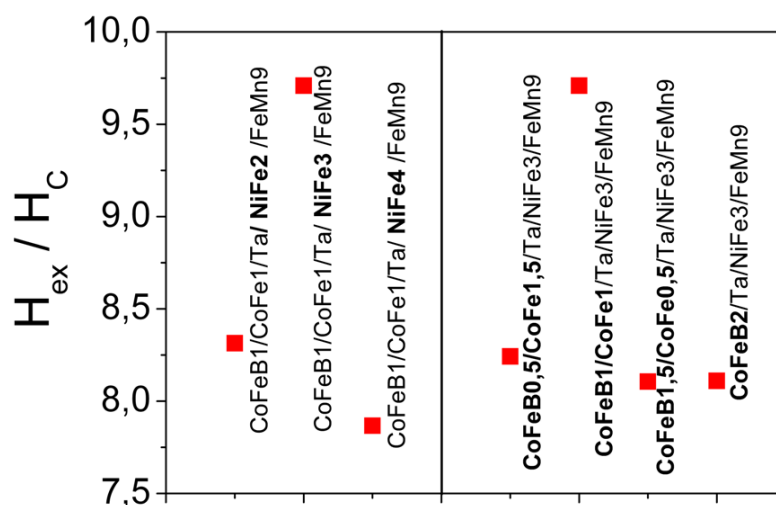


FIGURE 3.9 – Rapport du champ d'échange sur le champ coercitif déterminé d'après la figure 3.8. On détermine ainsi quelle est la couche de stockage la mieux adaptée, c'est-à-dire celle qui a le rapport  $H_{ex}/H_c$  le plus fort.

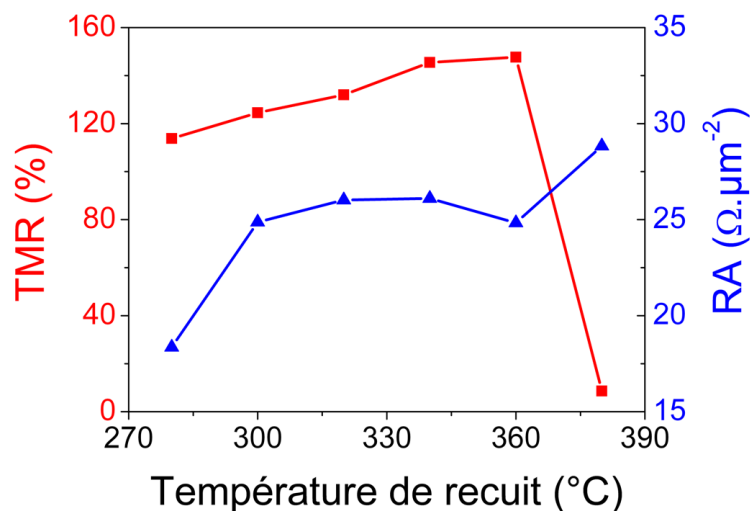


FIGURE 3.10 – Variation de la TMR et du produit RA en fonction de la température de recuit (1 h 30 à 1 T). Ces valeurs sont mesurées par une mesure CIP-TMR de la résistance (CAPRES) pour l'empilement magnétique suivant : Ta 3 / CuN 30 / Ta 5 / PtMn 20 / CoFe 2 / Ru 0,74 / CoFeB 2 / Mg 1,1 + oxydation plasma / CoFe 2 / Ta 0,2 / NiFe 3 / Ta 5 / Ru 7 (nm)

### CHAPITRE 3. DÉVELOPPEMENT DE MRAM ASSISTÉE THERMIQUEMENT À BASE DE FEMN AVEC UN CHAMP MAGNÉTIQUE D'ÉCRITURE MINIMAL

l'équipe dépôt de Crocus par une mesure CIP-TMR de la résistance et magnétorésistance.

Pour voir l'effet de la température sur le champ coercitif, une jonction tunnel avec la couche de stockage développée précédemment a été recuite à différentes températures. Le cycle mineur de la couche de stockage a été étudié par VSM pour différents angles de mesure. La figure 3.11 montre l'évolution du champ coercitif en fonction de l'angle de mesure pour différentes températures de recuit. Sur cette figure on observe de fortes variations du champ coercitif autour de sa valeur maximale qui peuvent s'expliquer en termes de dispersion de parois à  $360^\circ$  [81]. En effet, si le champ de mesure est proche de la direction du champ de recuit, ces parois induisent une augmentation de  $H_c$ . Pour des angles plus grands, l'aimantation tournera de façon cohérente d'un seul côté. Pour faire disparaître ces parois à  $360^\circ$ , une solution simple pourrait être de désaligner le recuit (ou l'angle de mesure) d'un angle correspondant à l'angle d'ouverture des ripples *i.e.*  $\approx 15^\circ$ .

Température de recuit ( $^\circ C$ )	$H_{ex}$ Max (Oe)	$H_c$ Max (Oe)
280	251	42
300	256	44
320	255	45
340	250	50

TABLE 3.3 – Valeurs maximales du champ d'échange et du champ coercitif en fonction de la température de recuit (d'après la figure 3.11). Pour ces mesures, le champ magnétique de mesure est bien aligné avec le champ de recuit. Le recuit est effectué sous un champ magnétique de 1 T pendant 1 h 30 min. L'empilement magnétique est le suivant : Ta 50 / PtMn 20 / CoFe 2 / Ru 0,74 / CoFeB 2 / Mg 1,1 oxydation plasma / CoFeB 1 / CoFe 1 / Ta 0,2 / NiFe 3 / FeMn 12 / Ta 5

D'après la figure 3.10 et la figure 3.11, la température de recuit optimale donnant un faible champ coercitif et une TMR supérieure à 120% est de  $300^\circ C$  pendant 1 h 30 min sous un champ de 1 T. En figure 3.12 est présenté le cycle mineur (entre -550 Oe et +550 Oe) de notre échantillon. On mesure  $H_{ex} = 250$  Oe et  $H_c = 50$  Oe, ce qui est bien mieux que pour le premier échantillon FeMn développé où l'on avait  $H_{ex} = 200$  Oe et  $H_c = 115$  Oe.

#### Mesures électriques du nouvel échantillon

Sur le premier échantillon développé à base de FeMn, il faut appliquer un champ magnétique minimum de 145 Oe pour pouvoir saturer l'aimantation de la couche de stockage. Nous allons voir maintenant ce qu'il en est pour ce nouvel échantillon. Les jonctions tunnel sont processées par Crocus Technology sur des wafers 200 mm en piliers de différents diamètres allant de  $0,14 \mu m$  à  $1 \mu m$ . Le protocole expérimental utilisé est le même que celui décrit pour le premier échantillon. On rappelle que l'empilement magnétique est le suivant : Ta 50 / PtMn 20 / CoFe 2 / Ru 0,74 / CoFeB 2 / Mg 1,1 oxydation plasma / CoFeB 1 / CoFe 1 / Ta 0,2 / NiFe 3 / FeMn 12 / Ta 5. Le résultat de cette même expérience est présenté en figure 3.13

D'après cette expérience, un champ magnétique de seulement 20 Oe est suffisant pour pouvoir écrire ces jonctions. C'est sept fois moins que pour le premier échantillon, ce qui représente une économie importante pour la consommation globale d'énergie d'une TA-MRAM.

### 3.3. OPTIMISATION DE LA COUCHE FERROMAGNÉTIQUE DE STOCKAGE POUR MINIMISER LE CHAMP D'ÉCRITURE

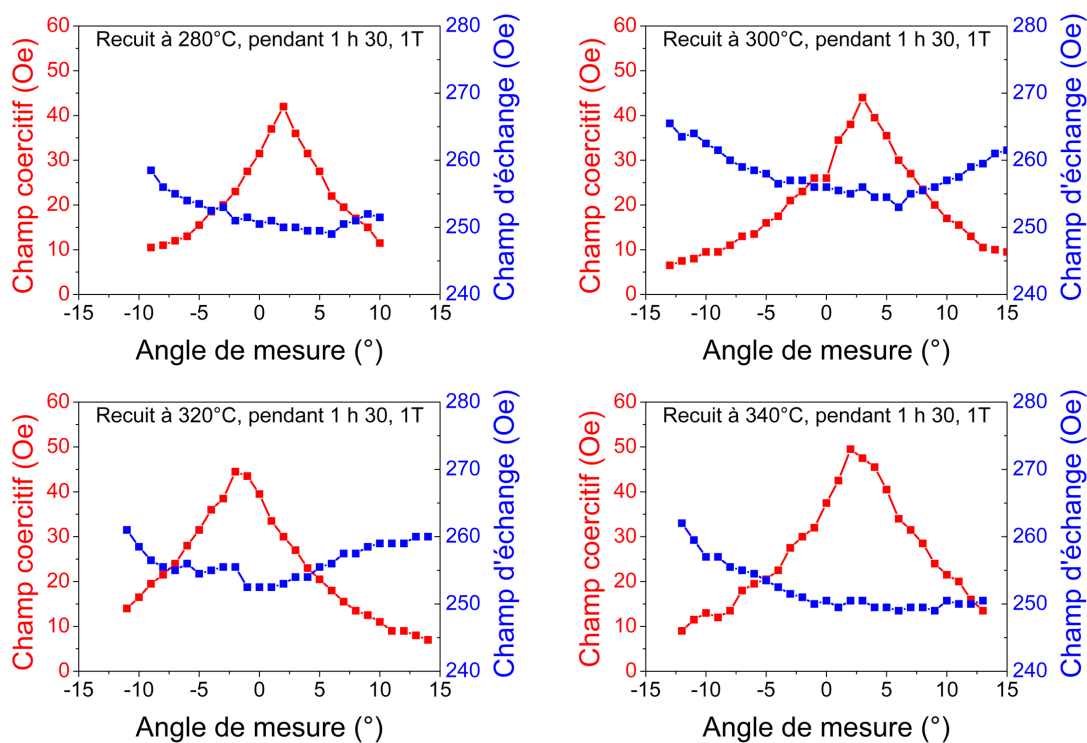


FIGURE 3.11 – Mesures VSM du champ coercitif et du champ d'échange pour la jonction tunnel : Ta 50 / PtMn 20 / CoFe 2 / Ru 0,74 / CoFeB 2 / Mg 1,1 oxydation plasma / CoFeB 1 / CoFe 1 / Ta 0,2 / NiFe 3 / FeMn 12 / Ta 5. Les mesures sont réalisées pour différents angles proches de l'angle de direction de recuit afin de déterminer avec précision quelle est la température de recuit qui donne le champ coercitif le plus faible et le rapport  $H_{ex}/H_c$  le plus fort.

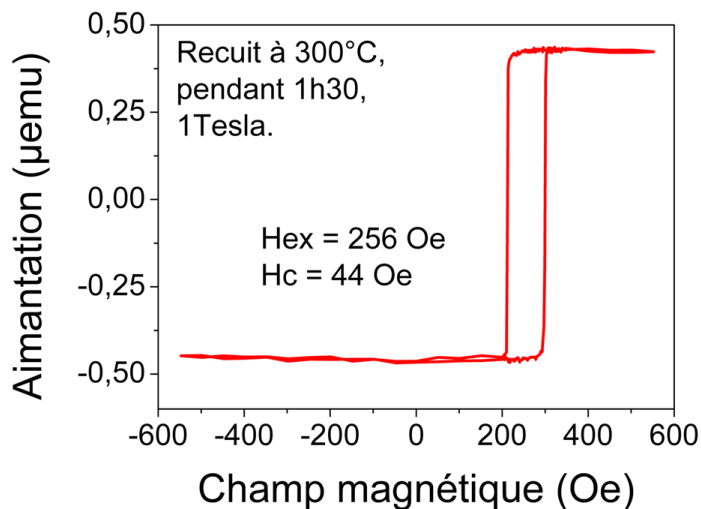


FIGURE 3.12 – Cycle mineur de la jonction tunnel : Ta 50 / PtMn 20 / CoFe 2 / Ru 0.74 / CoFeB 2 / Mg 1.1 oxydation plasma / CoFeB 1 / CoFe 1 / Ta 0,2 / NiFe 3 / FeMn 12 / Ta 5, recuite à 300°C pendant 1 h 30 sous un champ magnétique de 1 T. Pour cette mesure, le champ magnétique de mesure est bien aligné avec le champ de recuit (cf figure 3.11).

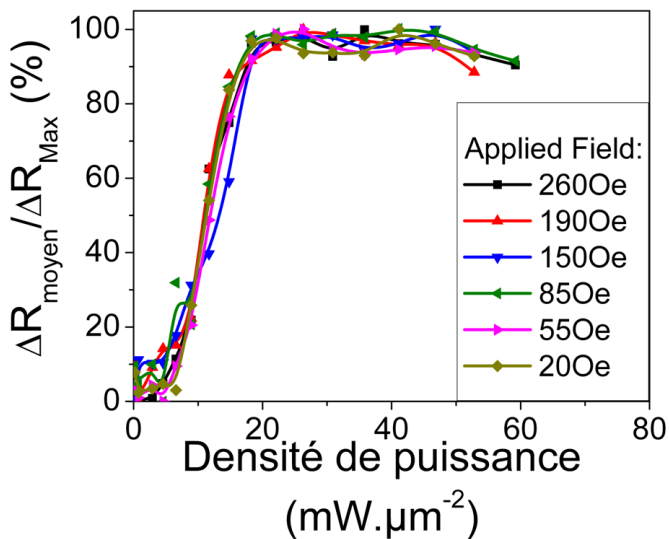


FIGURE 3.13 – Évolution de la variation de résistance pour différentes densité de puissance et pour différents champs magnétiques appliqués.

### 3.3. OPTIMISATION DE LA COUCHE FERROMAGNÉTIQUE DE STOCKAGE POUR MINIMISER LE CHAMP D'ÉCRITURE

Nous avons répété cette expérience sur plusieurs jonctions pour voir si le résultat est reproductible d'une jonction à une autre. Dans le chapitre 2, on montrait que la distribution de densité de puissance des impulsions d'écriture était très fine et qu'on pouvait donc considérer que l'écriture d'une jonction était représentative de sa distribution (cf figure 2.9). La figure 3.14 donne la variation de la résistance pour une dizaine de jonctions. Pour des champs magnétiques suffisamment importants, le renversement de l'aimantation des différentes jonctions testées suit le même comportement, mais lorsque le champ magnétique appliqué devient plus faible, la distribution d'écriture s'élargit. On observe par exemple que pour un champ magnétique de 20 Oe certaine des jonctions testées ne s'écrivent pas entièrement. Néanmoins, il faut remarquer que ces mesures étant effectuées sur des *wafers* 200 mm dont l'orientation du champ de recuit correspond parfaitement à la direction du champ appliqué lors de la mesure<sup>6</sup>. Avec une petite désorientation du champ de recuit initial et une petite ellipticité 'tiltée', il devrait être possible de encore baisser la coercivité et de rendre le retournement encore plus reproductible et donc de diminuer les dispersions.

#### Comparaison du champ minimum d'écriture en fonction de l'antiferromagnétique

Nous avons vu précédemment qu'une couche ferromagnétique et un recuit approprié permettent de diminuer le champ magnétique minimum nécessaire à l'écriture. On est alors en droit de se demander si c'est le FeMn qui permet de réduire le champ magnétique ou si c'est le fait d'avoir ajusté le recuit et la couche ferromagnétique de stockage. La *start-up* Crocus Technology disposait de deux échantillons, qui mis à part la couche antiferromagnétique de stockage ont le même empilement magnétique. On a donc comparé deux échantillons et déterminé quel est le champ minimal d'écriture pour chacun d'eux. Les empilements magnétiques sont les suivants :

Ta 5 / TaN 40 / Ta 5 / PtMn 20 / CoFe 2 / Ru 0,8 / CoFeB 2 / Mg 1,1 oxydation naturelle / CoFeB 2 / Ta 0,2 / NiFe 3 / FeMn 12 / Ta 40 / Barrière thermique

Ta 5 / TaN 40 / Ta 5 / PtMn 20 / CoF e2 / Ru 0,8 / CoFeB 2 / Mg 1,1 oxydation naturelle / CoFeB 2 / Ta 0,2 / NiFe 3 / IrMn 6,5 / Ta 40 / Barrière thermique

Ces échantillons ont été recuits à une température de 340°C, pendant 1 h 30 min et sous un champ magnétique de 1 T. Nous avons mesuré pour ces deux wafers des points mémoires de 0,2  $\mu\text{m}$  de diamètre, en appliquant des impulsions d'écriture de 50 ns sous différents champs magnétiques (100 Oe, 50 Oe et 20 Oe). La variation moyenne de résistance de deux jonctions tunnel magnétiques représentatives des échantillons est présentée en figure 3.15. On mesure alors l'avantage du FeMn par rapport à l'IrMn. En effet, en piégeant la couche ferromagnétique de stockage avec du FeMn, on permet alors une réduction de la valeur de  $H_c$ , ce qui permet de diminuer la valeur du champ magnétique nécessaire à l'écriture.

#### Asymétrie du champ magnétique d'écriture

Nous nous sommes également aperçus que du point de vu du champ magnétique nécessaire à l'écriture, il y a une direction d'écriture qui est privilégiée, c'est-à-dire que suivant la direction de la couche de stockage, il va être plus facile d'écrire dans une direction que dans l'autre. Cette différence peut s'expliquer par la présence d'un champ de couplage qui provient des champs

---

6. Lors du recuit sous champ magnétique de *wafers* 200 mm, l'orientation du *wafers* est parfaitement contrôlée par le positionnement d'un repère (*notch* dans le jargon) sur une tige repère. Pour des échantillons plus petits, le positionnement reste plus approximatif.

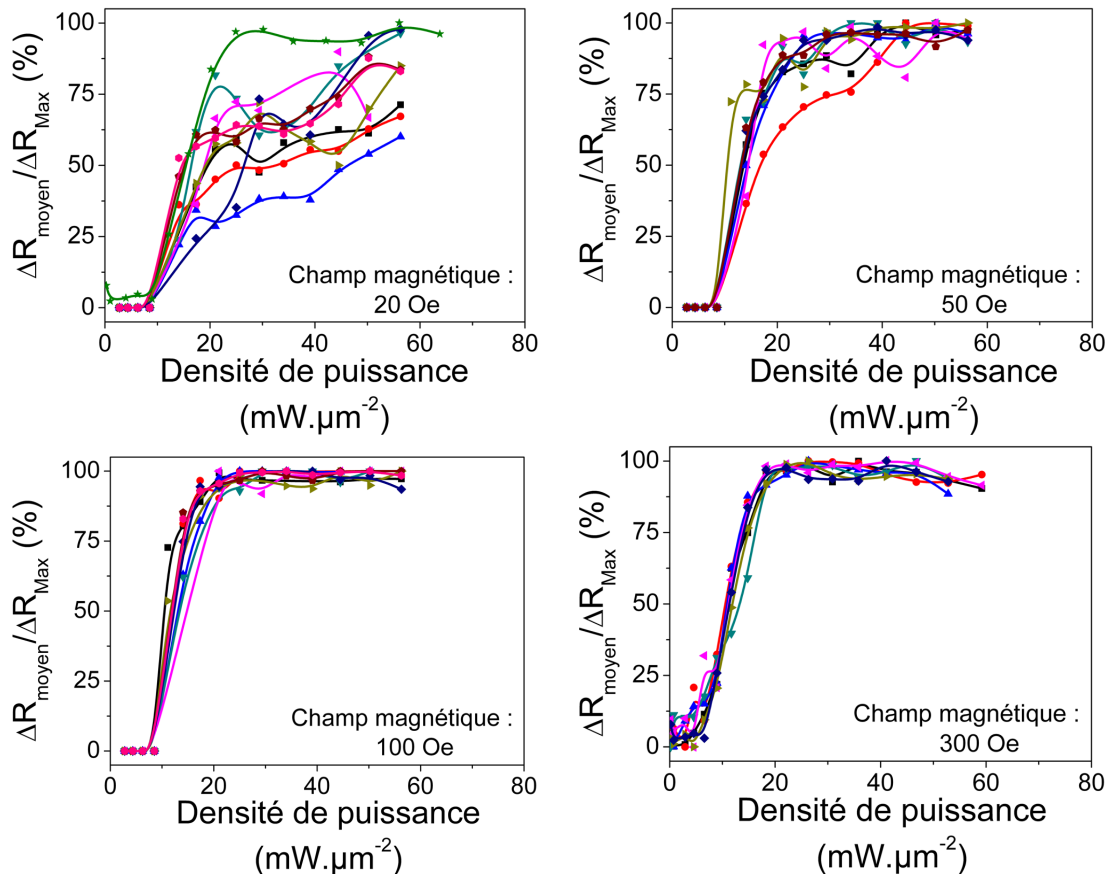


FIGURE 3.14 – Évolution de la variation moyenne de la résistance mesurée sur 10 jonctions tunnel de  $0,2 \mu m$  de diamètre. On remarque alors que la distribution en écriture s'élargit lorsqu'on écrit ces jonctions sous des champs magnétiques de plus en plus faible.

### 3.4. CONCLUSION

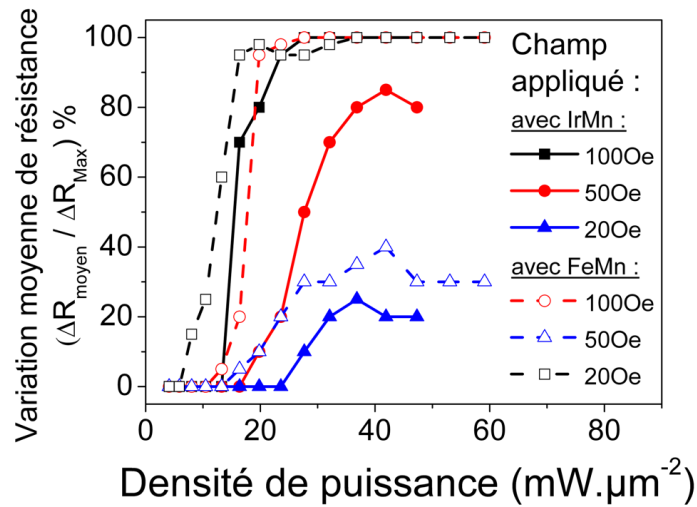


FIGURE 3.15 – Évolution de la variation moyenne de la résistance mesurée sur des jonctions tunnel utilisant de l'IrMn piéger la couche de stockage (trait plein) et utilisant du FeMn (trait pointillé).

magnétiques rayonnés par la couche de référence et / ou par la présence d'un couplage de type "peau d'orange" au niveau de la barrière tunnel.

Dans l'expérience présentée en figure 3.16, nous avons écrit la jonction tunnel : Ta 50 / PtMn 20 / CoFe 2 / Ru 0,74 / CoFeB 2 / Mg 1,1 oxydation plasma / CoFeB 1 / CoFe 1 / Ta 0,2 / NiFe 3 / FeMn 12 / Ta 5 (épaisseurs en nm) avec des impulsions de 50 ns sous différents champs magnétiques. Avant chaque mesure la jonction est initialisée dans l'état opposé de la direction d'écriture. On a donc écrit cette jonction d'une valeur de champ d'échange initiale positive vers des valeurs négatives et d'une valeur de champ d'échange initiale négative vers des valeurs positives. On observe alors qu'il y a une direction d'écriture pour laquelle il est plus facile de reverser complètement l'aimantation. Dans notre cas, le décalage du cycle d'hystérésis se fait de valeurs négatives vers les valeurs positives *i.e.* lorsque l'on initialise la jonction avec des impulsions sous un champ positif et que l'on écrit avec des impulsions sous un champ négatif. On remarque notamment que l'écriture sous un champ positif de 50 Oe semble équivalente à une écriture sous un champ négatif de -20 Oe / -10 Oe (cf figure 3.17). On peut donc raisonnablement penser que cette échantillon a un champ de couplage d'environ 15 Oe / 20 Oe qui est probablement relié à un effet de couplage de peau d'orange.

### 3.4 Conclusion

Cette étude du FeMn nous a permis de valider le concept de jonction tunnel à base de FeMn. Une des motivations d'utiliser le FeMn était que sa température de Néel était plus basse que celle de l'IrMn et on s'attendait, par rapport à des jonctions IrMn, à une franche diminution de la densité de puissance d'écriture pour des impulsions courtes (< 50 ns). On démontre en fait qu'à température de blocage égale on atteint à peu près les mêmes températures d'écriture.

CHAPITRE 3. DÉVELOPPEMENT DE MRAM ASSISTÉE THERMIQUEMENT À BASE DE FEMN AVEC UN CHAMP MAGNÉTIQUE D'ÉCRITURE MINIMAL

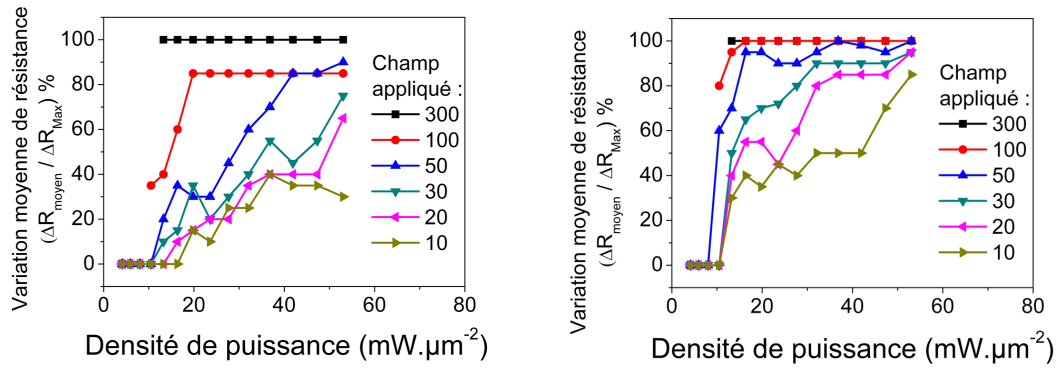


FIGURE 3.16 – Variation moyenne de la résistance mesurée pour différents champs magnétiques appliqués. A gauche : écriture avec des champs magnétiques d'écriture positif. A droite : écriture des champs magnétiques d'écriture négatif.

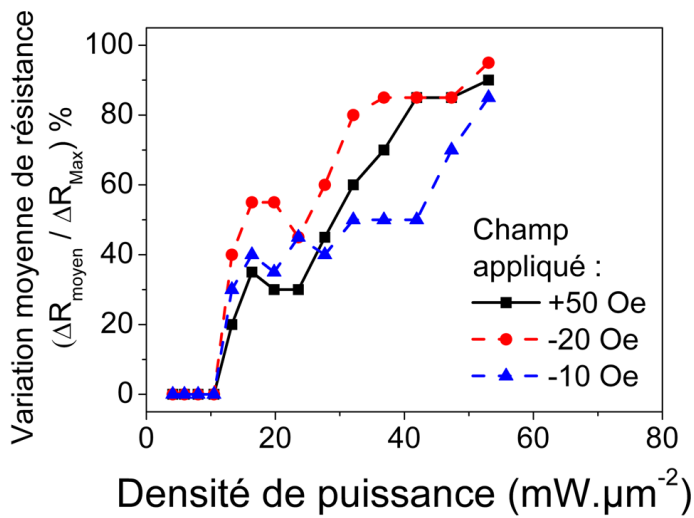


FIGURE 3.17 – On remarque dans cette Figure la similitude entre la variation de résistance pour des champs appliqués de +50 Oe, -20 Oe et -10 Oe.



### 3.4. CONCLUSION

Nous avons néanmoins clairement démontré que l'utilisation d'un tel antiferromagnétique permet une diminution significative du champ magnétique nécessaire pour l'écriture complète d'une cellule TA-MRAM. En effet, le développement d'une nouvelle couche de stockage ayant un champ coercitif minimum nous a permis d'écrire raisonnablement les jonctions tunnel avec un champ magnétique de 50 Oe. Aussi cette valeur de champ peut encore être améliorée, notamment en utilisant des jonctions tunnel ayant un produit résistance surface (RA) plus faible, ce qui permettrait d'avoir un effet de renversement de l'aimantation par un courant polarisé en spin (STT ou *Spin Transfer Torque* en anglais). Les jonctions étudiées avaient un produit RA de  $30 \Omega \cdot \mu m^{-2}$ . Les récents travaux de Jérémy Alvarez Hérault [30] montrent que des renversements de la couche de stockage par STT sont possibles sur des empilements magnétiques identiques à ceux qu'on a étudiés, mais possédant un produit RA de  $10 \Omega \cdot \mu m^{-2}$ . On aurait alors une TA-MRAM avec un renversement assisté par un courant polarisé en spin, soit une STT-TA-MRAM.

## Chapitre 4

# La gravure IBE de points mémoires magnétiques

Au cours de cette thèse, il a été entrepris de réaliser des points mémoires gravés à l'aide d'un système de gravure par faisceau d'ion IBE (pour *Ion Beam Etching* en anglais). La gravure IBE est une technique de gravure sèche utilisée en microélectronique qui consiste à faire subir à un échantillon (*wafers*) un bombardement de gaz ionisé (plasma) afin d'en retirer une ou plusieurs couches de matériaux. Cette méthode de gravure est purement physique, au sens où il n'y a pas de réaction chimique entre le plasma et l'échantillon, par opposition aux gravures chimiques. Cette gravure résulte uniquement du bombardement de l'échantillon par les ions du plasma.

Peu importe le mode d'écriture d'une MRAM, que ce soit par une méthode assistée thermiquement (TA-MRAM) ou avec un retournement par courant polarisé en spin (STT-MRAM), la clef du succès est la fabrication. En diminuant la taille des points mémoires, les courants d'écritures vont également diminuer. Une gravure sèche par plasma IBE semble être aujourd'hui la méthode de gravure la plus adaptée. En effet, les méthodes de gravure mécanicochimique RIE (pour *Reactive Ion Beam Etching* en anglais) sont très répandues mais utilisent des ions Cl [82] qui corrodent les différentes couches magnétiques et dégradent leurs propriétés magnétiques. Une gravure plasma à base d'ion Ar est donc plus favorable puisqu'elle ne donne ni corrosion, ni oxydation [83] [84].

C'est ce travail de développement sur l'IBE qui m'a conduit à travailler, dans un premier temps, dans les salles blanches du LETI et ensuite d'évoluer dans un environnement industriel : la "fab" israélienne Tower Semiconductor.

### 4.1 La technique de gravure par plasma : IBE

Une IBE se compose en trois grandes parties : une source plasma qui génère les ions, un système de grilles qui extrait les ions de la source plasma et les accélère vers le substrat, et un porte substrat sur lequel est fixé l'échantillon (le *wafers*) [85] [86] [87]. Le plus souvent, la source est composée d'un filament qui génère des électrons qui sont ensuite accélérés dans le plasma par une anode (source Kaufman [86]). Pendant cette transition vers la cathode, les électrons interagissent avec des atomes d'Ar donnant alors des ions  $Ar^+$  :

#### 4.1. LA TECHNIQUE DE GRAVURE PAR PLASMA : IBE



Les grilles d'extraction sont constituées d'un quadrillage de trous pour permettre le passage des ions Ar. Des systèmes de deux ou trois grilles peuvent être utilisées. La grille la plus éloignée à un potentiel négatif (ou à la masse), ce qui donne un champ électrique négatif qui extrait les ions Ar du plasma. La seconde grille a un potentiel négatif qui permet d'éviter que les électrons s'échappent du plasma et rentrent en contact avec l'échantillon. On peut également trouver des IBE avec une troisième grille, de potentiel positif qui permet d'améliorer les propriétés de la source. La gravure résulte alors du bombardement de l'échantillon par les ions Ar du plasma<sup>1</sup>.

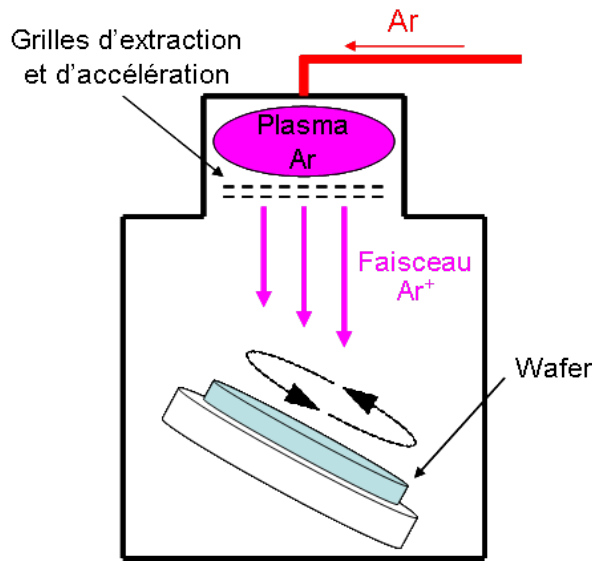


FIGURE 4.1 – Schéma de fonctionnement de l'IBE. La gravure est effectuée par les ions Ar extraits du plasma. Le porte substrat peut être incliné et en rotation pendant la gravure.

De manière générale, le rendement de gravure IBE est similaire à celui d'une pulvérisation cathodique où la cible est l'échantillon gravé. On peut donc définir un rendement de gravure  $Y$  qui décrit combien d'atomes sont éjectés lorsqu'un ion Ar heurte la surface de l'échantillon. Chaque paramètre ayant un indice  $i$  sera relié aux ions incidents et chaque atome relié à l'échantillon portera l'indice  $t$ . Les paramètres importants pour décrire la gravure sont : l'énergie incidente des ions Ar  $E_i$  et l'angle  $\theta_i$ . La masse atomique et le numéro atomique seront donnés par  $M_{i,t}$  et  $Z_{i,t}$  respectivement. En considérant que les ions incidents donnent leur énergie cinétique et que le résultat de la collision est booléenne (atome éjecté ou non), la gravure d'un matériau amorphe ou polycristallin peut s'exprimer sous sa forme générale de la manière suivante [88] :

$$Y(E_i, \theta_i) = \frac{K_{it}}{U_0} S_n \left( \frac{E_i}{E_{it}} \right) f(\theta_i) \quad (4.2)$$

1. Si l'impact des ions Ar grave l'échantillon, cela veut également dire que les grilles peuvent également être détériorées. C'est pourquoi ces grilles sont généralement faites dans des matériaux qui ont une très faible vitesse de gravure comme le carbone ou le molybdène.

Où  $U_0$  représente l'énergie de surface (en eV) qui est souvent donnée par l'énergie de sublimation,  $S_n(\frac{E_i}{E_{it}})$  est l'énergie réduite de la section d'arrêt (*reduced nuclear stopping cross section* en anglais), ( $\epsilon = E_i/E_{it}$  = l'énergie réduite et  $E_{it}$  et  $K_{it}$  sont les constantes de proportionnalité de la cible et des atomes projetés. Cette expression peut être simplifiée par une relation de proportionnalité entre le rendement, la masse des atomes mis en jeu et l'énergie de sublimation :

$$Y(M_i, M_t, E_{U_0}) \propto \frac{1}{E_{U_0}} \cdot \frac{M_i M_t}{(M_i + M_t)^2} \quad (4.3)$$

On remarquera que le rendement est maximal lorsque  $M_i = M_t$ .<sup>2</sup>

Pendant la gravure IBE, le wafer est incliné et tourne sur lui-même (cf figure 4.1), ce qui permet de limiter les éventuels redépôts qui se forment sur les flancs du pilier. En effet, l'irradiation de l'échantillon par des ions Ar pulvérise la surface gravée qui peut ensuite se redéposer sur l'échantillon (cf figure 4.2). Néanmoins, lorsqu'on incline l'échantillon par rapport au faisceau d'ion, on peut trouver un équilibre pour lequel la quantité de matériaux redéposée sur les flancs du point mémoire est simultanément regravée.

## 4.2 Étude des redépôts en fonction de l'angle de gravure

Lors de la gravure d'un pilier magnétique, des redépôts se forment sur les flancs du pilier [89]. Afin de minimiser ce problème, il faut trouver l'angle de gravure qui donnera une vitesse de gravure des bords du pilier supérieure à la vitesse des redépôts. Pour ce faire, une étude a été réalisée par Alain Persico<sup>3</sup>, qui consiste à mesurer directement les épaisseurs de ces redépôts par des observations par microscopie électronique à balayage (MEB) [59]. Un réseau de piliers de 200 nm de diamètre a été réalisé avec une définition par lithographie. Une épaisseur de 50 nm de NiFe est alors gravés sous différents angles allant de 0° à 57,5°. La gravure du NiFe donne des redépôts qui vont se redéposer sur le masque dur de résine. Après gravure, la résine est enlevée chimiquement et seuls les redépôts restent. On peut alors mesurer les épaisseurs de redépôts par des observations MEB (cf figure 4.3).

---

2. Le rendement de gravure sera donc maximum lorsque la masse des atomes gravés seront proche de celle des ions Ar.

3. IBE Nordiko

### 4.3. UNIFORMITÉ

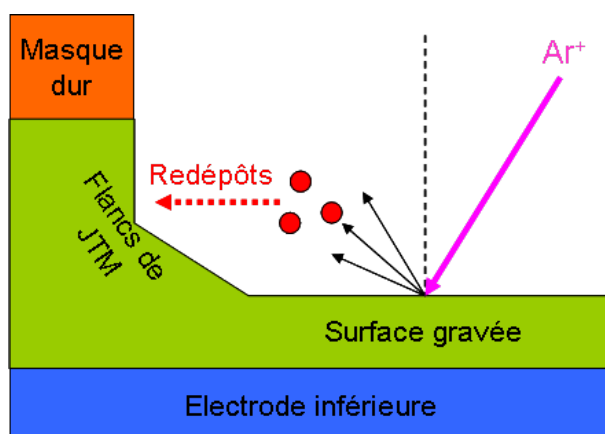


FIGURE 4.2 – Vue schématique de la gravure IBE avec ces redépôts.

Comme présenté en figure 4.4, un minimum de redépôt est obtenu pour une gravure ayant un angle proche de  $45^\circ$ . Une gravure avec un tel angle permettra ainsi d'éviter de court-circuiter la barrière tunnel de MgO par des redépôts métalliques et ainsi d'obtenir une TMR maximale.

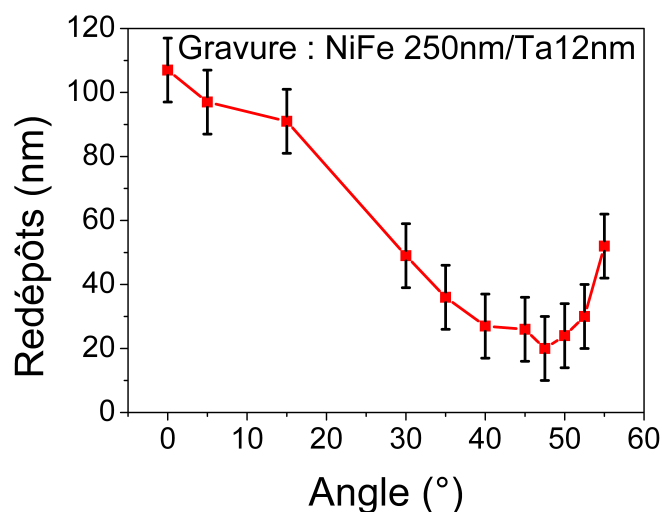


FIGURE 4.4 – Mesure de l'épaisseur de redépôt en fonction de l'angle. Ces mesures sont réalisées d'après la figure 4.3. On a donc un minimum de redépôts pour des angles de gravure compris entre  $40^\circ$  et  $52,5^\circ$ .

### 4.3 Uniformité

De manière à optimiser l'uniformité de gravure sur un wafer de 200 mm de diamètre, les paramètres de gravures doivent être ajustés. L'uniformité de gravure est ici mesurée sur des wafers sur lesquels 150 nm de Ta ont été déposés. Avec une mesure 4 points de la résistivité sur 49 points différents du wafer, on peut alors connaître les variations d'épaisseur sur le wafer. Cette

CHAPITRE 4. LA GRAVURE IBE DE POINTS MÉMOIRES MAGNÉTIQUES

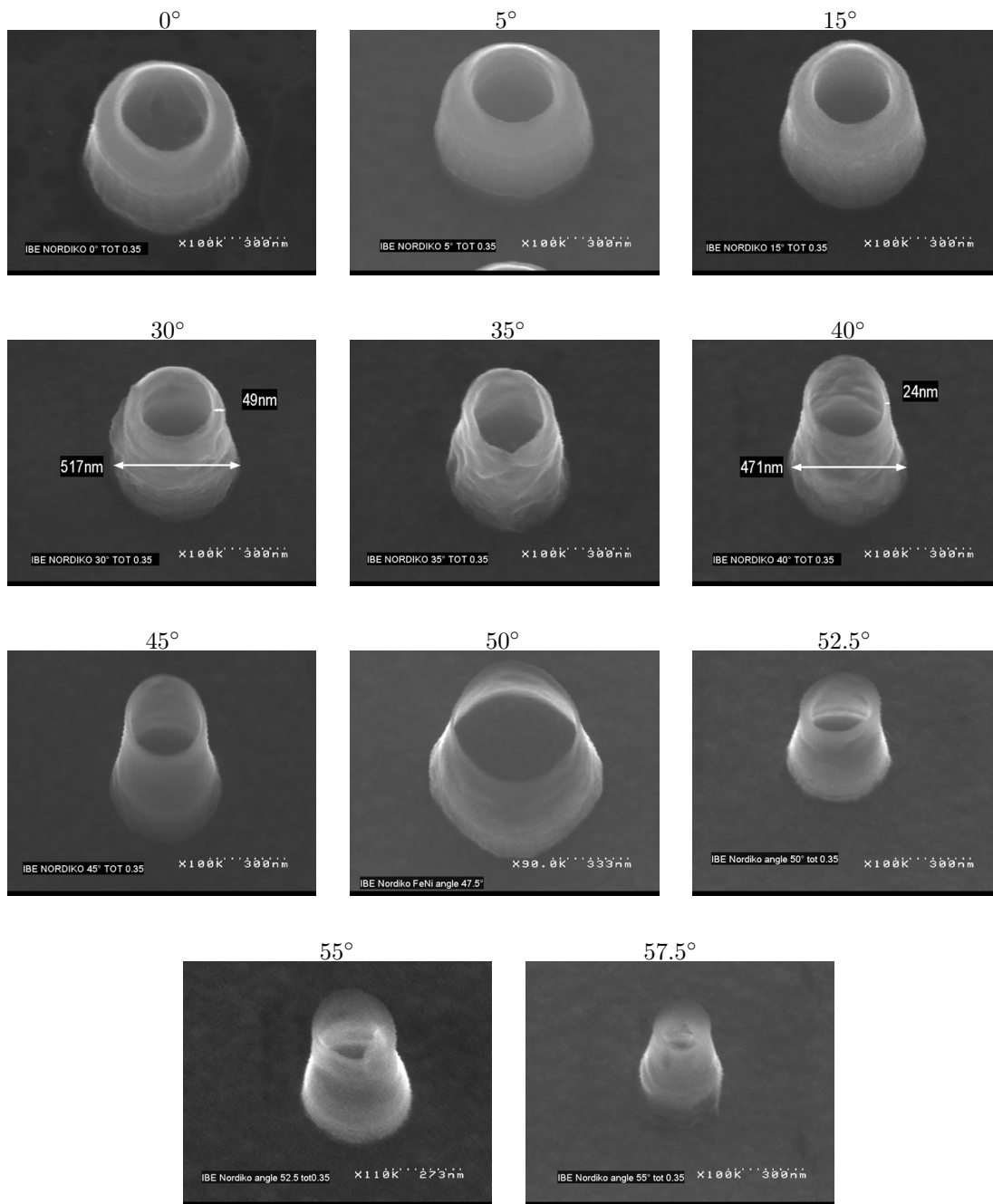


FIGURE 4.3 – Observation MEB de couche de 50 nm de NiFe gravés sous différents angles. Les piliers ont un diamètre de 200 nm. Ces observations nous permettent de déterminer quelle est l'angle de gravure qui donne le moins de redépôts. En figure 4.4 est mesuré l'épaisseur des redépôts pour chacun des angles.

### 4.3. UNIFORMITÉ

méthode est basée sur une mesure de résistance moyenne d'un film mince en passant un courant à travers deux pointes et en mesurant la tension entre deux autres pointes. Si l'espacement entre les pointes est constant, et que l'épaisseur de la couche mince est inférieur à 40% de l'espacement entre les pointes et que le bord de l'échantillon est suffisamment loin, la résistance moyenne du film mince est donnée par la relation suivante [90] :

$$R = \frac{\pi}{\ln(2)} \frac{V}{I} \quad (4.4)$$

L'épaisseur de la couche mince et la résistivité sont alors reliée par la relation :

$$R = \frac{\text{résistivité}}{\text{épaisseur}} \quad (4.5)$$

On peut donc calculer la résistivité d'un matériau si on connaît l'épaisseur de la couche mince, ou calculer l'épaisseur si la résistivité est connue.

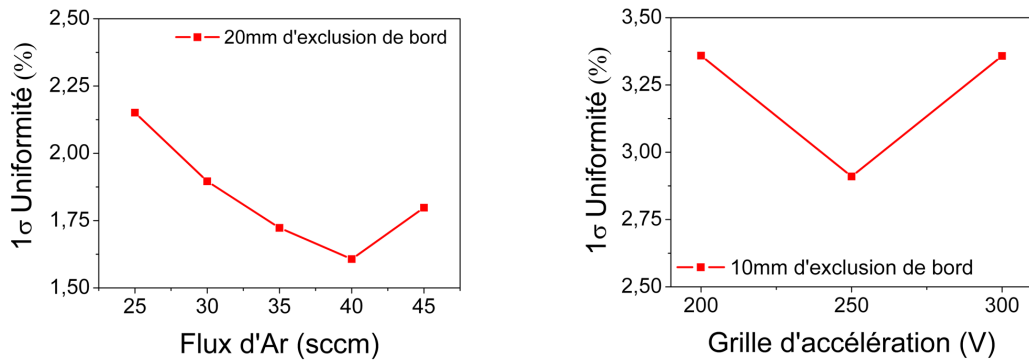


FIGURE 4.5 – Variation de l'uniformité en fonction du flux d'Ar et la tension de la grille positive pour un angle de gravure de 40°.

L'uniformité  $1\sigma$  est mesurée sur des wafers 200 mm en excluant 20 mm sur le périphérique de l'échantillon, où  $1\sigma = (\text{Écart type}) / (\text{Moyenne})$ . La tension de la grille positive et le flux d'Ar sont les deux paramètres principaux qui influent sur l'uniformité. En figure 4.5 est présenté la variation de l'uniformité en fonction de la variation de ces deux paramètres, ce qui nous permet de déterminer les paramètres de gravures qui donneront la meilleur uniformité de gravure sur le *wafers* (cf table 4.1).

Paramètres	Valeur
Courant de la source	100 mA
Puissance RF	160 W
Grille positive	+500 V
Grille d'extraction 1	-250 V
Grille d'extraction 2	-50 V
Flux d'Ar	40 sccm
Pression <sup>4</sup>	$1,4 \cdot 10^{-4}$ Torr
Vitesse de rotation	20 rpm

TABLE 4.1 – Paramètres de gravure IBE optimisée d'après notre étude sur l'uniformité de gravure.

#### 4.4 Gravure d'une jonction tunnel magnétique

La gravure d'une jonction tunnel magnétique se déroule en deux étapes. La première est la définition d'un masque dur métallique qui servira à son tour de masque dur pour la gravure IBE des couches magnétiques. Les jonctions tunnel de Crocus utilisent les couches suivantes comme masque dur : Ta 40 / CoSiN 60 (épaisseurs en nm). Ces couches sont gravées par RIE par des ions Cl. En figure 4.8 est présenté des images MEB d'une tel gravure. La deuxième étape est la gravure IBE des couches magnétiques qui est effectué en inclinant l'échantillon par rapport au faisceau d'ion afin de minimiser les redépôts métalliques. On a alors une zone proche du pilier gravé qui est ombragée qui voit moins souvent la faisceau d'ion que le reste de l'échantillon, ce qui donne un pied de gravure. Ce pied de gravure est principalement déterminé par la hauteur du masque dur et l'angle de gravure. En figure 4.8 on remarque nettement ce phénomène pour un échantillon gravé en IBE à  $40^\circ$ . Le pied de gravure peut alors devenir gênant si la barrière tunnel est située dans ce pied, car une simple variation de quelques secondes de gravure peut changer le diamètre du pilier et il sera difficile d'estimer la résistance du point mémoire. On cherchera donc toujours à graver suffisamment la jonction tunnel magnétique pour que la barrière tunnel soit au dessus de ce pied. En figure ?? est présentée une coupe TEM (*Transmission Electron Microscopy* en anglais) [91]. Sur cette figure, on identifie clairement que la barrière tunnel n'est pas dans le pied de gravure.

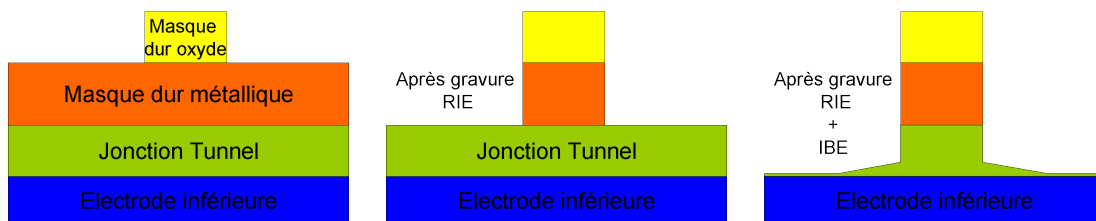


FIGURE 4.6 – Représentation schématique de la gravure d'une jonction tunnel magnétique. La première étape est la gravure des couches Ta 40 / CoSiN 60 qui se vent de masque du métallique pour la gravure IBE de la jonction.



## 4.4. GRAVURE D'UNE JONCTION TUNNEL MAGNÉTIQUE

### 4.4.1 La détection SIMS

La spectroscopie de masse à ionisation secondaire (SIMS pour *Secondary Ion Mass Spectroscopy* en anglais) est une technique d'analyse de surface *in situ* qui consiste à analyser une surface bombardée avec un faisceau d'ions. Lors de la gravure IBE, la surface de l'échantillon est pulvérisée et ionisée. Les ions secondaires générés sont alors accélérés vers un spectromètre de masse qui permet de mesurer la composition élémentaire de la surface gravée de l'échantillon. Le SIMS étant une technique d'analyse de spectroscopie de masse, on distinguera donc les éléments par leur masse atomique.

Cette technique est très appréciée lors de la gravure IBE, puisqu'elle nous permet de connaître à tout moment la nature du matériau gravé et donc de suivre la profondeur de la gravure. En figure 4.7 est présenté le signal SIMS d'un échantillon gravé à 40°.

On choisira d'arrêter la gravure dans la couche de PtMn.

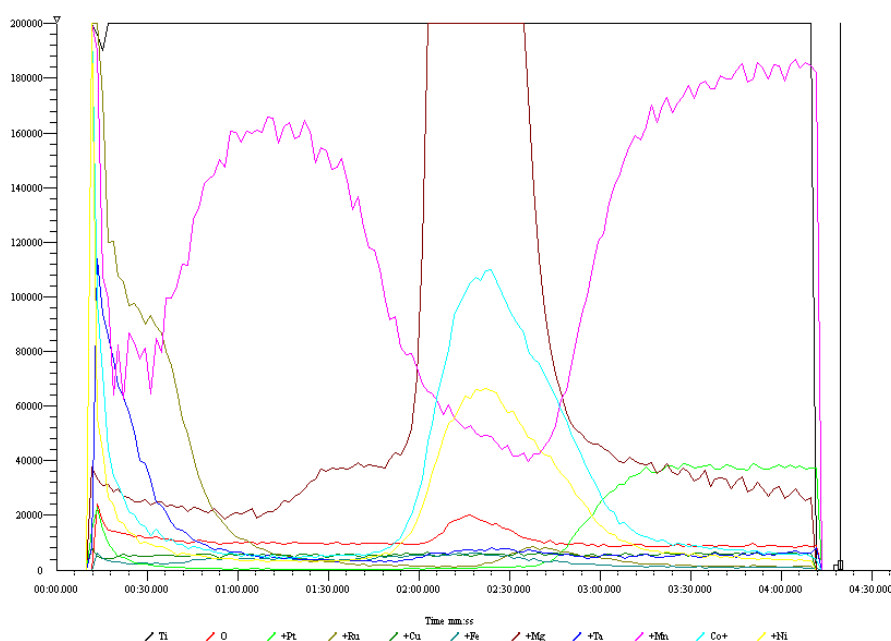


FIGURE 4.7 – Signal SIMS de l'empilement magnétique suivant : Ta 50 / PtMn 20 / CoFe 2 / Ru 0,74 / CoFeB 2 / Mg 1,1 oxydation plasma / CoFeB 1 / CoFe 1 / NiFe 3 / FeMn 12 / Ta 5 (épaisseurs en nm) gravé à 40°.

### 4.4.2 La gravure de pilier magnétique

Un premier développement de la gravure IBE des points mémoire de Crocus Technology a été commencé dans la salle blanche de SVTC en Californie<sup>5</sup> (IBE Veeco). Ces premières études ont montré qu'une gravure en deux étapes (40° plus une surgravure de quelques secondes à 25°) donne de meilleurs résultats en terme de dispersion de résistance entre pilier. L'activité de Crocus Technology dans la salle blanche de SVTC étant terminée, un process similaire a dû être développé sur une IBE du LETI (IBE Nordiko), le reste du process étant réalisé à Tower

5. par Jong Shin

#### CHAPITRE 4. LA GRAVURE IBE DE POINTS MÉMOIRES MAGNÉTIQUES

Semiconductor. C'est ce travail que je présente dans ce chapitre.

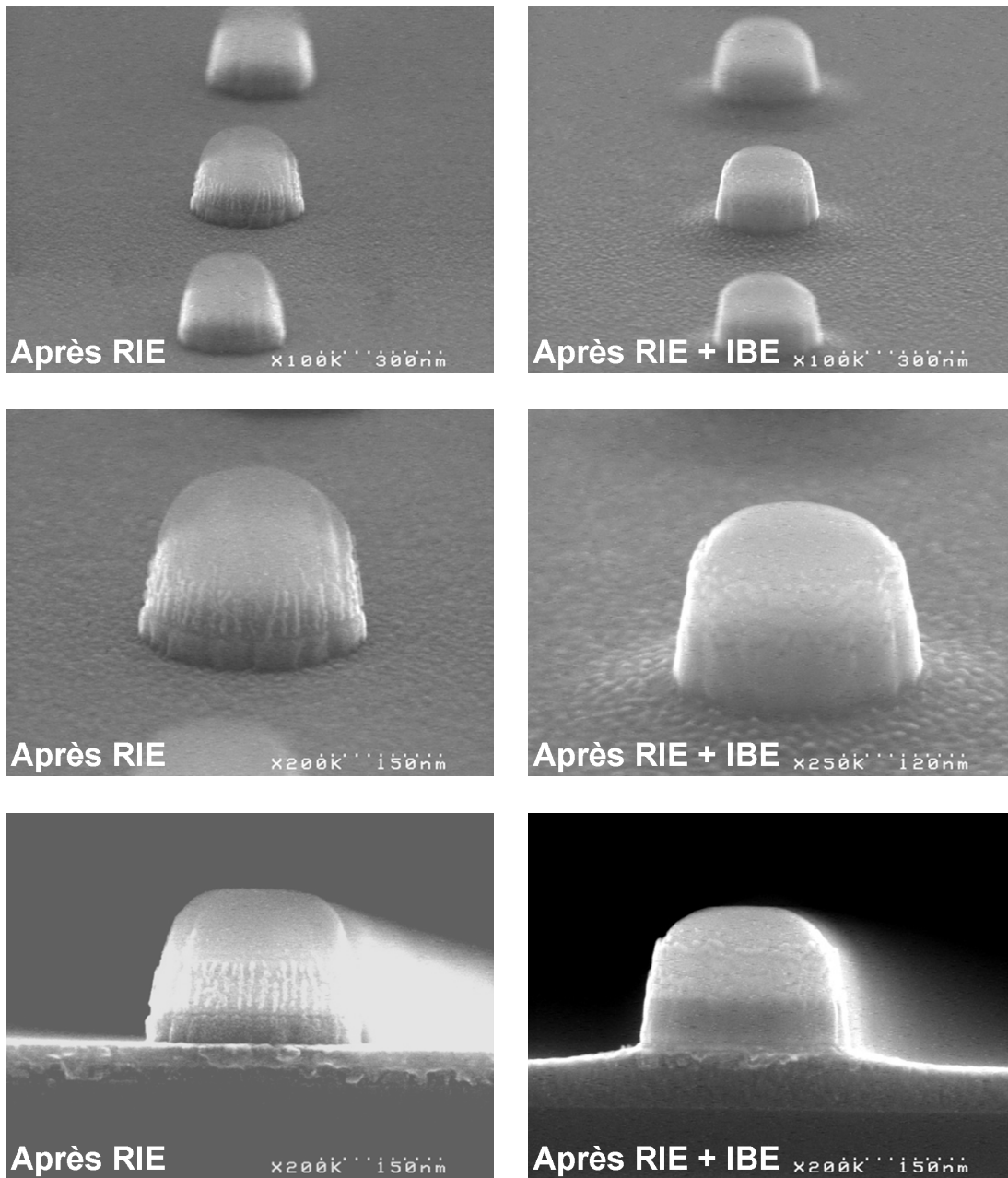


FIGURE 4.8 – Les images de gauche montrent les piliers magnétiques après la gravure RIE. Les images de droite montrent le résultat d'une gravure RIE et d'une gravure IBE à 40°. On observe alors sur ces images le pied de gravure caractéristique d'une gravure IBE.

Avant d'intégrer ces gravures dans le process complet de Crocus, nous avons réalisé des

#### 4.4. GRAVURE D'UNE JONCTION TUNNEL MAGNÉTIQUE

coupes TEM pour contrôler l'aspect des piliers gravés. L'intérêt de ces images est de détecter l'apparition de redépôts métalliques au niveau de la barrière MgO. Néanmoins, on ne peut pas complètement garantir avec une coupe TEM qu'il n'y ait aucun redépôt au niveau de la barrière sur toutes les jonctions, seules des mesures électriques peuvent nous renseigner sur la distribution de court-circuits grâce aux valeurs de TMR des différents piliers magnétiques en fonction de leurs résistances. Pour des raisons de confidentialité, ces images TEM ne seront pas présentées dans ce manuscrit.

##### 4.4.3 Ajustement des temps de gravure et résultats électrique

En annexe 2 est décrit le process grâce auquel les piliers magnétiques gravés sont connectés. La caractérisation électrique nous permet de connaître précisément les distributions de TMR et de résistance sur un *wafers*, c'est-à-dire la distribution de court-circuits. Quatre essais différents de gravure ont été réalisés où nous avons arrêté la gravure à différents endroits de l'empilement magnétique, le but étant de trouver les conditions de gravure qui ont une distribution de TMR et de résistance les plus fines. Ces essais seront comparé à la gravure standard développée par le process Crocus. Les différents essais sont les suivants :

Essai 1 : Gravure à 40° et arrêt de gravure en fin de couche de PtMn  
Temps de gravure : 40° ≈ 3 min 55 s.

Essai 2 : Gravure à 40° et arrêt dans le PtMn + Surgravure à 25° de quelques secondes  
Temps de gravure : 40° ≈ 3 min 30 s + 25° = 40° 20 s.

Essai 3 : Gravure à 40° et arrêt dans le PtMn + Surgravure de 6 secondes à 40° + Surgravure à 25° de quelques secondes  
Temps de gravure : 40° ≈ 3 min 36 s + 25° = 20 s.

Essai 4 : Gravure à 40° et arrêt dans le PtMn + Gravure à 25° de quelques secondes+ surgravure de 6 secondes à 25°  
Temps de gravure : 40° ≈ 3 min 30 s + 25° = 26 s.

Référence : Gravure à 40° et arrêt dans le PtMn + Gravure à 25° de quelques secondes.<sup>6</sup>

Les résultats électriques de ces différents essais sont réalisées par le groupe test de Crocus Technology. Les mesures consistent à mesurer le cycle d'hystérésis de 135 jonctions tunnel différentes de 0,2  $\mu\text{m}$  de diamètre. La TMR et la résistance minimal de chacune de ces jonctions sont ainsi extraites, ce qui nous permet de tracer les figures 4.9 pour la gravure de référence et 4.10 pour les quatres essais de gravure. On observe alors les variations de distribution de TMR pour ces différents essais. Les échantillons gravés présentent une TMR maximal autour de 80-90%, ce qui est inférieur à ce qu'on aurait pu espérer au vu des mesures pleine plaque effectuées par la méthode CIP (cf figure 3.10). Cette diminution s'explique par le fait que ces jonctions sont en série avec le "*strap*" qui de par sa géométrie à une résistance de 200 $\Omega$ . On a donc une résistance en série du pilier magnétique qui diminue la TMR mesurée. Si l'on fait abstraction de cette résistance, on retrouve une TMR autour de 120%, ce qui est en accord avec la TMR pleine plaque mesurée en figure 3.10.

---

6. Les temps de gravure ne sont pas comparable puisqu'il s'agit d'une IBE différentes avec des paramètres différents et donc des vitesses de gravure différentes.

Nous nous sommes néanmoins aperçus que la gravure RIE réalisée sur ces wafers était incomplète et qu'il restait autour des points mémoires une certaine épaisseur de masque dur qui n'avait pas été gravée, ce qui peut expliquer la large distribution de résistance observée sur tous les wafers.

D'après ces mesures électriques, une gravure du pilier magnétique à  $40^\circ$  avec un arrêt dans le PtMn suivie d'une gravure de quelques secondes à  $25^\circ$  (essai 4) donne la distribution de TMR la plus fine des quatre essais. La comparaison entre l'essai 3 et l'essai 4 montre également qu'une surgravure plus longue à  $25^\circ$  resserre la distribution de TMR.

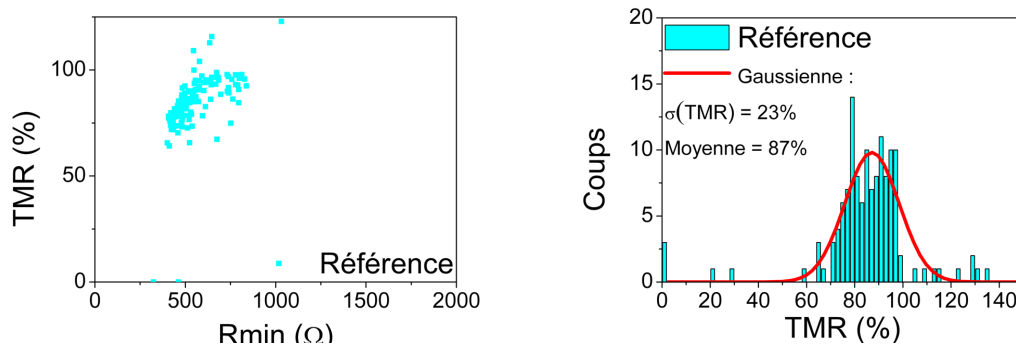


FIGURE 4.9 – A gauche : distribution de TMR et de résistance de l'échantillon de référence qui est gravé à  $40^\circ$  jusqu'à la couche de PtMn et qui est ensuite gravé quelques secondes à  $25^\circ$ . Les JTM représentées correspondent à 135 piliers différents de  $0,2 \mu m$  de diamètre. A droite : la dispersion de TMR associée à la figure de gauche est représentée sous forme d'histogramme.

#### 4.4. GRAVURE D'UNE JONCTION TUNNEL MAGNÉTIQUE

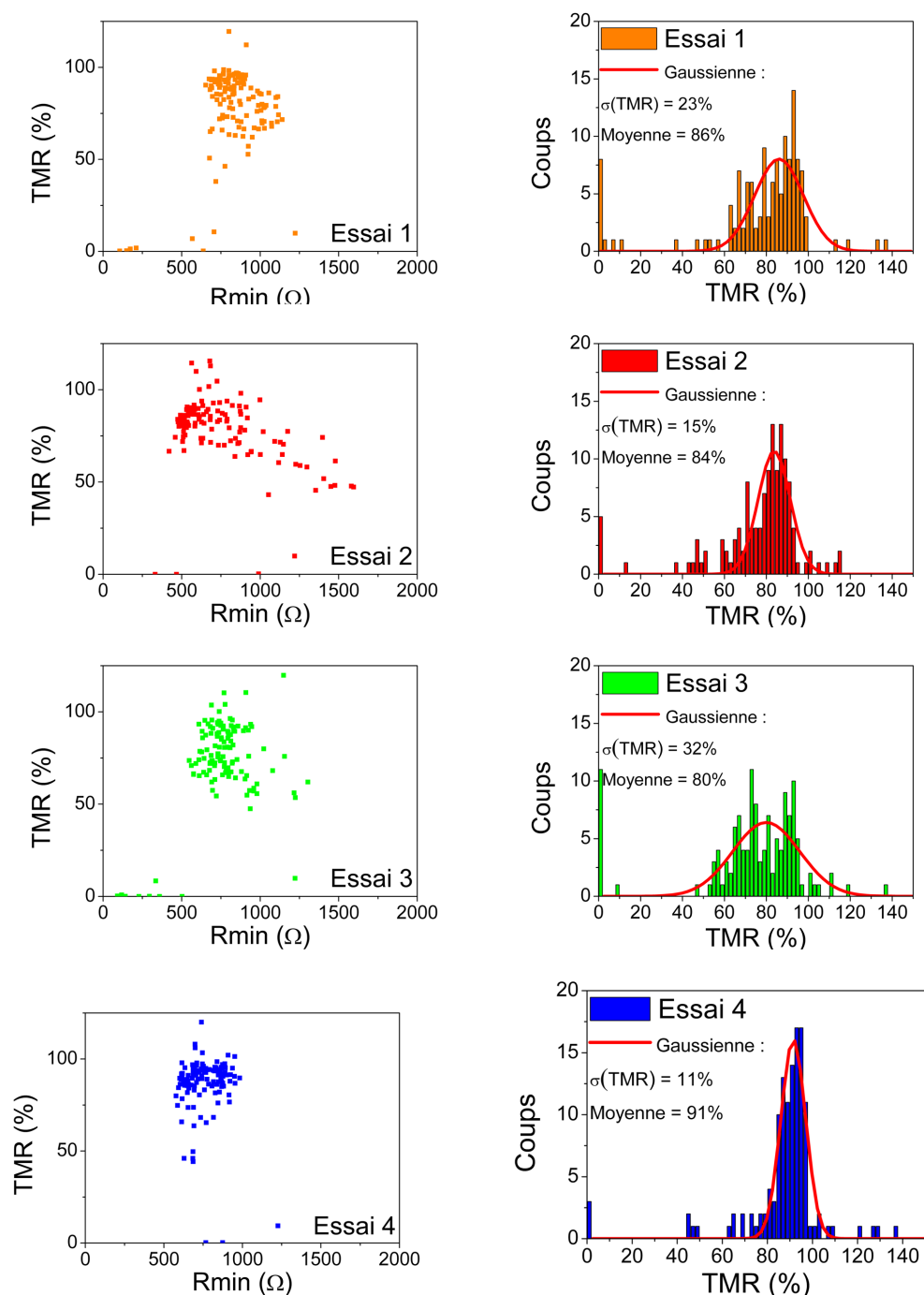


FIGURE 4.10 – A gauche : distribution de TMR et de résistance de quatre échantillons différents gravés différemment. Les conditions de gravure de ces différents essais sont décrit précédemment. Chaque distribution comprend 135 piliers différents de  $0,2 \mu\text{m}$  de diamètre. A droite : la dispersion de TMR associée à la figure de gauche est représentée sous forme d'histogramme. Les conditions de gravure de l'essai 4 donnent la distribution de TMR la plus fine, se sont les conditions de gravure que l'on retiendra.

De nouveaux wafers sont ensuite gravés avec un temps de gravure RIE corrigé. La Figure 4.11 présente alors la TMR en fonction de la résistance. On note alors une dispersion en résistance qui est réduite et une TMR maximum autour de 80%. L'objectif de développer une gravure IBE de piliers magnétique est alors rempli. Ce sont les conditions de gravure présentées ci-dessus qui sont retenues pour la gravure de tous les wafers de Crocus Technology.

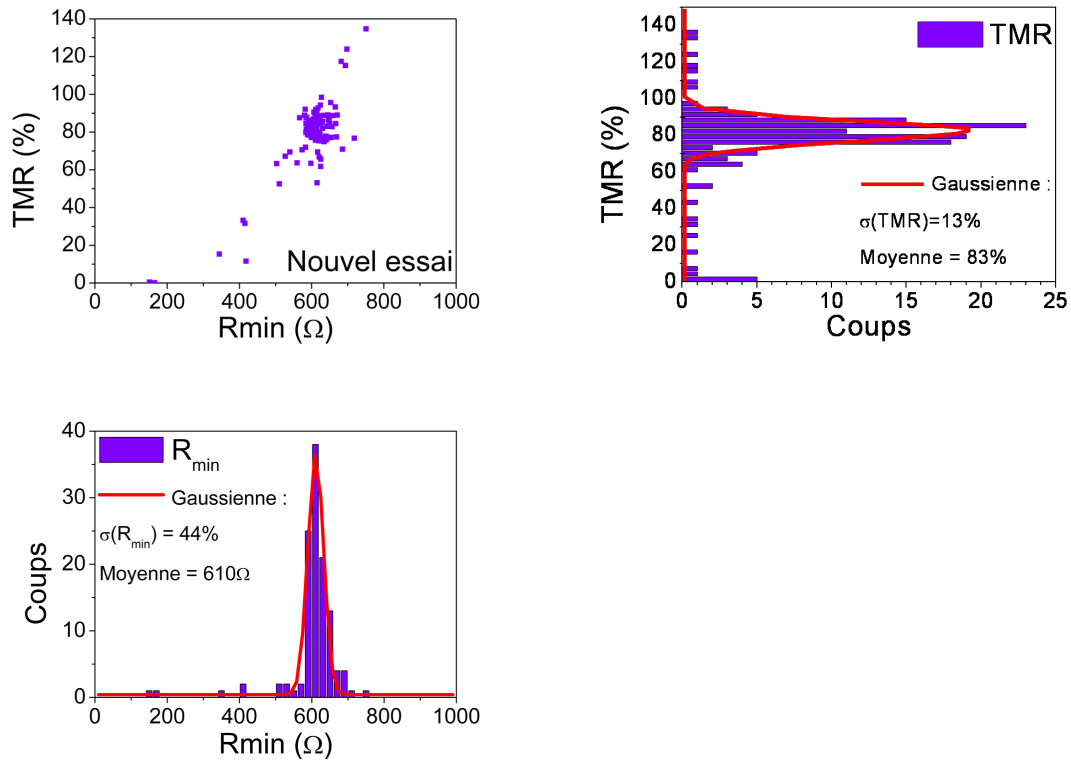


FIGURE 4.11 – A gauche : distribution de TMR et de résistance du nouvel échantillon qui est gravé à  $40^\circ$  jusqu'à la couche de PtMn et qui est ensuite gravé quelques secondes à  $25^\circ$ . Sur cette échantillon, la gravure du masque dur a été améliorée afin de diminuer les dispersions de résistance. Les JTM représentées correspondent à 135 piliers différents de  $0,2 \mu m$  de diamètre. A droite : la dispersion de TMR associée à la figure de gauche est représentée en histogramme.

## 4.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons étudié la gravure IBE d'une jonction tunnel magnétique. Nous avons ainsi optimisé la gravure d'un point mémoire sur un nouvel équipement avec succès. Dans un premier temps nous avons travaillé sur les paramètres de gravure qui nous donnent la meilleure uniformité. Ensuite, une méthode originale de mesure de l'influence de l'angle de gravure sur l'épaisseur de matériau redéposé a été présentée, ce qui nous a permis de déterminer l'angle optimal de gravure pour minimiser les redépôts. Enfin, nous avons optimisé cette gravure avec une attaque à deux angles :  $40^\circ + 25^\circ$ , ce qui nous a permis de resserrer la distribution de TMR sur les points mémoires du wafer.

#### 4.5. CONCLUSION

# Conclusion et perspectives

Dans ce manuscrit, nous avons étudié le phénomène de couplage d'échange dans des jonctions tunnel magnétiques. Nous avons dans un premier temps développé une méthode de caractérisation expérimentale nouvelle qui nous a permis d'étudier plus finement le renversement de l'aimantation de la couche de stockage d'une TA-MRAM. Cette étude nous a donné accès aux propriétés moyennes de variation de résistance et du champ d'échange avec un temps de mesure réduit. Sans ce protocole expérimental, nous n'aurions pas pu mesurer des effets fins qui nécessitent un nombre de moyenne important. Par exemple, R. Sousa avait déjà essayé de montrer en vain une différence de densité de puissance d'écriture entre des impulsions de chauffage de polarité différentes, alors qu'en seulement quelques heures cet effet a été démontré avec cette méthode innovante. Dans un second temps, nous avons cherché à caractériser le chauffage par une impulsion de tension. Nous avons alors montré par des mesures électriques que la densité de puissance d'écriture variait grandement avec le diamètre du pilier. Cette différence est non négligeable : on a une densité de puissance d'écriture trois fois supérieure entre un pilier de  $0,2 \mu m$  de diamètre et un pilier de  $1 \mu m$  de diamètre. Des simulations thermiques simulant la jonction complète nous ont permis de démontrer que la cause de cette dépendance est la perte de chaleur dans l'oxyde isolant et sur les flancs du pilier magnétique. Comme démontré dans le chapitre 2, la solution semble être d'utiliser un oxyde isolant ayant une très faible conductivité thermique (matériau dit *low - k*) permettant alors de limiter les pertes latérales de chaleur. On comprend également toute l'importance que peuvent avoir des simulations afin de pouvoir prédire le comportement d'une telle mémoire à écriture assistée thermiquement, cet effet ayant d'abord été découvert par ces simulations, puis ensuite montré électriquement.

Une fois qu'on a compris clairement le déroulement du chauffage des cellules TA-MRAM, nous nous sommes lancés dans le développement de jonctions tunnel utilisant du FeMn pour piéger par échange la couche ferromagnétique de la couche de stockage. Ce développement s'est fait en deux étapes. Premièrement, montrer qu'il est possible d'avoir une telle jonction et montrer que l'écriture est possible, deuxièmement, optimiser cette jonction pour permettre une écriture avec un minimum de champ magnétique.

Dans cette première étape, nous avons repris l'empilement magnétique standard de Crocus Technology, en remplaçant la couche d'IrMn par une couche de FeMn. Le choix s'était alors porté sur le FeMn puisqu'il possède une température de Néel de  $200 \text{ }^\circ C$  plus basse que celle de l'IrMn. On s'attendait à voir une nette diminution de la densité de puissance d'écriture pour des impulsions de courte durée ( $< 50 \text{ ns}$ ). Les premiers échantillons ont néanmoins montré qu'à température de blocage quasi-statique égale, la température à atteindre pour des impulsions de  $10 \text{ ns}$  à  $0,1 \text{ ms}$  est la même pour des échantillons FeMn et IrMn. Dans le chapitre 3, nous avons aussi étudié les problèmes de champ magnétique nécessaire au renversement complet de l'aimantation de la couche de stockage de ces premiers échantillons. Dans un deuxième temps,



nous avons cherché à diminuer au maximum ce champ magnétique d'écriture. Ce paramètre est très important puisque les lignes de champ consomment beaucoup de courant.

Un deuxième défi s'est alors montré évident : il faut trouver un nouvel empilement magnétique permettant une écriture avec un champ magnétique réduit, ce qui permettrait de diminuer la consommation d'énergie des TA-MRAM. Nous avons alors démontré qu'une couche ferromagnétique appropriée et un recuit adéquat permettant cette diminution du champ. On notera quand même que les champs rayonnés par la couche de référence donnent une légère asymétrie entre les deux directions d'écriture. Les champs magnétiques nécessaires sont donc maintenant compris entre 15 Oe et 50 Oe suivant la direction d'écriture.

Cette optique de recherche d'une jonction tunnel qui permet une écriture avec un faible champ magnétique s'inscrit parfaitement dans la thématique à la mode d'écriture par un courant polarisé en spin (STT). En effet, le but ultime des TA-MRAM serait alors de ne plus utiliser de ligne de champ. On aurait alors une TA-STT-MRAM qui combinerait la stabilité thermique des TA-MRAM avec la densité d'intégration et la rapidité des STT-MRAM. Malheureusement, nous n'avons pas pu tenter une telle écriture puisque que les jonctions tunnel utilisées pour le STT demandent des produits résistance-surface (RA) de l'ordre de  $10 \Omega \cdot \mu m^2$  alors que nos jonctions ont un RA de  $30 \Omega \cdot \mu m^2$ . La piste d'une TA-MRAM avec une écriture assistée par courant polarisé en spin reste alors à explorer, le renversement de l'aimantation se ferait alors partiellement ou complètement par ce mécanisme.

La clef du succès d'une MRAM est donné par deux points : le dépôt magnétique et la gravure d'un point mémoire. C'est le contrôle de ces deux paramètres qui permettront aux MRAM de rentrer sur le marché. Les premières générations de MRAM se heurtaient à des problèmes de sélectivité lorsqu'on augmentait la densité des bits mémoires. Plus on diminuait la taille des points mémoires, plus on pourra diminuer les distances entre ces points. Les TA-MRAM (et STT-MRAM) ne rencontrant plus ces difficultés, plus on va diminuer la taille des points mémoires, plus la puissance d'écriture va diminuer. Une gravure par plasma d'ion Ar (IBE) semble être un bon candidat pour la gravure des jonctions puisque, contrairement à une gravure chimique (RIE), elle ne dégrade pas les couches magnétiques. Nous avons donc développé une gravure IBE qui nous a permis d'avoir des piliers magnétiques ayant une TMR de l'ordre de 120 %.

En conclusion, depuis la première démonstration expérimentale des TA-MRAM, la compréhension physique des mécanismes de chauffage ainsi que la consommation globale ont été grandement améliorées. Les performances de ces mémoires pourraient encore être améliorées notamment en intégrant un retournement par courant polarisé en spin au chauffage de la cellule. Les TA-MRAM ont encore de beaux jours devant elles...

## Annexe A

# Détails du process réalisé sur wafers 50/100 mm

### Dépôt des couches magnétiques

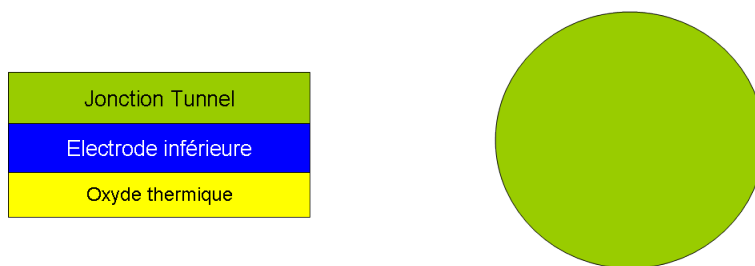


FIGURE A.1 – Les films minces magnétiques sont déposés par pulvérisation cathodique par Crocus Technology. Machine de dépôt : Timaris de Singulus (200 mm).

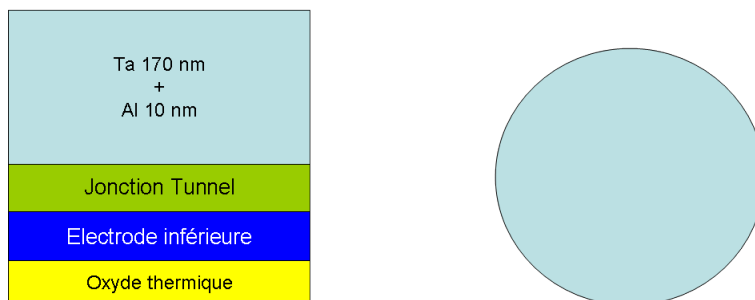


FIGURE A.2 – Une couche de 170 nm de Ta est utilisée comme masque dur. Une couche de 10 nm d'Al sera utilisée comme couche d'arrêt de gravure du Ta.

## Définition des pilier par lithographie électronique

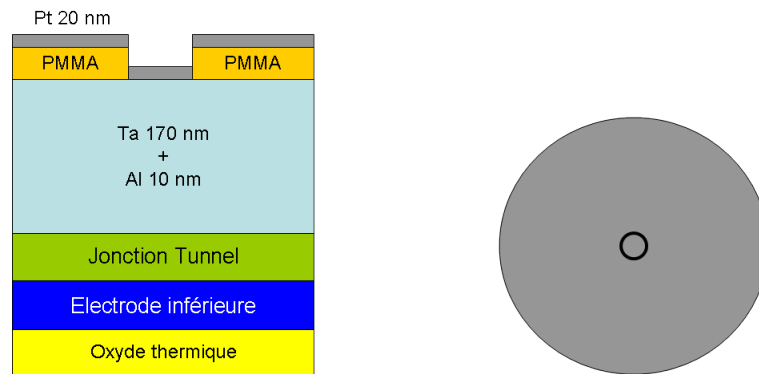


FIGURE A.3 – Les points mémoires sont défini par lithographie électronique. Une résine positive PMMA 2 % est étalée sur le wafer préalablement.

- Etallement résine : 69 rpm ; 2 min.
- Recuit résine : 180 °C pendant 2 min.
- Développement résine : MIBK<sup>1</sup>/EDI<sup>2</sup> 1 :1 ; 45 s.
- Dépôt du masque dur pour RIE du Ta : Évaporation de 20 nm de Pt.
- Lift-off du Pt dans l'acétone.

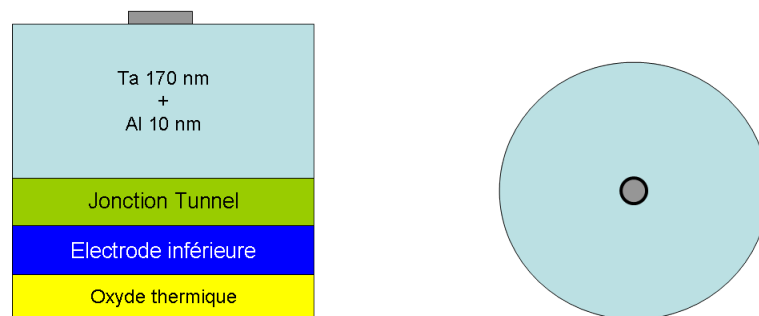


FIGURE A.4 – Lift-off du Pt dans l'acétone.

---

1. MIBK pour ....  
2. Eau Déionisé

## Gravure du pilier magnétique

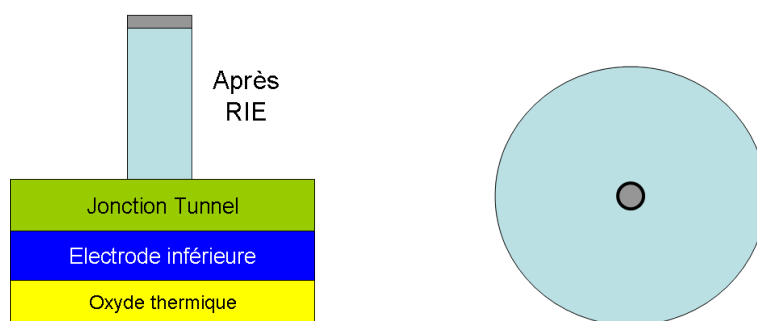


FIGURE A.5 – Gravure RIE par gaz  $\text{SF}_6$ . Arrêt de gravure sur la couche d'Al.

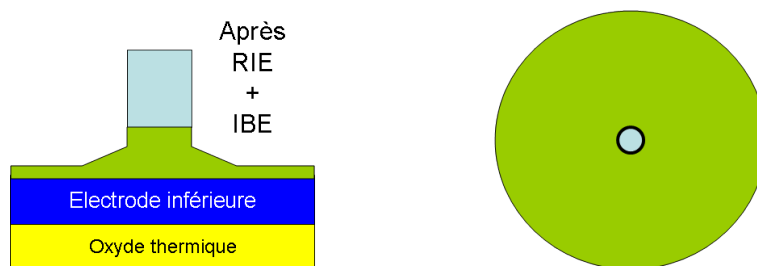


FIGURE A.6 – Gravure des couches magnétiques par plasma d'Ar (IBE). Arrêt de gravure dans le PtMn.

## Définition de l'électrode inférieure

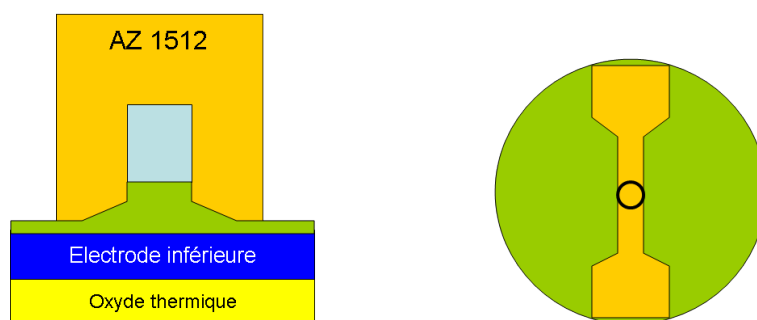


FIGURE A.7 – Les électrodes inférieures sont définies par lithographie optique. Une résine positive AZ 1512 est utilisée.

- Etallement résine AZ 1512 : 69 rpm ; 2 min.
- Recuit résine : 100 °C pendant 1 min 30.
- Développement résine : AZ Developer/EDI 1 :1 ; 45 s.

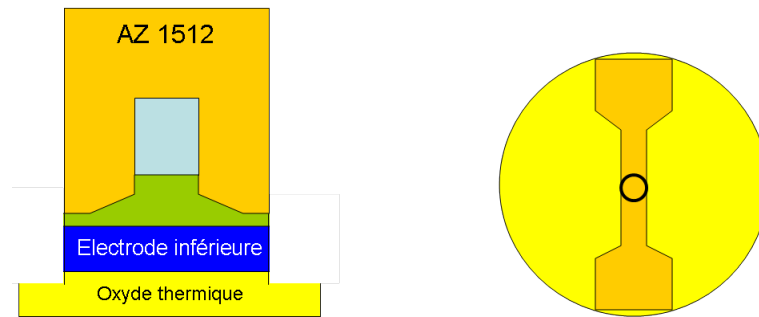


FIGURE A.8 – Gravure de l'électrode inférieure en IBE (25 °).

## Isolation des points mémoires et ouverture de contacts

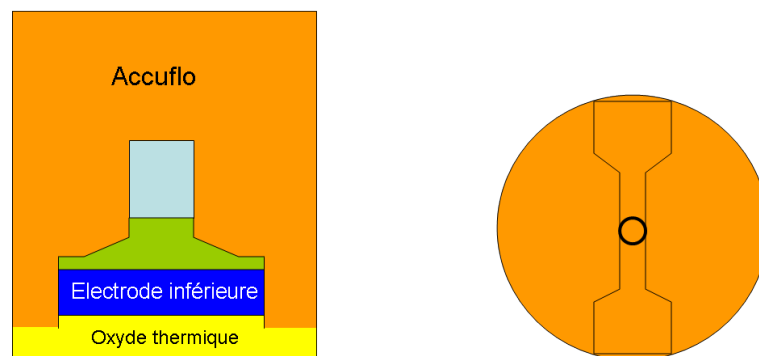


FIGURE A.9 – Les piliers magnétiques sont isolés électriquement à l'aide d'une résine (Accuflo 627).

- Etallement Accuflo : 69 rpm ; 2 min.
- Recuit Accuflo : Rampe de température entre 110 °C et 250 °C en 19 min..

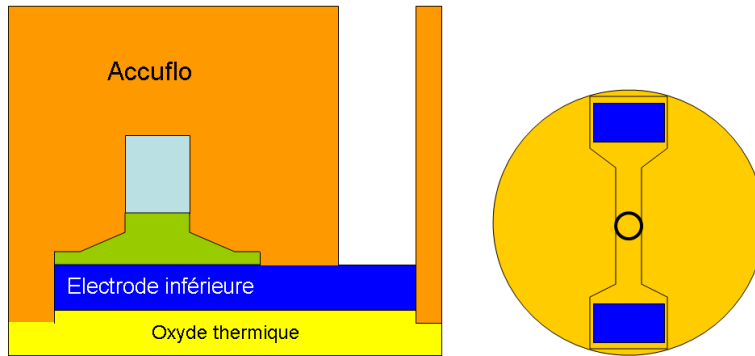


FIGURE A.10 – Afin de permettre un contact électrique des électrodes inférieures, la résine Accuflo est gravé (RIE) à l'aide d'un plasma d'oxygène. Les ouvertures sont défini par lithographie optique (résine AZ 1512).

## Reprise de contact sur le pilier / Amincissement de l'Accuflo

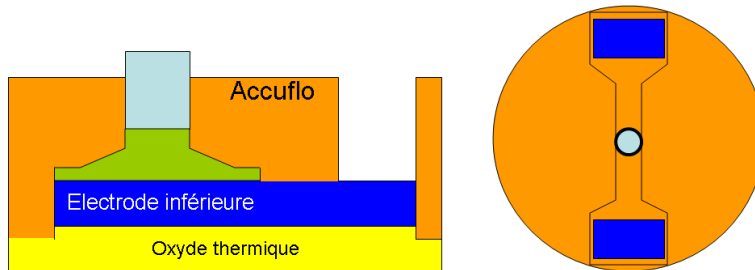


FIGURE A.11 – Pour connecter le pilier magnétique à une électrode supérieur, l'épaisseur d'accuflo est diminué jusqu'à ce que le haut du point mémoire soit découvert. L'amincissement est effectué avec un plasma oxygène (RIE).

## Définition de l'électrode supérieure

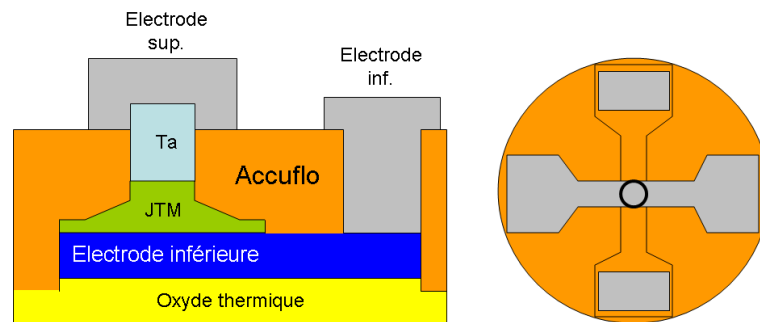


FIGURE A.12 – L'électrode supérieure est définie par lithographie optique (résine AZ 1512). Après le développement de la résine, une couche de 10 nm de Cr et de 300 nm d'Al est évaporée sur le wafer. La couche de Cr sert ici de couche d'accroche à la couche d'Al.

## Annexe B

# Détails du process de Crocus Technology



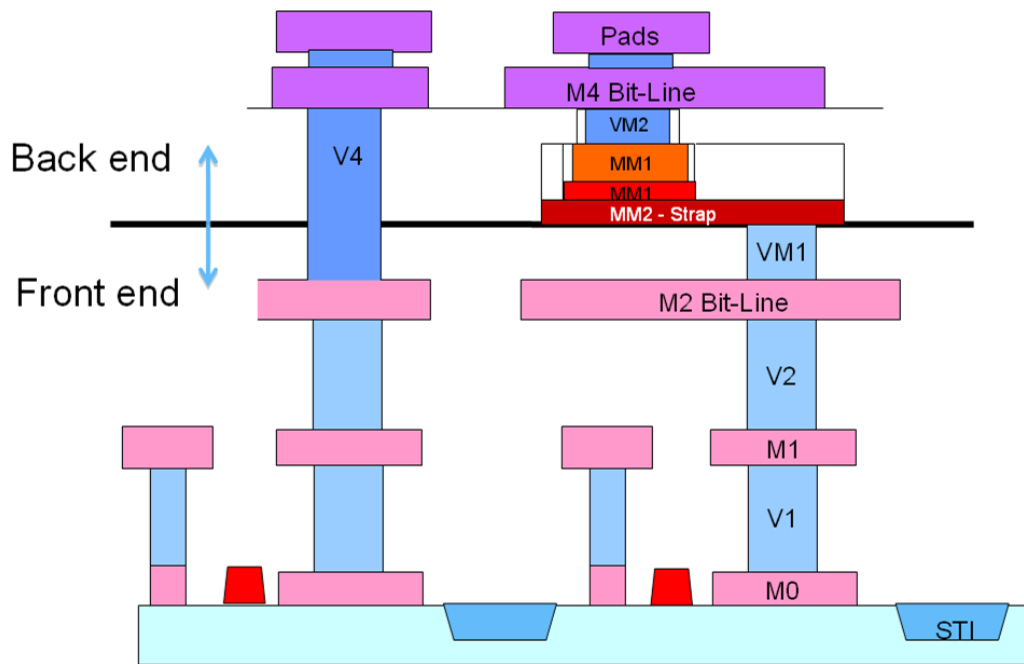


FIGURE B.1 – Vue schématique globale d'un dispositif MRAM de Crocus Technology. La partie dite "*Front end*" est reliée aux transistors, et la partie "*Back end*" aux opérations qui ne touchent pas aux transistors. Ces deux parties sont distinctes dans la microélectronique pour éviter de dégrader les propriétés du transistor par d'éventuels contaminants qui interviendraient de la partie "*Back end*". Les figures présentées ci-dessous représentent une partie des opérations réalisées dans la partie dite "*Backend*". Les points mémoires sont définis par lithographie par projection. La gravure des piliers est effectuée par RIE et IBE comme décrit dans le chapitre 4. Enfin les connections entre les différents niveaux de métal est réalisées par damascène.

# Glossaire

Au cours des nombreux échanges e-mail que j'ai pu avoir tout au long de cette thèse, j'ai été très surpris par ce second langage qui semble être courant pour tout le monde, je parle des acronymes anglais. Voici donc une liste des acronymes rencontrés au cours de ces trois années.

**AFAIK** : As Far As I Know.

**AIUI** : As I Understand It.

**ASAP** : As Soon As Possible.

**BKM** : Best Known Method.

**BION** : Believe It Or Not.

**BTW** : By The Way.

**CC** : Conference Call.

**EOL** : End Of Line.

**FF** : Full Flow.

**FL** : Full Loop.

**FYI** : For Your Information.

**HC** : Hand Carry (et non Hard Core!).

**HM** : Hard Mask.

**IME** : In My Experience.

**LA** : Look Ahead (et non Los Angeles).

**LER** : Line Edge Roughness.

**LL** : Load Lock.

**ME** : Main Etch.

**OBTW** : Oh, By The Way.

**PM** : Process Module.

**POR** : Process Of Record.

**OE** : Over Etch.

**SL** : Short Loop.

**TGIF** : Thanks God It's Friday !.

**THX** : Thanks.

**WIP** : Work In Progress.

**W/O** : WithOut.

**YABA** : Yet Another Bloody Acronym.

# Bibliographie

- [1] M. Durlam, D. Addie, J. Akerman, B. Butcher, P. Brown, J. Chan, M. DeHerrera, BN Engel, B. Feil, G. Grynkewich, et al. A 0.18  $\mu\text{m}$  4Mb toggling MRAM. In *2003 International Electron Devices Meeting, Washington, DC*, 2003.
- [2] BN Engel, J. Akerman, B. Butcher, RW Dave, M. DeHerrera, M. Durlam, G. Grynkewich, J. Janesky, SV Pietambaram, ND Rizzo, et al. A 4-Mb toggle MRAM based on a novel bit and switching method. *Magnetics, IEEE Transactions on*, 41(1) :132–136, 2005.
- [3] W. Gerlach and O. Stern. Das magnetische moment des silberatoms. *Zeitschrift f"ur Physik A Hadrons and Nuclei*, 9(1) :353–355, 1922.
- [4] L. Néel. Œuvres scientifiques. *Editions du CNRS*, 1978.
- [5] C. Kittel. Physical theory of ferromagnetic domains. *Reviews of Modern Physics*, 21(4) :541–583, 1949.
- [6] GK Wertheim, V. Jaccarino, JH Wernick, and DNE Buchanan. Range of the exchange interaction in iron alloys. *Physical Review Letters*, 12(1) :24–27, 1964.
- [7] EC Stoner and EP Wohlfarth. A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 240(826) :599, 1948.
- [8] L. Neel and C.A. Sc. 224, 1488, 1550 (1947).\* L. N6el. *J. Physique et Radium*, 15 :225, 1954.
- [9] M. Julliere. Tunneling between ferromagnetic films. *Physics Letters A*, 54(3) :225–226, 1975.
- [10] JS Moodera, L.R. Kinder, T.M. Wong, and R. Meservey. Large magnetoresistance at room temperature in ferromagnetic thin film tunnel junctions. *Physical Review Letters*, 74(16) :3273–3276, 1995.
- [11] NF Mott. The electrical conductivity of transition metals. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 153(880) :699–717, 1936.
- [12] JM MacLaren, X.G. Zhang, and WH Butler. Validity of the Julliere model of spin-dependent tunneling. *Physical Review B*, 56(18) :11827–11832, 1997.
- [13] X. Zhang, B.Z. Li, G. Sun, and F.C. Pu. Spin-polarized tunneling and magnetoresistance in ferromagnet/insulator (semiconductor) single and double tunnel junctions subjected to an electric field. *Physical Review B*, 56(9) :5484–5488, 1997.
- [14] JC Slonczewski. Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier. *Physical Review B*, 39(10) :6995–7002, 1989.
- [15] M.A. Ruderman and C. Kittel. Indirect exchange coupling of nuclear magnetic moments by conduction electrons. *Physical Review*, 96(1) :99–102, 1954.
- [16] Y. Yafet. Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida range function of a one-dimensional free-electron gas. *Physical Review B*, 36(7) :3948–3949, 1987.

- [17] K. Yoshida. Thermally assisted MRAM. *Phys. Rev. B*, 106(5) :893, 1957.
- [18] AE Berkowitz and K. Takano. Exchange anisotropy—a review. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 200(1-3) :552–570, 1999.
- [19] D.L. Leslie-Pelecky and R.D. Rieke. Magnetic properties of nanostructured materials. *Chem. Mater*, 8(8) :1770–1783, 1996.
- [20] W.H. Meiklejohn and C.P. Bean. A new magnetic anisotropy. *IEEE Transactions on Magnetics*, 37(6) :3866–3876, 2001.
- [21] DS Rodbell, IS Jacobs, J. Owen, and EA Harris. Biquadratic Exchange and the Behavior of Some Antiferromagnetic Substances. *Physical Review Letters*, 11(1) :10–12, 1963.
- [22] Schuller IK Noguees J. Exchange bias. *JOURNAL OF MAGNETISM AND MAGNETIC MATERIALS*, 192(2) :203–232, 1999.
- [23] J. Van Driel, FR De Boer, K.M.H. Lenssen, and R. Coehoorn. Exchange biasing by Ir 19 Mn 81 : Dependence on temperature, microstructure and antiferromagnetic layer thickness. *Journal of Applied Physics*, 88(2) :975–982, 2000.
- [24] T. Yamaoka, M. Mekata, and H. Takaki. Neutron diffraction study of antiferromagnetism in face-centered cubic Mn-Ir alloys. *Journal of the Physical Society of Japan*, 31 :301, 1971.
- [25] L. Pál, E. Krén, G. Kádár, P. Szabó, and T. Tarnóczy. Magnetic Structures and Phase Transformations in Mn-Based CuAu-I Type Alloys. *Journal of Applied Physics*, 39 :538, 1968.
- [26] IL Prejbeanu, M. Kerekes, RC Sousa, H. Sibuet, O. Redon, B. Dieny, and JP Nozieres. Thermally assisted MRAM. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 19 :165218, 2007.
- [27] JP Nozieres, S. Jaren, YB Zhang, A. Zeltser, K. Pentek, and VS Speriosu. Blocking temperature distribution and long-term stability of spin-valve structures with Mn-based antiferromagnets. *Journal of Applied Physics*, 87 :3920, 2000.
- [28] P. Pavan, R. Bez, P. Olivo, and E. Zanoni. Flash memory cells-an overview. *Proceedings of the IEEE*, 85(8) :1248–1271, 2002.
- [29] R.R. Schaller. Moore’s law : past, present and future. *Spectrum, IEEE*, 34(6) :52–59, 2002.
- [30] Jérémy Alvarez-Hérault. Mémoire magnétique à écriture par courant polarisé en spin assistée thermiquement. *Université Joseph Fourier - Grenoble I*, 2010.
- [31] J.H. Park, S.H. Hur, J.H. Leex, J.T. Park, J.S. Sel, J.W. Kim, S.B. Song, J.Y. Lee, J.H. Lee, S.J. Son, et al. 8 Gb MLC (multi-level cell) NAND flash memory using 63 nm process technology. In *Electron Devices Meeting, 2004. IEDM Technical Digest. IEEE International*, pages 873–876. IEEE, 2005.
- [32] D. Takashima and I. Kunishima. High-density chain ferroelectric random access memory (chain FRAM). *Solid-State Circuits, IEEE Journal of*, 33(5) :787–792, 2002.
- [33] H. Kanaya, K. Tomioka, T. Matsushita, M. Omura, T. Ozaki, Y. Kumura, Y. Shimojo, T. Morimoto, O. Hidaka, S. Shuto, et al. A 0.602 um<sup>2</sup> nested chain cell structure formed by one mask etching process for 64 mbit FeRAM. In *Symposium on VLSI Technology*, pages 150–151.
- [34] I.G. Baek, J.E. Lee, S.C. Oh, K.T. Nam, and J.H. Jeong. Memory devices including multi-bit memory cells having magnetic and resistive memory elements and related methods, May 17 2007. US Patent App. 11/804,327.
- [35] C. Liaw, M. Kund, D. Schmitt-Landsiedel, and I. Ruge. The conductive bridging random access memory (CBRAM) : A non-volatile multi-level memory technology. In *Solid State Device Research Conference, 2007. ESSDERC 2007. 37th European*, pages 226–229. IEEE, 2008.

- [36] L. Guo, E. Leobandung, and S.Y. Chou. A silicon single-electron transistor memory operating at room temperature. *Science*, 275(5300) :649, 1997.
- [37] K. Yano, T. Ishii, T. Sane, T. Mine, F. Murai, T. Kure, and K. Seki. A 128 Mb early prototype for gigascale single-electron memories. In *Solid-State Circuits Conference, 1998. Digest of Technical Papers. 1998 IEEE International*, pages 344–345. IEEE, 2002.
- [38] J. Ouyang, C.W. Chu, C.R. Szmanda, L. Ma, and Y. Yang. Programmable polymer thin film and non-volatile memory device. *Nature Materials*, 3(12) :918–922, 2004.
- [39] A.H. Flood, J.F. Stoddart, D.W. Steuerman, and J.R. Heath. CHEMISTRY : Enhanced : Whence Molecular Electronics? *Science*, 306(5704) :2055, 2004.
- [40] S.S.P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas. Magnetic domain-wall racetrack memory. *Science*, 320(5873) :190, 2008.
- [41] E. Chuang, W. Liu, JP Drolet, and D. Psaltis. Holographic random access memory (HRAM). *Proceedings of the IEEE*, 87(11) :1931–1940, 2002.
- [42] JY Son, SH Bang, and JH Cho. Kelvin probe force microscopy study of SrBi<sub>2</sub>Ta<sub>2</sub>O<sub>9</sub> and PbZr<sub>0.53</sub>Ti<sub>0.47</sub>O<sub>3</sub> thin films for high-density nonvolatile storage devices. *Applied Physics Letters*, 82 :3505, 2003.
- [43] M. Yoshikawa, T. Ueda, H. Aikawa, N. Shimomura, E. Kitagawa, M. Nakayama, T. Kai, K. Nishiyama, T. Nagase, T. Kishi, et al. Estimation of spin transfer torque effect and thermal activation effect on magnetization reversal in CoFeB/ MgO/ CoFeB magnetoresistive tunneling junctions. *Journal of Applied Physics*, 101 :09A511, 2007.
- [44] R. Beach, T. Min, C. Horng, Q. Chen, P. Sherman, S. Le, S. Young, K. Yang, H. Yu, X. Lu, et al. A statistical study of magnetic tunnel junctions for high-density spin torque transfer-MRAM (STT-MRAM). In *Electron Devices Meeting, 2008. IEDM 2008. IEEE International*, pages 1–4. IEEE, 2009.
- [45] Y. Huai, F. Albert, P. Nguyen, M. Pakala, and T. Valet. Observation of spin-transfer switching in deep submicron-sized and low-resistance magnetic tunnel junctions. *Applied Physics Letters*, 84 :3118, 2004.
- [46] Y. Huai. Spin-transfer torque MRAM (STT-MRAM) challenges and prospects. *AAPPS Bulletin*, 18(6) :33–40, 2008.
- [47] T. Ishigaki, T. Kawahara, R. Takemura, K. Ono, K. Ito, H. Matsuoka, and H. Ohno. A multi-level-cell spin-transfer torque memory with series-stacked magnetotunnel junctions. In *VLSI Technology (VLSIT), 2010 Symposium on*, pages 47–48. IEEE, 2010.
- [48] M.H. Kryder and C.S. Kim. After Hard Drives—What Comes Next? *Magnetics, IEEE Transactions on*, 45(10) :3406–3413, 2009.
- [49] LJ Schwee, PE Hunter, KA Restorff, and MT Shephard. The concept and initial studies of a crosstie random access memory (CRAM). *Journal of Applied Physics*, 53 :2762, 1982.
- [50] M. Durlam, D. Addie, J. Akerman, B. Butcher, P. Brown, J. Chan, M. DeHerrera, BN Engel, B. Feil, G. Grynkewich, et al. A 0.18  $\mu\text{m}$  4 Mbit toggling MRAM. In *International Conference on Integrated Circuit Design and Technology, 2004. ICICDT'04*, pages 27–30, 2004.
- [51] IL Prejbeanu, W. Kula, K. Ounadjela, RC Sousa, O. Redon, B. Dieny, and J.P. Nozieres. Thermally assisted switching in exchange-biased storage layer magnetic tunnel junctions. *IEEE Transactions on Magnetics*, 40(4) :2625, 2004.
- [52] J. Wang and PP Freitas. Low-current blocking temperature writing of double barrier magnetic random access memory cells. *Applied Physics Letters*, 84 :945, 2004.

- [53] RC Sousa, IL Prejbeanu, D. Stanescu, B. Rodmacq, O. Redon, B. Dieny, J. Wang, and PP Freitas. Tunneling hot spots and heating in magnetic tunnel junctions. *Journal of Applied Physics*, 95 :6783, 2004.
- [54] D. Wang, C. Nordman, J.M. Daughton, Z. Qian, and J. Fink. 70% TMR at room temperature for SDT sandwich junctions with CoFeB as free and reference layers. *Magnetics, IEEE Transactions on*, 40(4) :2269–2271, 2004.
- [55] S. Ikeda, J. Hayakawa, Y. Ashizawa, YM Lee, K. Miura, H. Hasegawa, M. Tsunoda, F. Matsukura, and H. Ohno. Tunnel magnetoresistance of 604% at 300 K by suppression of Ta diffusion in CoFeB/ MgO/ CoFeB pseudo-spin-valves annealed at high temperature. *Applied Physics Letters*, 93 :082508, 2008.
- [56] YM Lee, J. Hayakawa, S. Ikeda, F. Matsukura, and H. Ohno. Effect of electrode composition on the tunnel magnetoresistance of pseudo-spin-valve magnetic tunnel junction with a MgO tunnel barrier. *Applied Physics Letters*, 90 :212507, 2007.
- [57] Schulthess TC MacLaren JM Butler WH, Zhang XG. Spin-dependent tunneling conductance of Fe vertical bar MgO vertical bar Fe sandwiches. *PHYSICAL REVIEW B*, 63(5) :054416, 2001.
- [58] Alain BILLARD Frédéric PERRY. Pulvérisation cathodique magnétron, 2005. Techniques de l'ingénieur, <http://www.techniques-ingenieur.fr/base-documentaire/materiaux-th11/traitements-des-metaux-ti553/pulverisation-cathodique-magnetron-m1654/> (Page consultée le 1 mai 2010).
- [59] Jacky RUSTE Henri PAQUETON. Microscopie électronique à balayage - Principe et équipement, 2006. Techniques de l'ingénieur, <http://www.techniques-ingenieur.fr/base-documentaire/mesures-analyses-th1/techniques-d-analyse-ti630/microscopie-electronique-a-balayage-p865/> (Page consultée le 1 mai 2010).
- [60] C. Papisoi, RC Sousa, B. Dieny, IL Prejbeanu, Y. Conraux, K. Mackay, and JP Nozieres. Reversing exchange bias in thermally assisted magnetic random access memory cell by electric current heating pulses. *Journal of Applied Physics*, 104(1) :013915, 2009.
- [61] E. Fulcomer and SH Charap. Thermal fluctuation aftereffect model for some systems with ferromagnetic-antiferromagnetic coupling. *Journal of Applied Physics*, 43(10) :4190–4199, 2009.
- [62] B. Dieny, RC Sousa, J. Herault, C. Papisoi, G. Prenat, U. Ebels, D. Houssameddine, B. Rodmacq, S. Auffret, LD Buda-Prejbeanu, et al. Spin-transfer effect and its use in spintronic components. *International Journal of Nanotechnology*, 7(4) :591–614, 2010.
- [63] S. Zhang, PM Levy, AC Marley, and SSP Parkin. Quenching of magnetoresistance by hot electrons in magnetic tunnel junctions. *Physical Review Letters*, 79(19) :3744–3747, 1997.
- [64] C. Papisoi, R. Sousa, J. Herault, IL Prejbeanu, and B. Dieny. Probing fast heating in magnetic tunnel junction structures with exchange bias. *New Journal of Physics*, 10 :103006, 2008.
- [65] R. C. Sousa et al. *Proceedings of the 52nd MMM, Tampa, FL*, 2007.
- [66] A. Majumdar and P. Reddy. Role of electron-phonon coupling in thermal conductance of metal-nonmetal interfaces. *Applied Physics Letters*, 84(23) :4768–4770, 2009.
- [67] Y. Jang, C. Nam, K.S. Lee, BK Cho, YJ Cho, K.S. Kim, and KW Kim. Variation in the properties of the interface in a CoFeB/ MgO/ CoFeB tunnel junction during thermal annealing. *Applied Physics Letters*, 91 :102104, 2007.
- [68] R.M. Costescu, M.A. Wall, and D.G. Cahill. Thermal conductance of epitaxial interfaces. *Physical Review B*, 67(5) :54302, 2003.

- [69] C. Tsang and K. Lee. Temperature dependence of unidirectional anisotropy effects in the Permalloy-FeMn systems. *Journal of Applied Physics*, 53(3) :2605–2607, 2009.
- [70] K. Nishioka, C. Hou, H. Fujiwara, and R.D. Metzger. Grain size effect on ferro-antiferromagnetic coupling of NiFe/FeMn systems. *Journal of Applied Physics*, 80(8) :4528–4533, 2009.
- [71] W.C. Cain, W.H. Meiklejohn, and M.H. Kryder. Effects of temperature on exchange coupled alloys of Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>-FeMn, Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>- $\alpha$  Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, and Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>-TbCo. *Journal of Applied Physics*, 61 :4170–4172, 1987.
- [72] Y. Endoh and Y. Ishikawa. Antiferromagnetism of iron-manganese alloys. *J. Phys. Soc. Japan*, 30 :1614–1627, 1971.
- [73] K. Takano, RH Kodama, AE Berkowitz, W. Cao, and G. Thomas. Interfacial Uncompensated Antiferromagnetic Spins : Role in Unidirectional Anisotropy in Polycrystalline Ni<sub>{81}</sub> Fe<sub>{19}</sub>/CoO Bilayers. *Physical Review Letters*, 79(6) :1130–1133, 1997.
- [74] K. Takano, RH Kodama, AE Berkowitz, W. Cao, and G. Thomas. Role of interfacial uncompensated antiferromagnetic spins in unidirectional anisotropy in Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>/CoO bilayers (invited). *Journal of Applied Physics*, 83 :6888–6892, 1998.
- [75] TC Huang, J.P. Nozieres, VS Speriosu, BA Gurney, and H. Lefakis. Effect of annealing on the interfaces of giant-magnetoresistance spin-valve structures. *Applied Physics Letters*, 62(13) :1478–1480, 2009.
- [76] Frédéric Mazaleyrat Fausto Fiorillo. Mesures magnétiques - Mesurage des propriétés magnétiques des matériaux, 2009. Techniques de l'ingénieur, <http://www.techniques-ingenieur.fr/base-documentaire/energies-th4/convertisseurs-et-machines-electriques-ti301/mesures-magnetiques-d1505/> (Page consultée le 20 avril 2010).
- [77] C. Tsang, N. Heiman, and K. Lee. Exchange Induced Unidirectional Anisotropy at FeMn/Ni 80 Fe 20 Interfaces. In *26 th Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials*, pages 2471–2473, 1980.
- [78] SL Burkett, S. Kora, JC Lusth, and MR Parker. Annealing of spin valves with high exchange pinning fields. *Magnetics, IEEE Transactions on*, 33(5) :3544–3546, 2002.
- [79] T. Yamaoka, M. Mekata, and H. Takaki. Neutron diffraction study of Gamma-phase Mn-Ir single crystals. *Journal of the Physical Society of Japan*, 36 :438–444, 1971.
- [80] K.T.Y. Kung, L.K. Louie, and G.L. Gorman. MnFe structure-exchange anisotropy relation in the NiFe/MnFe/NiFe system. *Journal of Applied Physics*, 69(8) :5634–5636, 2009.
- [81] JP King, JN Chapman, MF Gillies, and JCS Kools. Magnetization reversal of NiFe films exchange-biased by IrMn and FeMn. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 34 :528, 2001.
- [82] S.R. Min, H.N. Cho, K.W. Kim, Y.J. Cho, S.H. Choa, and C.W. Chung. Etch characteristics of magnetic tunnel junction stack with nanometer-sized patterns for magnetic random access memory. *Thin Solid Films*, 516(11) :3507–3511, 2008.
- [83] K. Sugiura, S. Takahashi, M. Amano, T. Kajiyama, M. Iwayama, Y. Asao, N. Shimomura, T. Kishi, S. Ikegawa, H. Yoda, et al. Ion Beam Etching Technology for High-Density Spin Transfer Torque Magnetic Random Access Memory. *Japanese Journal of Applied Physics*, 48(8), 2009.
- [84] X. Peng, S. Wakeham, A. Morrone, S. Axdal, M. Feldbaum, J. Hwu, T. Boonstra, Y. Chen, and J. Ding. Towards the sub-50 nm magnetic device definition : Ion beam etching (IBE) vs plasma-based etching. *Vacuum*, 83(6) :1007–1013, 2009.



- [85] CM Melliar-Smith. Ion etching for pattern delineation. *Journal of Vacuum Science and Technology*, 13(5) :1008–1022, 2009.
- [86] HR Kaufman, JJ Cuomo, and JME Harper. Technology and applications of broad-beam ion sources used in sputtering. Part I. Ion source technology. *Journal of Vacuum Science and Technology*, 21(3) :725–736, 2009.
- [87] JME Harper, JJ Cuomo, and HR Kaufman. Technology and applications of broad-beam ion sources used in sputtering. Part II. Applications. *Journal of Vacuum Science and Technology*, 21(3) :737–756, 2009.
- [88] JJ Cuomo, SM Rossnagel, and HR Kaufman. Handbook of ion beam processing technology. *New York*, 1989.
- [89] R.E. Lee. Microfabrication by ion-beam etching. *Journal of Vacuum Science and Technology*, 16(2) :164–170, 2009.
- [90] [www.four-point-probes.com](http://www.four-point-probes.com).
- [91] Bernard JOUFFREY Miroslav KARLÍk. Étude des métaux par microscopie électronique en transmission (MET) - Formation des images, 2008. Techniques de l'ingénieur, <http://www.techniques-ingenieur.fr/base-documentaire/materiaux-th11/etude-et-proprietes-des-metaux-ti551/etude-des-metaux-par-microscopie-electronique-en-transmission-met-m4135/> (Page consultée le 1 mai 2010).

## Résumé

Cette thèse s'inscrit dans la thématique des TA-MRAM, nouvelles mémoires non volatiles qui utilisent des impulsions de courant pour chauffer et ainsi permettre le renversement de l'aimantation d'une couche ferromagnétique. Un premier but de ce travail a été de comprendre les mécanismes d'écriture (chauffage) des cellules TA-MRAM. Mesures électriques et simulations thermiques sont alors comparées. De manière générale les TA-MRAM associent deux couches ferromagnétiques dont les directions relatives des aimantations sont stabilisées par des couches antiferromagnétiques. Une action développement matériaux a été menée dans la conception de jonctions tunnel magnétiques utilisant l'alliage FeMn dans la couche de stockage. Nous avons alors cherché à optimiser les couches ferromagnétiques et antiferromagnétique de la couche de stockage afin de minimiser le champ magnétique nécessaire au renversement de l'aimantation de ces couches et donc de diminuer la consommation d'énergie. Enfin ce manuscrit présente une partie gravure par faisceau d'ion (IBE) de points mémoires magnétiques qui donnent les clefs de fabrication des mémoires MRAM.

**Mots clés :** Electronique de spin, MRAM, retournement assisté thermiquement, simulation thermique de TA-MRAM, développement couche mince magnétique, FeMn, gravure IBE

## Abstract

This thesis addresses a current topic of TA-MRAM, new non volatile memories using pulses to heat and thus allows the reversal of the magnetization of a ferromagnetic layer. A first goal was to learn the writing mechanism (heating) of TA-MRAM cells. Therefore, we compared electrical measurements and thermal simulations. Generally speaking, TA-MRAM combines two ferromagnetic layers where the relative direction of the magnetization is pinned by antiferromagnetic layers. Moreover, we developed new magnetic tunnel junctions using FeMn in the storage layer. We thus optimized the ferromagnetic and antiferromagnetic layers of the storage layer in order to minimize the magnetic field needed to reverse the magnetization of these layers and thus to decrease the power consumption. To finish, the etching of magnetic memory dots is explored, giving the pattern key of magnetic devices.

**Keywords :** Spintronics, MRAM, thermally assisted switching, thermal simulation of TA-MRAM, magnetic thin films development, FeMn, IBE etching.