



HAL
open science

Transport électronique dans les jonctions tunnel magnétiques à double barrière

Pierre-Yves Clément

► **To cite this version:**

Pierre-Yves Clément. Transport électronique dans les jonctions tunnel magnétiques à double barrière. Matière Condensée [cond-mat]. Université de Grenoble, 2014. Français. NNT : 2014GRENY040 . tel-01364771

HAL Id: tel-01364771

<https://theses.hal.science/tel-01364771>

Submitted on 12 Sep 2016

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 de la Matière Condensée**

Arrêté ministériel :

Présentée par

Pierre-Yves Clément

Thèse dirigée par **Claire Baraduc**
et codirigée par **Mair Chshiev**

préparée au sein du **Laboratoire Spintec**
et de l'**Ecole doctorale de Physique**

Transport électronique dans les jonctions tunnel magnétiques à double barrière

Thèse soutenue publiquement le **12 novembre 2014**,
devant le jury composé de :

M. Olivier Fruchart

Directeur de Recherche au CNRS, Président

M. Thibaut Devolder

Directeur de Recherche au CNRS, Rapporteur

M. Stéphane Andrieu

Professeur à l'Université de Lorraine, Rapporteur

M. Henri Jaffrès

Chargé de Recherche au CNRS, Examineur

Mme. Claire Baraduc

Ingénieur Chercheur au Commissariat à l'Energie Atomique de Grenoble, Direc-
teur de thèse

M. Mair Chshiev

Professeur à l'Université Joseph Fourier, Co-Directeur de thèse



Merci

- à mon jury de thèse composé d'Olivier Fruchart, Thibaut Devolder, Stéphane Andrieu, Henri Jaffrès, Mair Chshiev et Claire Baraduc.
- à Claire Baraduc et Mair Chshiev pour m'avoir encadré pendant ces trois années.
- à Bernard Diény pour l'ensemble de son aide et de ses conseils d'une qualité exceptionnelle.
- à Clarisse Ducruet pour sa collaboration on ne peut plus efficace, sa bonne humeur et son amitié.
- à Laurent Vila pour les lithographies électroniques et les quelques bières partagées.
- à Isabelle Joumard pour son aide précieuse au VSM.
- à Stéphane Auffret pour les milliers de nanomètres de tantale déposés et les discussions de cyclistes.
- à Julien Vidal sans qui je n'aurais pas été en mesure de faire voir le jour à mes piliers.
- à Irène Peck pour la découpe de mes wafers.
- à l'ensemble de la PTA : Jean-Luc, Christophe, Fred, Marlène, Thierry, Thomas, Nicolas, Perrine.
- à l'ensemble des personnes de Spintec avec qui j'ai eu l'occasion de parler de spins (ou d'autres choses) : Gilles, Mihai, Greg, Guillaume, Ricardo, Vincent, Bernard, Olivier, Philippe, Hélène, Daria, Lucian, Jean-Pierre, Christophe, Ursula, Liliana, Eric.
- aux personnes qui s'occupent avec soin et efficacité de la machine administrative : Rachel, Catherine et Sandra.
- aux Spintecoises et Spintecois (anciens ou nouveaux) : Marc, Alex, Christophe, Alex, Léa, Yvan, Claire, Mag, Kamil, Guillermo, Nathalie, Cécile, Mélissa, Lamprini, Selma, Karla, Karol, Emilie, Alex, Giovanni, Sylvain, Thomas, Quentin, Mathieu, Jérôme, Pablo, Seb, Nahuel, Hongxin, Mario, Seb, Irina.
- aux Belfortaines et Belfortains : Bobiche, Aurel, Sebi, Clemi, Vincent, Pipo, PL, Romain, RDV, Charlu, Clémence, Justine, Doro, Agnès, Rudi, Aurélie, Jérémy, Laetitia.
- aux grimpeuses et grimpeurs : Flo, Karol, Emilie, Bernard, Jonathan, Guigui, Virginie, Julie.
- aux VTTistes / skieuses / skieurs : Thib, Manu, Greg, Ylva, Seb, Cécile, Benjamin, Flo, Bobiche, Seb, Justine, Marrion, Océane, Pipo, Clémence, Lulu.
- aux « hors catégorie » : Baptiste, Léa, Béran, Caro, Najoua, Cécile, Pauline, Kévin, Carole, Fred.
- à ma famille : Papa, Maman, Thibault, Chloé, Nanane, Pepi, Vivi, Lulu, Arlette, Odile, Danièle, Fanny, Seb, Marie, Lili, Lorette, Laurent, Valérie.
- last but not least : à Julie.

Table des matières

Introduction générale	7
I Transport dans les structures magnétiques	9
I.1 Position du problème	9
I.2 Magnétorésistance	10
I.2.1 Magnétorésistance géante	10
I.2.1.1 Premier niveau de description du transport dans les systèmes métalliques	12
I.2.1.2 Interface entre un matériau ferromagnétique et un matériau non ferromagnétique : accumulation de spin.	15
I.2.1.3 Tricouche F1 / NF / F2	16
I.2.2 Magnétorésistance tunnel	18
I.2.2.1 Mise en place du formalisme	19
I.2.2.2 Modèle de Jullière	21
I.2.2.3 Modèle de Slonczewski	24
I.2.2.4 Modèle de Butler	27
I.3 Couples de transfert de spin	32
I.3.1 Mise en place du formalisme	33
I.3.2 Couple de Slonczewski	37
I.3.3 Couple transverse	38
I.3.4 Cas des jonctions tunnel magnétiques	40
I.3.4.1 Résultats généraux	40
I.3.4.2 Rôle des asymétries	43
I.4 Mémoires magnétiques à accès aléatoire	46
I.4.1 Les différentes familles de mémoires magnétiques	48
I.4.2 STT-RAMs	49
II Transport longitudinal dans les jonctions tunnel magnétiques à double barrière	55
II.1 Position du problème	55
II.2 Modèle pour structures à barrière unique	57
II.2.1 Principe	57
II.2.2 Jonctions tunnel magnétiques à barrière unique	57
II.2.3 Mesures	63
II.3 Jonctions tunnel magnétiques à double barrière [20]	64
II.3.1 Mise en place du problème	65
II.3.2 Premier niveau de description	65
II.3.3 Modèle local de transport diffusif longitudinal	68

II.3.3.1	Mise en équations : lois de conservation du courant	68
II.3.3.2	Résolution	70
II.3.3.3	Conditions aux limites	72
II.3.4	Validation de la solution analytique	73
II.3.5	Indice de confiance sur la précision des résultats	80
II.3.5.1	Oxydation alternée des barrières	80
II.3.5.2	Vérification des valeurs obtenues par le modèle	81
III	Micro-fabrication des échantillons	85
III.1	Choix et dépôts des matériaux	85
III.1.1	Choix des électrodes	87
III.1.1.1	L'électrode inférieure	90
III.1.1.2	L'électrode supérieure	92
III.1.2	Choix des matériaux	92
III.1.3	Bilan magnétique	94
III.2	Micro-fabrication à la Plateforme Technologique Amont (PTA)	96
III.2.1	Le masque dur	97
III.2.2	La lithographie électronique	97
III.2.3	Gravure des piliers	99
III.2.4	Définition de l'électrode inférieure	100
III.2.5	Encapsulation des piliers	101
III.2.6	Définition de l'électrode supérieure	104
III.3	Première caractérisation électrique	105
IV	Modulation de l'amplitude du couple de transfert de spin dans les structures à double barrière	109
IV.1	Problématiques générales	109
IV.1.1	Stabilité thermique	110
IV.1.2	Densité et consommation	112
IV.2	Problématique des jonctions tunnel magnétiques à barrière unique	113
IV.3	Ecriture et lecture dans les jonctions tunnel magnétiques à double barrière	115
IV.3.1	Avantages des structures à double barrière	115
IV.3.2	Empilement	116
IV.3.3	Configuration de l'empilement magnétique	116
IV.3.4	Effets des couples de transfert de spin	118
IV.3.4.1	Jonctions asymétriques à barrière supérieure épaisse	119
IV.3.4.2	Jonctions asymétriques à barrière inférieure épaisse	126
IV.3.4.3	Autres jonctions asymétriques	128
IV.3.4.4	Jonctions symétriques	130
IV.3.4.5	Bilan sur l'importance relative des couples mis en jeu	134
IV.3.5	Asymétrie des courants critiques	137
IV.4	Conclusions du chapitre	144
V	Perspectives	145
V.1	Contrôle de l'aimantation de la couche de sélection du mode	145
V.1.1	Position du problème et intégration dans une mémoire STT-RAM	145
V.1.2	Contrôle par chauffage externe	148
V.1.2.1	Couche de contrôle en antiferromagnétique synthétique	148
V.1.2.2	Couche de contrôle ferromagnétique	149

V.1.3	Contrôle par chauffage direct	151
V.1.3.1	Position du problème	151
V.1.3.2	Couche de contrôle ferromagnétique	153
V.1.3.3	Couche de contrôle en antiferromagnétique synthétique	154
V.2	Optimisation de la couche de stockage en vue d'application STT-RAMs	155
V.2.1	Problématique	155
V.2.2	Couche de stockage en antiferromagnétique synthétique	157
V.2.3	Optimisation de la plage de couplage antiferromagnétique de l'AFS	157
V.2.4	Résultats préliminaires sur piliers	162
Bibliographie		171



Introduction

Avant l'ère de l'automatisation, l'homme ne disposait que de moyens primaires pour conserver une information de façon pérenne, l'écriture ou sa mémoire. Toutefois, afin d'accélérer le transfert des données, de le rendre plus sécurisé et plus économe, de nouveaux outils utilisant des langages bas niveau et plus universels ont été développés. Cela a permis un essor très rapide des systèmes automatisés qui ont requis des capacités de stockage de l'information de plus en plus performantes. De nombreux domaines de la physique se sont penchés sur cette thématique, de la mécanique avec l'utilisation de relais électromécaniques à l'optique avec les CDs puis les DVDs en passant par l'électronique et le magnétisme.

Les premiers systèmes à avoir utilisé les propriétés d'un milieu magnétique ont été les bandes magnétiques (1940) grâce auxquelles il était possible de stocker les données d'un film (cassettes VHS) ou d'un album audio (cassettes DAT). Les coûts sont plutôt attractifs, la rétention des données est bonne, les densités sont comparables à celles des disques durs actuels mais les temps d'accès et d'écriture sont très longs. Quelques années plus tard (1956) est apparue une technologie concurrente, le disque dur. L'enregistrement est aussi effectué sur un support magnétique mais l'information y est stockée sous forme d'ilots magnétiques aimantés dans un sens ou dans l'autre. Ces systèmes font aujourd'hui encore l'objet de recherches très poussées, notamment avec les techniques d'assistance thermique pour augmenter les capacités de stockage ($1Tbit/in^2$).

Parallèlement à la thématique de l'enregistrement, une autre technique de stockage de l'information peut être envisagée : la mémoire à accès aléatoire (*RAM* pour *Random Access Memory* en anglais). Chaque point mémoire est contenu dans une matrice formée par les lignes d'accès aux cellules. Ces dernières sont chacune caractérisées par une adresse qui sera choisie grâce au couple (ligne ; colonne) sélectionné. Cette technique d'accès (mais aussi d'écriture) à l'information est bien plus rapide que celle des disques durs. La première communauté à s'être engagée dans le développement de ce type de mémoire est la micro-électronique. L'amélioration des performances (taille, temps de commutation, consommation électrique) des transistors a permis de développer des mémoires faisant appel à de tels dispositifs. Il existe toute une ingénierie des techniques et des *designs*

utilisés selon l'application visée. Par exemple, pour les mémoires caches des ordinateurs qui nécessitent des temps d'accès et d'écriture comparables à la fréquence d'horloge des microprocesseurs, on utilisera les technologies basées sur les SRAM, extrêmement rapides, mais très coûteuses et encombrantes. Pour les mémoires centrales où l'accès aux données est plus rare, les mémoires de type DRAM, plus denses et moins coûteuses mais plus lentes, seront suffisantes.

L'étude de la physique liée aux jonctions tunnel magnétiques a laissé présager qu'intégrer une telle structure dans une matrice de type *RAM* pourrait permettre de dépasser les performances de toutes les mémoires déjà commercialisées, en termes de rapidité, taille, consommation, rétention et endurance. Les études récentes dans cette thématique ont néanmoins montré que, souvent, des conflits apparaissent pour atteindre simultanément l'ensemble des critères sus-mentionnés. Toutefois, ceci n'est pas nécessairement un problème crucial. En effet, très peu d'applications exigent que tous ces critères soient simultanément réunis pour que le cahier des charges soit rempli. Et le grand avantage des mémoires magnétiques est leur versatilité : en jouant sur tel ou tel paramètre, en choisissant tel ou tel matériau ou en favorisant tel ou tel phénomène physique, on ciblera tel ou tel critère. Cette thèse s'inscrit dans ce contexte. Les jonctions tunnel magnétiques à double barrière visent à donner naissance à des dispositifs basse consommation avec des vitesses d'accès extrêmement rapides. On adoptera une présentation de ces structures en cinq parties. La première retrace l'évolution historique des découvertes des différents phénomènes physiques qui jouent un rôle dans le cadre des mémoires magnétiques à accès aléatoire. Le second chapitre est consacré à la description du transport longitudinal dans ces structures permettant leur caractérisation en pleine plaque préalablement à leur nanostructuration. Nous expliquerons dans une troisième partie le choix des matériaux utilisés dans les différents empilements ainsi que les techniques de nanofabrication. Le quatrième chapitre montrera quant à lui comment il est possible de moduler l'amplitude du couple de transfert de spin dans les structures à double barrière, phénomène qui peut être mis à profit à la fois pour réduire la consommation électrique des dispositifs et augmenter les vitesses d'accès. Enfin, dans la mesure où certaines améliorations devaient être apportées aux systèmes étudiés jusque là, un chapitre d'ouverture présentera les solutions qui ont été étudiées durant la fin de la thèse.

Chapitre I

Transport dans les structures magnétiques

Sommaire

I.1	Position du problème	9
I.2	Magnétorésistance	10
I.2.1	Magnétorésistance géante	10
I.2.2	Magnétorésistance tunnel	18
I.3	Couples de transfert de spin	32
I.3.1	Mise en place du formalisme	33
I.3.2	Couple de Slonczewski	37
I.3.3	Couple transverse	38
I.3.4	Cas des jonctions tunnel magnétiques	40
I.4	Mémoires magnétiques à accès aléatoire	46
I.4.1	Les différentes familles de mémoires magnétiques	48
I.4.2	STT-RAMs	49

I.1 Position du problème

Le codage binaire de l'information est aujourd'hui omniprésent dans tous les appareils électroniques possédant une mémoire. Il est donc d'un intérêt crucial d'avoir une maîtrise complète de l'écriture, et de la lecture, de « 0 » ou de « 1 » : ces états doivent être extrêmement rapidement accessibles ou modifiables, stables dans le temps, et on doit pouvoir en changer la valeur aussi souvent que souhaité. Par ailleurs, les processus de lecture ou d'écriture doivent nécessiter une consommation électrique aussi faible que possible afin de garantir de faibles coûts d'utilisation ainsi que l'intégration dans des appareils mobiles. L'ensemble de ces critères a constitué et constitue encore un défi de taille à la recherche

en électronique fondamentale. Les premiers dispositifs à répondre à ces exigences ont été les transistors. La combinaison de ces dispositifs, pouvant être considérés comme des interrupteurs commandables en tension, a permis de développer des systèmes logiques complexes grâce auxquels des mémoires de plus en plus performantes ont vu le jour. Les mémoires FLASH, utilisées dans les clefs USB et les dernières générations de téléphones ou d'ordinateurs portables, les mémoires SRAM pour les premiers niveaux de mémoire cache à proximité des microprocesseurs ou DRAM pour les mémoires centrales font appel à ces technologies. Chacune de ces mémoires a des spécificités bien particulières et possède un champ d'exploitation assez restreint, comme le montre la figure I.1. Plusieurs propositions technologiques ont vu le jour ces dernières années afin d'élargir le pentagone rouge de la figure I.1. C'est le cas des mémoires à changement de phase qui codent l'information grâce à une variation de résistance entre deux phases de structures différentes d'un matériau (amorphe ou cristalline) ou les mémoires résistives redox où la variation de résistance est introduite grâce à une réaction d'oxydoréduction. Une troisième famille de candidats à concurrencer les mémoires déjà sur le marché sont les mémoires magnétiques. Elles-aussi font appel à une variation de résistance pour définir un « 0 » ou un « 1 ». Nous allons voir dans la suite du chapitre comment, dans une structure magnétique, il est possible d'en faire varier la résistance et quels en sont les moyens de contrôle.

Dans le paragraphe précédent, on a évoqué l'utilisation des multicouches magnétiques dans le but de développer des mémoires à accès aléatoire. Ce n'est pas le seul champ d'application du magnétisme. En effet, dans les disques durs aussi, l'information est codée sous forme binaire et c'est grâce à des milieux magnétiques séparés en domaines de quelques dizaines de nanomètres que les « bits » sont stockés. Les têtes de lecture balayant la surface des disques et permettant d'accéder à l'information contenue dans chaque bit sont elles-aussi composées de multicouches magnétiques. On voit donc que le magnétisme et plus particulièrement le nanomagnétisme a aujourd'hui un rôle clef dans le stockage de l'information.

I.2 Magnéto-résistance

I.2.1 Magnéto-résistance géante

Dans la section précédente, on a introduit la nécessité d'utiliser une variation de la résistance d'un empilement magnétique afin de distinguer deux états. Les premières structures ayant permis la distinction de deux états de résistances différentes étaient des multicouches épitaxiées de $(Fe/Cr)_{40}$ à 4.2 K [3], ou des tricouches Fe / Cr / Fe à température ambiante [9] où les aimantations des couches de Fe sont couplées antiferromagnétiquement à champ nul. Dans ces deux études, les mesures ont été réalisées à l'aide d'un courant

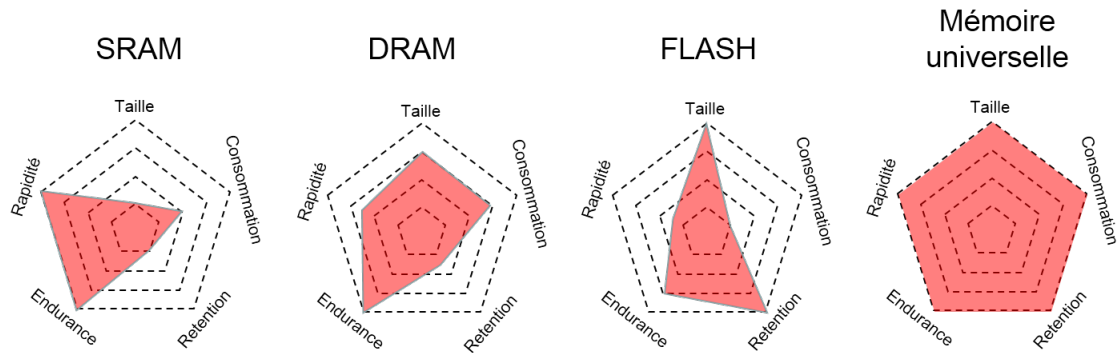


Figure I.1 – Les champs de compétences des différentes mémoires déjà commercialisées, à comparer au cas idéal de la mémoire universelle.

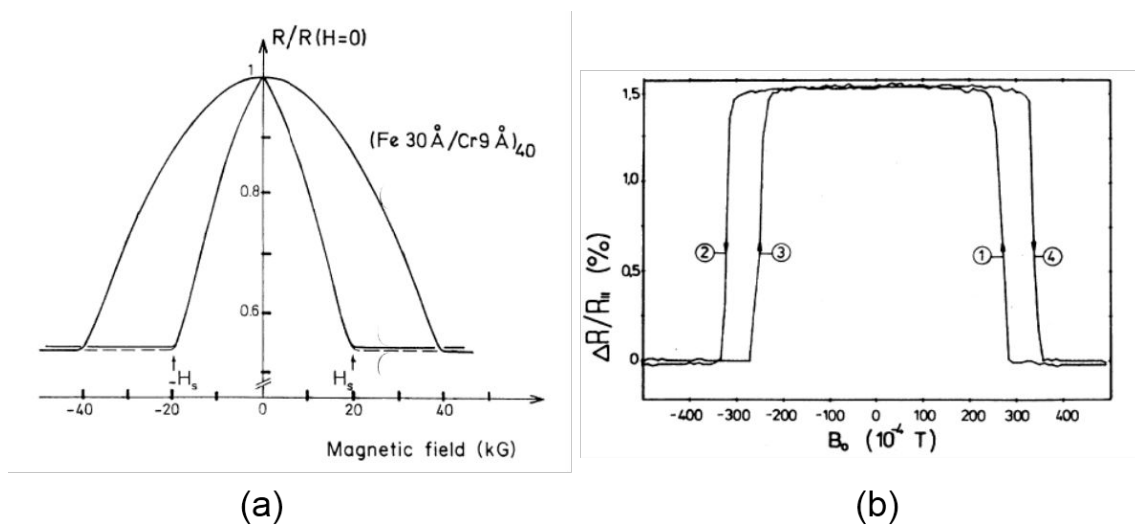


Figure I.2 – Magnétorésistances mesurée par (a) Baibich et al. [3] à 4.2 K sur des multicouches $(Fe/Cr)_{40}$ et (b) Binash et al. [9] à température ambiante sur Fe / Cr / Fe en 1988. Les trois courbes en (a) correspondent à trois directions du champ appliqué.

électrique circulant dans le plan des couches (géométrie CIP^1 pour *Current-in-plane*) et ces travaux ont permis d'introduire le terme de *magnétorésistance géante* qui illustre la possibilité de créer deux états électriques différents selon les configurations des aimantations (parallèle P ou antiparallèle AP) autour du matériau non magnétique (Cr ici). Il est à noter que le terme de « Magnétorésistance géante ² » est utilisé lorsque l'espaceur situé entre les deux matériaux ferromagnétiques est un métal. Cette situation sera à comparer avec celle où l'espaceur est un isolant que nous traiterons dans une section ultérieure.

Pour comprendre ce phénomène, il nous faut décrire le transport des électrons dans des structures magnétiques. Pas à pas, décrivons le transport dans une simple couche

1. Elle est à mettre en regard de la géométrie CPP pour *Current Perpendicular to Plane* où le courant circule perpendiculairement aux couches. Ces deux géométries introduisent deux descriptions du transport complètement différentes.

2. Le terme de magnétorésistance géante a été choisi en contraste aux effets magnétorésistifs d'amplitude plus modeste comme la magnétorésistance anisotrope.

magnétique puis à une interface métal ferromagnétique (F) / métal non ferromagnétique (NF) et enfin dans une tricouche F / NF / F.

I.2.1.1 Premier niveau de description du transport dans les systèmes métalliques

Dans la section précédente, nous avons introduit historiquement la découverte de la magnétorésistance. Les mesures de Binash et al. et Baibich et al. ont été réalisées par transport longitudinal. Les effets magnétorésistifs sont accessibles par cette mesure car les électrons vont successivement sonder les différentes couches ferromagnétiques. Toutefois, d'un point de vue applicatif, le transport perpendiculaire au plan des couches est plus pertinent. Dans toute la suite, nous allons donc décrire ce type de transport.

Pour les métaux ferromagnétiques de transition comme le fer ($[Ar] 4s^2 3d^6$) ou le cobalt ($[Ar] 4s^2 3d^7$), les électrons de valence sont des électrons de type s ou d . Il nous faut donc considérer le transport de ces deux types d'électrons. Les électrons de type s sont les électrons de conduction, ils transportent le courant électrique. Lorsqu'ils voyagent dans un métal ferromagnétique, la seule quantité magnétique qu'ils possèdent est leur spin S (\uparrow ou \downarrow). Le spin est alors responsable d'un moment magnétique $\vec{\mathcal{M}} = \frac{-e\hbar}{m_e} \vec{S} = -2\mu_B \vec{S}$ qui, par interaction d'échange s'aligne avec l'aimantation caractérisant le matériau ferromagnétique. Ils se polarisent. Les électrons de type d , localisés, sont responsables du magnétisme de la matière, ce sont eux qui donnent à un matériau magnétique son aimantation. Les bandes d , très localisées en énergie, présentent des densités d'états décalées en énergie selon qu'elles contiennent les électrons \uparrow ou \downarrow (voir figure I.3). Ces états d peuvent être vus comme des impuretés jouant le rôle de centres diffuseurs pour les électrons de conduction. A cause du décalage des bandes d , on remarque que, à l'énergie de Fermi, il n'y a pas d'état accessible dans la bande d pour les électrons majoritaires (disons \uparrow) tandis qu'il en existe de nombreux pour les électrons minoritaires (\downarrow). Ainsi les électrons majoritaires seront très peu diffusés tandis que les électrons minoritaires le seront beaucoup plus. La constante de diffusion des électrons de conduction dépend donc fortement du spin sans que leur vitesse (ou leur vecteur d'onde) ou leur densité d'états au niveau de Fermi ne le soit.

Le fait que les électrons majoritaires et minoritaires ne voient pas la même constante de diffusion au sein d'un matériau ferromagnétique a pour conséquence que le courant que véhiculent les électrons majoritaires sera différent de celui véhiculé par les électrons minoritaires. Introduisons β , le coefficient d'asymétrie en spin du courant. Ainsi pour un courant total j circulant dans le volume du matériau ferromagnétique, les courants de polarisation \uparrow ou \downarrow s'écriront sous la forme :

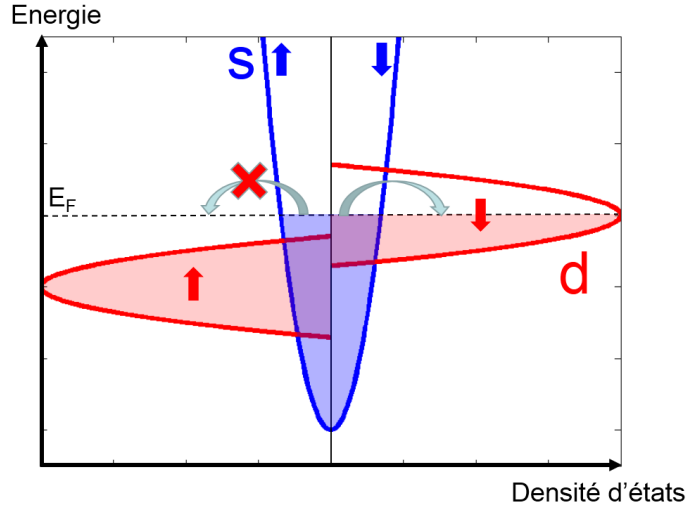


Figure I.3 – Diagramme de bandes schématisé pour un métal ferromagnétique de transition. Les électrons \uparrow (resp. \downarrow) font référence aux électrons majoritaires (resp. minoritaires), de moment aligné (resp. anti-aligné) à l'aimantation.

$$\begin{cases} j_{\uparrow} = \frac{j}{2} (1 + \beta) \\ j_{\downarrow} = \frac{j}{2} (1 - \beta) \end{cases} \quad (\text{I.1})$$

ou de manière équivalente :

$$\begin{cases} \rho_{\uparrow} = \frac{1}{\sigma_{\uparrow}} = 2\rho_F (1 - \beta) \\ \rho_{\downarrow} = \frac{1}{\sigma_{\downarrow}} = 2\rho_F (1 + \beta) \end{cases} \quad (\text{I.2})$$

Notons que dans le volume du matériau ferromagnétique, la résistivité mesurée serait de $\rho_F (1 - \beta^2)$. Dans un matériau non magnétique, on a bien entendu $\rho_{NF}^{\uparrow} = \rho_{NF}^{\downarrow} = 2\rho_{NF}$, avec ρ_{NF} la résistivité que l'on mesurerait dans le matériau non ferromagnétique.

Une schématisation simple du transport peut alors être proposée pour rendre compte de la dépendance de la diffusion des électrons selon l'orientation de l'aimantation dans les matériaux ferromagnétiques. Dans l'hypothèse où les deux canaux des spins sont indépendants (pas de spin-flip lors des processus de diffusion), alors le libre parcours moyen est contrôlé par la constante de diffusion et vaut $\lambda_{\uparrow(\downarrow)} = 3 \frac{D_{\uparrow(\downarrow)}}{v_F}$. Il adoptera des valeurs drastiquement différentes pour les électrons majoritaires et minoritaires, ce qui nous permet de voir le transport dans ces tricouches magnétiques comme représenté en figure I.4(a). Les électrons majoritaires sont ainsi peu diffusés dans la mesure où leur constante de diffusion est grande tandis que les électrons minoritaires le sont fortement. On peut représenter ces deux canaux de conduction grâce à un modèle simple de résistors où l'on a affecté la résistance $\frac{r}{2}$ aux électrons majoritaires et $\frac{R}{2}$ aux électrons minoritaires dans une couche

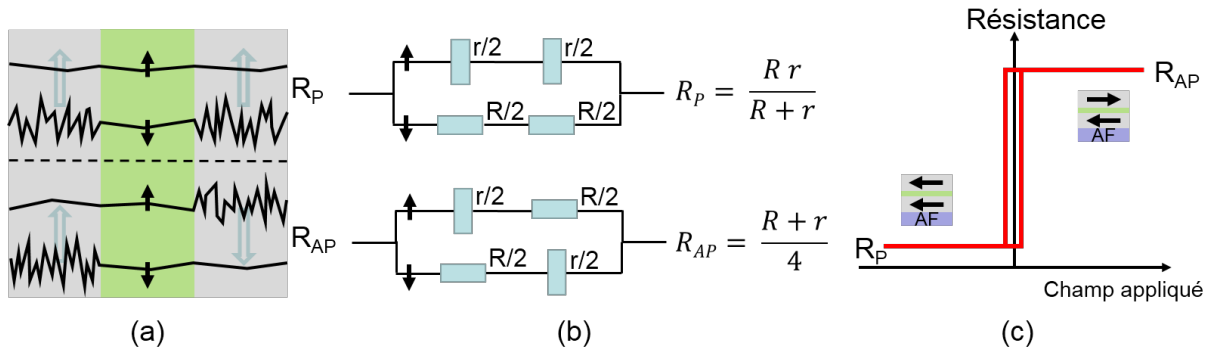


Figure I.4 – (a) Vision simple du transport dans les tricouches magnétiques selon la configuration P ou AP. (b) Modèle de résistors des deux canaux de conduction en parallèle. (c) Représentation schématique d’une mesure de résistance en fonction du champ appliqué.

ferromagnétique donnée. Cela nous permet facilement de calculer la résistance de chacune des deux configurations parallèle P et antiparallèle AP où $R_P = \frac{Rr}{R+r}$ et $R_{AP} = \frac{R+r}{4}$ (voir fig.I.4(b)).

La modélisation proposée ici est extrêmement simplifiée. En effet, lorsque l’on met en contact un ferromagnétique F avec un matériau non ferromagnétique NF, le champ électrique à l’interface va être modifié par rapport à sa valeur dans le volume des métaux. Ce phénomène est directement lié à l’accumulation de spin qui apparaît à l’interface et que l’on discutera dans les sections suivantes. Ceci aura pour effet d’introduire une résistance interfaciale permettant de rendre compte de manière plus fidèle des magnétorésistances mesurées expérimentalement [79], [50], [51], [83], [55], [78], [24], [6]. Ces dernières peuvent être réalisées sur des tricouches F / NF / F où l’une des couches ferromagnétiques est piégée par échange grâce à un antiferromagnétique. Ce phénomène sera détaillé dans le chapitre III. Il permet de stabiliser l’aimantation de la couche ferromagnétique au contact de l’antiferromagnétique en champ faible. Elle gardera ainsi l’orientation dans laquelle elle a été piégée et ne sera donc pas sensible au champ externe. Seule la couche non piégée verra son aimantation se retourner sous l’application du champ magnétique extérieur faible. On aura ainsi accès aux deux états parallèle et antiparallèle autour de l’espaceur (voir fig.I.4(c)). Et on définira la magnétorésistance par le rapport $MR = 100 \frac{R_{AP}-R_P}{R_P}$ (en %).

D’un point de vue pratique, ces structures en tricouches où l’espaceur est un métal ne sont pas adaptées au développement de mémoires magnétiques de types MRAM intégrées sur CMOS. En effet, la résistance des transistors à effet de champ utilisés dans les mémoires RAM est de l’ordre du $k\Omega$ alors que la résistance des vannes de spin est de l’ordre de 10^{-2} à $10^{-1}\Omega$. Toutefois elles sont extrêmement utilisées en tant que capteurs de champ magnétique notamment dans les têtes de lecture de disques durs pour lire le champ rayonné par chacun des bits. Ce domaine fait toujours l’objet de fortes investigations afin d’accéder à des capacités de stockage atteignant $1Tbit/in^2$.

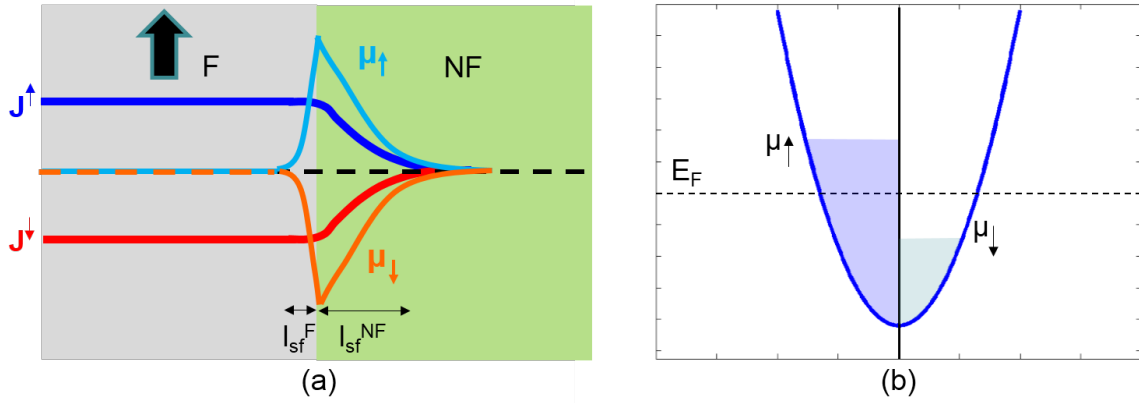


Figure I.5 – (a) Evolution des courants de spin \uparrow et \downarrow et des potentiels chimiques \uparrow et \downarrow à l'interface F / NF. (b) Représentation de l'occupation des états des bandes s à l'interface F / NF.

I.2.1.2 Interface entre un matériau ferromagnétique et un matériau non ferromagnétique : accumulation de spin.

Considérons une interface F / NF. Dans F, on a vu précédemment qu'il existe une forte asymétrie entre les courants j_{\uparrow} et j_{\downarrow} . Dans NF, par contre, les deux constantes de diffusion des électrons \uparrow et \downarrow sont identiques, les courants j_{\uparrow} et j_{\downarrow} seront donc, eux aussi, les mêmes loin de l'interface. Dans un volume infinitésimal autour de l'interface, on voit donc entrer un fort courant de spins majoritaires tandis qu'un courant moyen en ressort, ce qui a pour conséquence de générer un excès d'électrons de spins majoritaires dans ce volume. Ces électrons vont alors peupler des états accessibles au dessus de l'énergie de Fermi. L'énergie apportée à ce système (le volume autour de l'interface) par les électrons \uparrow est donc égale à leur potentiel chimique multiplié par l'excès d'électrons créé par la présence de l'interface. Un raisonnement similaire permet de montrer qu'un défaut de spins minoritaires va également être généré dans le volume. Ces derniers sont prélevés dans le réservoir d'électrons minoritaires ce qui conduit à une perte d'énergie égale au produit de leur potentiel chimique avec le défaut d'électrons. Ce raisonnement permet donc de comprendre le décalage entre le potentiel chimique des électrons \uparrow et \downarrow (voir fig.I.5(b)).

Les travaux successifs de van Son et al. [101], Johnson et al. [38], [39] ainsi que Valet et Fert [100] ont permis d'apporter une description quantitative de l'accumulation de spin dans les multicouches F / NF. En partant de l'équation de Boltzmann décrivant la distribution de Fermi-Dirac hors équilibre et en faisant l'hypothèse que le libre parcours moyen de l'électron de spin s est très inférieur à sa longueur de diffusion de spin moyenne, Valet et Fert sont parvenus à deux équations différentielles simples couplées en j_s et $\bar{\mu}_s$, où j_s est la densité de courant du spin s et $\bar{\mu}_s$ le potentiel électro-chimique des électrons de spin s défini par $\bar{\mu}_s = \mu_s - eV$, avec V le potentiel électrique.

$$\begin{cases} \frac{e}{\sigma_s} \frac{\partial j_s}{\partial x} = \frac{\bar{\mu}_s - \bar{\mu}_{-s}}{l_s^2} \\ j_s = \frac{\sigma_s}{e} \frac{\partial \bar{\mu}_s}{\partial x} \end{cases} \quad (\text{I.3})$$

où e est la charge de l'électron, σ_s la conductivité des électrons appartenant au canal de spin s . $l_s = \sqrt{D_s \tau_{sf}}$ est la longueur de diffusion du spin s , avec D_s la constante de diffusion du spin s , τ_{sf} le temps caractéristique relié à la probabilité de *spin flip* et x la direction de propagation de électrons. Ces équations sont valables dans l'ensemble des matériaux constituant une multicouche magnétique. La première équation est une équation de continuité, la seconde est simplement la loi d'Ohm.

En posant $\mu_{\uparrow(\downarrow)} = \bar{\mu}_{\uparrow(\downarrow)} + (-)\Delta\mu$ et en remarquant que $\bar{E} = \frac{1}{e} \frac{\partial \bar{\mu}}{\partial x}$ a la dimension d'un champ électrique, on peut réécrire le système I.3 sous la forme :

$$\begin{cases} \frac{e}{\sigma_{\uparrow(\downarrow)}} \frac{\partial j_{\uparrow(\downarrow)}(x)}{\partial x} = +(-)2 \frac{\Delta\mu(x)}{l_s^2} \\ \bar{E}(x) = \frac{1}{\sigma_{\uparrow(\downarrow)}} j_{\uparrow(\downarrow)}(x) - (+) \frac{1}{e} \frac{\partial \Delta\mu(x)}{\partial x} \end{cases} \quad (\text{I.4})$$

ce qui mène à l'équation différentielle d'ordre 2 en $\Delta\mu$:

$$\frac{\partial^2 \Delta\mu}{\partial x^2} = \frac{\Delta\mu}{l_{sf}^2} \quad (\text{I.5})$$

où $\frac{1}{l_{sf}^2} = \frac{1}{l_{\uparrow}^2} + \frac{1}{l_{\downarrow}^2}$ est la longueur de diffusion de spin « moyenne ». Cette longueur permet de définir l'échelle des variations du potentiel chimique et des courants de chacun des canaux à l'interface F / NF (voir figure I.5).

I.2.1.3 Tricouche F1 / NF / F2

Considérons à présent une tricouche F1/NF/F2. L'intégration de l'équation (I.5) dans chacune des couches permet d'obtenir une expression analytique de $\Delta\mu(x)$ puis $j_{\uparrow(\downarrow)}(x)$ et enfin $\bar{E}(x)$ (voir fig.I.6) pour tout x dans la tricouche. Dans cette section, on imposera uniquement la continuité de la densité de courant de spin s à chacune des interfaces. Par exemple, pour une interface située en z_i , on aura $j_s(z_i^-) = j_s(z_i^+)$. On montre alors que le champ électrique peut s'écrire sous la forme :

$$\bar{E}(x) = \bar{E}_0 + \alpha_{P/AP} f_{P/AP}(x) \quad (\text{I.6})$$

La dépendance avec la configuration magnétique (P ou AP) du préfacteur α et de la fonction f est directement liée aux conditions aux limites à chacune des interfaces. Par intégration suivant x , on obtient ensuite la chute de potentiel mesurée ΔV qui peut se mettre sous la forme :

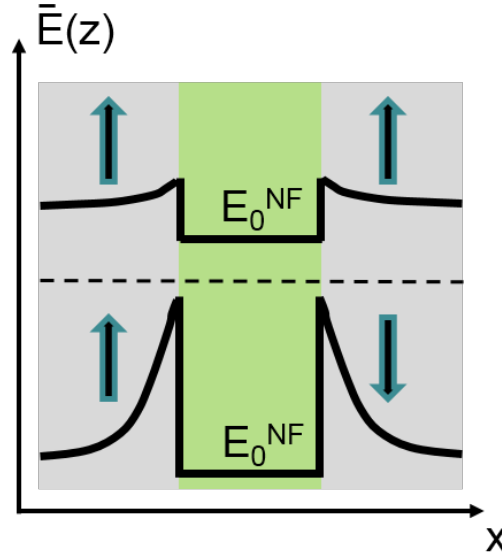


Figure I.6 – Représentation schématique de l'évolution du champ électrique \bar{E} le long de la tricouche pour les deux configurations magnétiques, parallèle ou antiparallèle.

$$\Delta V = r_0 j + r_{P/AP} j \quad (\text{I.7})$$

où $r_{P/AP}$ valent respectivement :

$$\begin{cases} r_P = 2\beta^2 \frac{1}{\frac{1}{\rho_{NF} l_{sf}^{NF}} \coth(t_{NF}/2l_{sf}^{NF}) + \frac{1}{\rho_F l_{sf}^F} \coth(t_F/2l_{sf}^F)} \\ r_{AP} = 2\beta^2 \frac{1}{\frac{1}{\rho_{NF} l_{sf}^{NF}} \tanh(t_{NF}/2l_{sf}^{NF}) + \frac{1}{\rho_F l_{sf}^F} \coth(t_F/2l_{sf}^F)} \end{cases} \quad (\text{I.8})$$

où $t_{F(NF)}$ indiquent les épaisseurs des matériaux ferromagnétiques (non ferromagnétiques). Les formules I.8 ont été établies en faisant l'hypothèse que les deux matériaux ferromagnétiques de part et d'autre de NF sont identiques : $F1 = F2$. Elles sont des solutions générales au problème détaillé dans cette section. On peut en extraire des informations très intéressantes de le cas de régimes asymptotiques :

- si $t_F, t_{NF} \gg l_{sf}^{F/NF}$: alors r_P et r_{AP} convergent vers la même valeur asymptotique $r_0 = 2\beta^2 \frac{(\rho_{NF} l_{sf}^{NF})(\rho_F l_{sf}^F)}{\rho_{NF} l_{sf}^{NF} + \rho_F l_{sf}^F}$. Cette formule traduit l'indépendance des deux interfaces où les épaisseurs des différentes couches n'interviennent pas.
- si $t_F, t_{NF} \ll l_{sf}^{F/NF}$: les interfaces ne sont plus indépendantes et des interférences de l'accumulation de spin réduisent l'amplitude du potentiel chimique (comparé au cas de couches semi-infinies). La simplification du système I.4 à l'ordre 1 en t/l_{sf} permet d'extraire une visualisation très simple du transport dans la tricouche comme deux canaux de conduction où chaque résistance rencontré dans un canal donné est pilotée par l'épaisseur de la couche en question (voir figure I.7(a)).

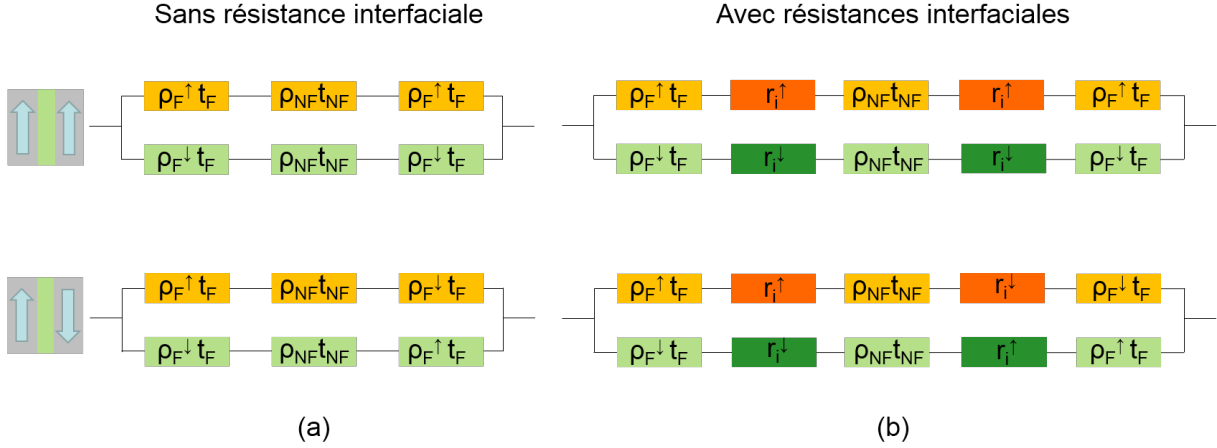


Figure I.7 – Les deux modèles de résistors (avec (b) et sans (a) résistances interfaciales) dans les deux configurations P et AP pour les deux canaux de conduction \uparrow et \downarrow .

Dans le cas où l'on considère de surcroît une diffusion interfaciale, le potentiel chimique à l'interface en z_i n'est pas continu : $\bar{\mu}_s(z_i^-) - \bar{\mu}_s(z_i^+) = r_s^i (j_s(z_i) * e)$ où r_s^i est la résistance par unité de surface à l'interface F / NF vue par le spin s . Ainsi, de la même manière que l'on a introduit un terme d'asymétrie dans le volume, on introduit une asymétrie interfaciale γ sous la forme $r_{\uparrow(\downarrow)}^i = 2r_i (1 - (+)\gamma)$. Toute l'étude faite précédemment peut être itérée en ajoutant cet ingrédient aux conditions limites du système I.4. On obtiendra alors deux nouvelles expressions de r_P et r_{AP} prenant en compte ces résistances interfaciales. Ainsi, dans la limite où $t_{F/NF} \ll l_{sf}^{F/NF}$, on peut une nouvelle fois extraire un modèle de résistors en parallèle prenant en compte les résistances interfaciales (I.7(b)).

I.2.2 Magnétorésistance tunnel

La magnétorésistance géante (GMR) présentée dans la section précédente a démontré des résultats prometteurs mais non suffisants pour intégrer ce phénomène dans les mémoires magnétiques. D'une part les résistances des dispositifs sont bien trop faibles pour être compatibles avec celles des transistors CMOS et d'autre part, les taux de GMR atteints à température ambiante étaient trop faibles (20 à 25 % pour les vannes de spins optimisées [27]) pour assurer des phases de lecture efficaces. D'autres systèmes ont donc été proposés pour faire face à ces deux problèmes. Il leur fallait être plus résistifs et présenter des taux de magnétorésistance plus grands. Ont donc vu le jour les jonctions tunnel magnétiques (JTMs) où l'espaceur entre les deux matériaux ferromagnétiques est un isolant (ou un semi-conducteur) de faible épaisseur. Le transport au travers de cette couche, la « barrière », se fait donc par effet tunnel. La première observation d'un effet magnétorésistif dans ce type de structures a été réalisée en 1975 à basse température (4.2 K) par Jullière qui en a par ailleurs proposé un modèle simple [40] (voir la section I.2.2.1). Ont ensuite été introduites dans les JTMs les barrières d'oxyde d'aluminium AlOx grâce

auxquelles les premières observations de magnétorésistance tunnel (TMR) à température ambiante ont été réalisées en 1995 par Moodera et Miyazaki [69], [66] qui ont respectivement obtenu des TMR de 11.8% et 18%. D'autres progrès seront ensuite réalisés avec en particulier le développement de jonctions à barrière d'oxyde de magnésium MgO.

I.2.2.1 Mise en place du formalisme

Avant de nous intéresser aux structures magnétiques, tâchons de regarder d'abord par quelles quantités sera gouverné le transport au travers d'une barrière tunnel intercalée entre deux couches métalliques. Donnons nous dans un premier temps une fonction d'onde $|\Psi(\vec{r}, t)\rangle$ décrivant l'état d'un électron traversant une barrière. Pour un électron d'énergie E voyageant dans une telle structure, l'équation de Schrödinger s'écrit sous la forme :

$$i\hbar \frac{\partial |\Psi(\vec{r}, t)\rangle}{\partial t} = \hat{H} |\Psi(\vec{r}, t)\rangle \quad (\text{I.9})$$

où \hat{H} est le hamiltonien du système s'écrivant $\hat{H} = \frac{\hbar^2}{2m} \hat{\Delta} + \hat{U}(\vec{r}, t)$ avec $\hat{U}(\vec{r}, t)$, l'opérateur décrivant le potentiel local ressenti par l'électron.

Faisons les hypothèses suivantes :

- on considère que le système évolue dans un régime stationnaire ce qui implique que $\hat{U}(\vec{r}, t) \equiv \hat{U}(\vec{r})$ et les états de l'électron seront des états stationnaires où les dépendances spatiale et temporelle de la fonction d'onde seront dissociées $\Psi(\vec{r}, t) \equiv \Psi_r(\vec{r}) \exp(-i\frac{Et}{\hbar})$.
- le potentiel U ressenti par la particule n'est défini que dans la direction \vec{e}_x et l'électron voyage dans cette même direction. On aura ainsi $\Psi_r(\vec{r}) \equiv \Psi_r(x)$ et $\hat{U}(\vec{r}) \equiv \hat{U}(x)$. Pour la simplicité des calculs, nous nous restreindrons au cas où le potentiel n'est pas dépendant de x . On aura donc pour tout x , $U(x) = U_0$ ³.

L'équation de Schrödinger peut donc être réécrite sous la forme suivante :

$$E\Psi_r(x) = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi_r(x)}{\partial x^2} + U_0\Psi_r(x) \quad (\text{I.10})$$

Hors de la barrière, le potentiel ressenti par l'électron est nul, il voyagea donc sous forme d'ondes planes. Dans la barrière, il ressent U_0 et se « propagera » sous forme d'onde évanescente avec comme vecteur d'onde $q = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - E)}$.

En mécanique quantique, lorsque l'on cherche à décrire la transition d'un état vers un autre, l'amplitude de transition s'écrit sous la forme $\langle f|i(t_f)\rangle$ où $|i(t_f)\rangle$ est l'état initial ayant subit l'interaction avec la perturbation jusqu'au temps t_f : $|i(t_f)\rangle = \hat{U}|i\rangle$. De cela,

3. Simmons [84] a donné une description très générale du transport tunnel à travers une barrière ayant une forme quelconque, *ie* aux bornes de laquelle on peut notamment appliquer une grande différence de potentiel.

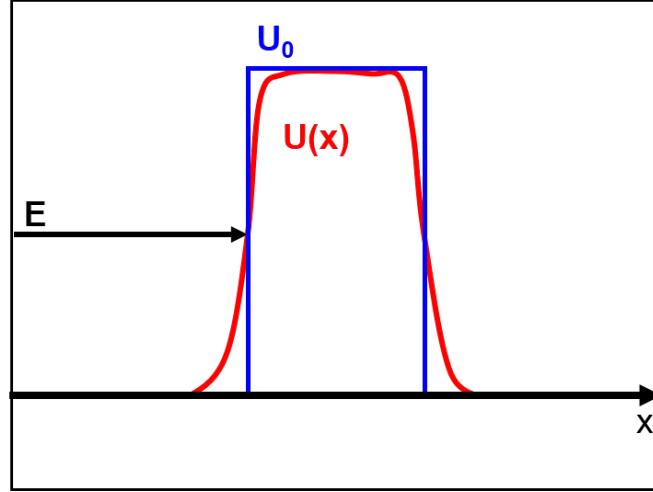


Figure I.8 – Marche de potentiel réelle (en rouge) et modélisée (en bleu) ressentie par un électron.

on déduit l'expression de la règle d'or de Fermi qui fournit la probabilité par unité de temps de transition d'un état initial $|i\rangle$ vers un état final $|f\rangle$ [23].

$$\Gamma_{fi} = \frac{2\pi}{\hbar} |U_{fi}|^2 \delta(E_f - E_i) \quad (\text{I.11})$$

où $\delta(E_f - E_i)$ est la distribution de Dirac et $U_{fi} = \langle f | \hat{U} | i \rangle$. Ceci est valable lorsque les états initial et final ne sont pas dégénérés. Dans le cas contraire, il est indispensable de prendre en compte la densité d'états accessibles pour $|i\rangle$ et $|f\rangle$ puisque les électrons ont accès à un continuum d'états au niveau de Fermi (voir fig.I.9). Ainsi, lorsque les électrons transitent vers un état final dégénéré (le nombre d'états accessibles est $\rho_f(E)dE$) sous l'effet de l'application d'une différence de potentiel V , la règle d'or est pondérée par la densité d'états au niveau de Fermi $\rho_f(E + eV)$:

$$\Gamma_{fi} = \frac{2\pi}{\hbar} |U_{fi}|^2 \rho_f(E + eV) \quad (\text{I.12})$$

Ainsi la densité de courant allant de gauche à droite est donnée par la probabilité de transiter à droite de la barrière multipliée par le nombre d'états occupés à gauche $\rho_g(E)f(E)$ et le nombre d'états libres à droite $\rho_d(E + eV)(1 - f(E + eV))$ [32].

$$j_{\rightarrow} = \frac{4\pi e}{\hbar} \int |\langle d | V | g \rangle|^2 \rho_g(E) \rho_d(E + eV) f(E) (1 - f(E + eV)) dE \quad (\text{I.13})$$

où les états $|g\rangle$ et $|d\rangle$ représentent les états à gauche et à droite de barrière tunnel. La densité de courant allant de la droite vers la gauche est identique à la différence près que les taux d'occupation à gauche et à droite sont inversés. Le facteur $f(E)(1 - f(E + eV))$ doit donc être remplacé par $f(E + eV)(1 - f(E))$. On obtient donc la densité de courant totale :

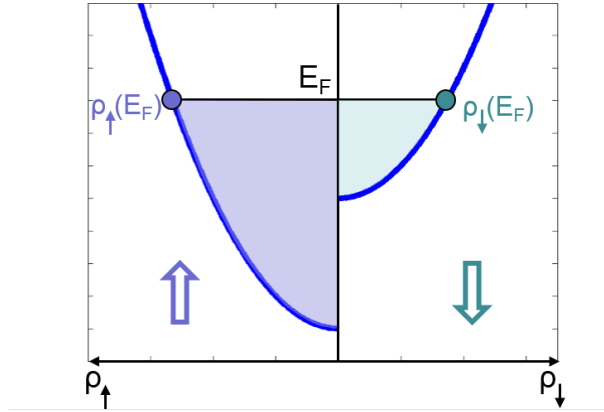


Figure I.9 – Modèle de Stoner pour les électrons de conduction dans les jonctions tunnel magnétiques dans le cadre du modèle de Jullière.

$$j_{tot} = j_{\rightarrow} - j_{\leftarrow} = \frac{4\pi e}{\hbar} \int |\langle d|V|g \rangle|^2 \rho_g(E) \rho_d(E + eV) (f(E) - f(E + eV)) dE \quad (\text{I.14})$$

La formule (I.14) est intéressante dans la mesure où elle montre que le courant traversant une telle structure est directement proportionnel à la densité d'états accessibles aux électrons dans chacune des deux électrodes autour de la barrière.

I.2.2.2 Modèle de Jullière

Pour le transport dans les jonctions tunnel magnétiques, on utilisera le modèle de Stoner où les bandes s ⁴ subissent maintenant un décalage en fonction de leur spin (voir figure I.9), contrairement au modèle proposé dans la section précédente schématisé en figure I.3. Chacun de ces modèles est une approximation de la réalité qui est bien plus complexe. Ainsi, à une énergie donnée, celle de Fermi par exemple, la densité d'états des électrons majoritaires sera supérieure à celle des électrons minoritaires. On peut par ailleurs considérer en première approximation que les autres quantités intervenant dans l'expression I.14 sont, elles, indépendantes du spin. Ceci permet d'avoir accès à la TMR grâce aux seules densités d'états.

4. En réalité, l'appellation « bande s » n'est pas rigoureusement correcte dans la mesure où, dans le cas des ferromagnétiques $3d$, ce sont les électrons d_i (i pour itinérants) qui participent au courant tunnel [91]. En effet, les électrons s sont fortement hybridés avec les électrons d_i localisés. D'une part, ils possèdent une masse effective très grande qui leur confèrent à eux aussi un caractère localisé et d'autre part l'intersection de la bande s avec l'énergie de Fermi est petite. Au contraire les électrons d_i possèdent une masse effective de l'ordre de la masse de l'électron (bande parabolique avec une forte courbure) et la bande d_i intercepte le niveau de Fermi sur une large plage de vecteurs d'onde. Par la suite, on fera donc l'abus de langage d'appeler ces électrons d_i des électrons s .

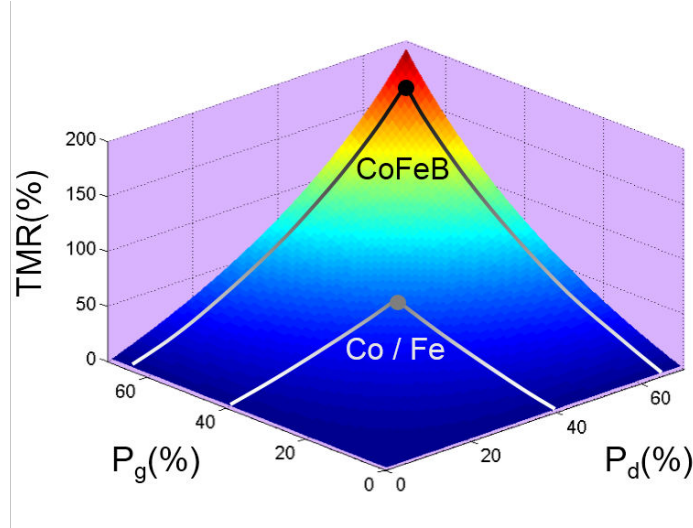


Figure I.10 – Représentation de la magnétorésistance tunnel en fonction des polarisation des deux électrodes P_g et P_d .

$$\begin{aligned}
 TMR &= \frac{R^{AP} - R^P}{R^P} \\
 &= \frac{j^P - j^{AP}}{j^{AP}} \\
 &= \frac{2P_d P_g}{1 - P_d P_g}
 \end{aligned} \tag{I.15}$$

où la polarisation $P_i = \frac{\rho_i^\uparrow - \rho_i^\downarrow}{\rho_i^\uparrow + \rho_i^\downarrow}$ de l'électrode i a été introduite. Notons que pour une bande parabolique, la polarisation s'écrit aussi $P_i = \frac{k_i^\uparrow - k_i^\downarrow}{k_i^\uparrow + k_i^\downarrow}$. Remarquons que la formule I.15 faisant intervenir les polarisations des électrodes n'est pas rigoureusement celle introduite par Jullière. Ce dernier a en effet utilisé une définition différente de la magnétorésistance tunnel $TMR_J = \frac{G^P - G^{AP}}{G^P} = \frac{2P_d P_g}{1 + P_d P_g}$ qui n'introduit pas de divergence de la TMR dans le cas où les polarisations des électrodes valent 100 % (cas des demi-métaux).

Pour le développement des mémoires magnétiques et/ou des capteurs magnétiques, il est crucial d'obtenir des taux de TMR les plus forts possibles. La figure I.10 nous montre que pour atteindre cet objectif, il faut que les polarisations de chacune des électrodes soient simultanément aussi grandes que possible. Pour Co ou Fe dont les polarisations sont de l'ordre de 40% à 45% [64], le modèle de Jullière fournit une TMR voisine de 40%. Pour CoFeB, dont la polarisation est bien plus importante, de l'ordre 65% [35], on obtiendra une TMR aux alentours de 150%. La polarisation des électrons dans une électrode ferromagnétique est gouvernée par la différence entre les densités d'états au niveau de Fermi des électrons majoritaires et minoritaires. Par ailleurs, on remarque que cette différence est directement liée à la position du décalage d'échange par rapport à l'énergie de Fermi. Par exemple dans le cas extrême où le bas de la bande de conduction des électrons minoritaires se trouve au-dessus du niveau de Fermi (cas d'un demi-métal),

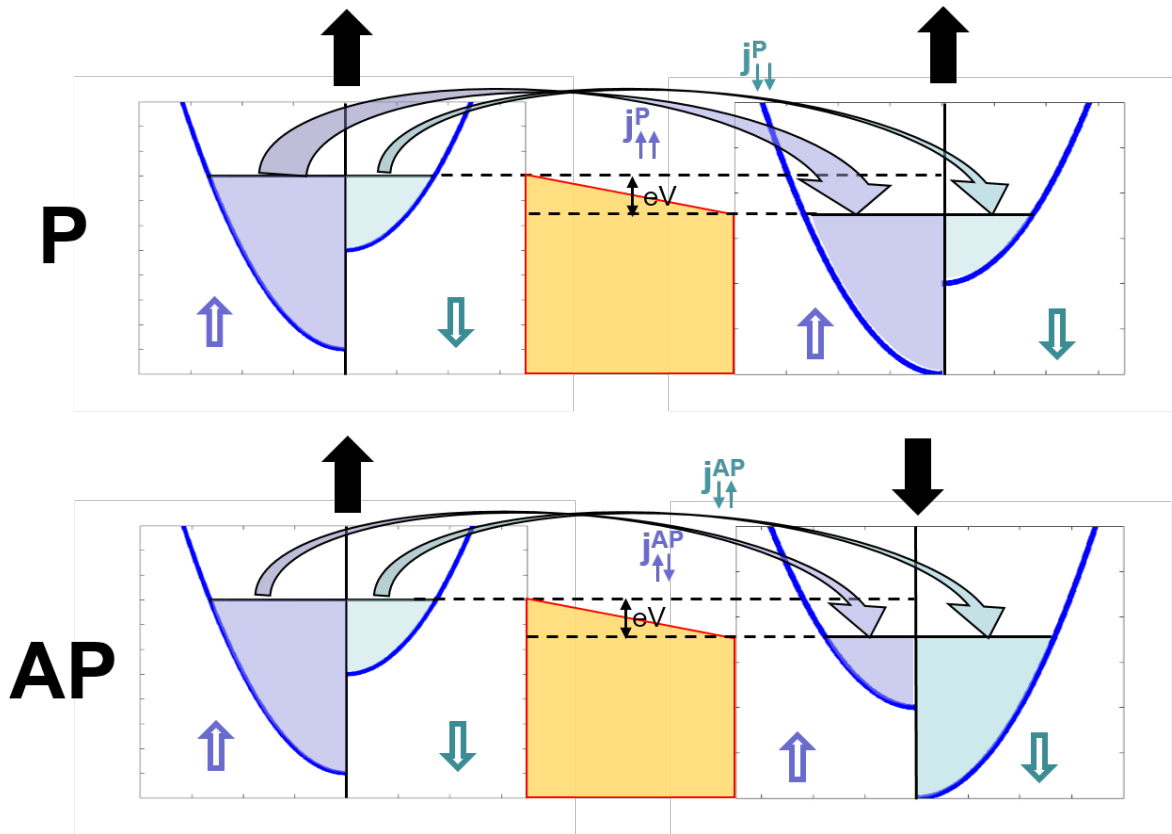


Figure I.11 – Le modèle de Stoner implémenté dans une JTM permet d’expliquer la magnétorésistance tunnel : $j^P \propto \rho_{g\uparrow}\rho_{d\uparrow} + \rho_{g\downarrow}\rho_{d\downarrow}$ et $j^{AP} \propto \rho_{g\uparrow}\rho_{d\downarrow} + \rho_{g\downarrow}\rho_{d\uparrow}$.

alors on aura une polarisation de 100% qui entrainera une divergence de la TMR. Tâchons maintenant d’analyser qualitativement les tendances de la TMR grâce aux schémas de la figure I.11. Si l’on configure l’échantillon dans un état parallèle, alors la densité d’états des électrons \uparrow sera nettement supérieure à celle des électrons \downarrow dans les deux électrodes. Ainsi un grand nombre d’états pourra être atteint par grand nombre de candidats à traverser la barrière. Le courant $j_{\uparrow\uparrow}^P$ sera très grand. Un raisonnement similaire montre que le courant porté par les électrons \downarrow dans la configuration parallèle $j_{\downarrow\downarrow}^P$ sera petit. Au final, le courant total dans la configuration parallèle $j^P = j_{\uparrow\uparrow}^P + j_{\downarrow\downarrow}^P$ sera grand. Dans la configuration antiparallèle, les électrons majoritaires dans l’électrode de gauche sont des électrons \uparrow tandis qu’ils ont une orientation \downarrow dans l’électrode de droite. Ainsi, pour les deux canaux de courant, soit le nombre de candidats au courant tunnel soit le nombre d’états auxquels ils pourront accéder seront faibles, en conséquence de quoi le courant $j^{AP} = j_{\uparrow\downarrow}^{AP} + j_{\downarrow\uparrow}^{AP}$ sera petit.

Le modèle développé jusqu’à maintenant dit simplement que l’ensemble des phénomènes magnétorésistifs pouvant être observés provient de la polarisation des électrons dans le volume des électrodes. Il permet déjà d’expliquer de nombreux résultats mais pêche encore à rendre compte de plusieurs observations :

- pour des électrodes de Co ou de Ni, on s’attend à observer des polarisations négatives

puisque la densité d'états au niveau de Fermi des électrons majoritaires est inférieure à celle des électrons minoritaires. On observe pourtant des polarisations positives dans le cas où la barrière est composée d'oxyde d'aluminium Al_2O_3 mais bel et bien négatives lorsque la barrière est constituée de titanate de strontium ($SrTiO_3$) ou de lanthanite de cerium ($CeLaO$) [21], [98]. Ceci montre que la polarisation, et donc la TMR, ne sont pas des quantités définies par les propriétés dans le volume des électrodes mais que des effets interfaciaux avec la barrière tunnel sont en jeu.

- la dépendance de la TMR avec la tension appliquée ne peut pas non plus être expliquée par le modèle de Jullière.
- les travaux de LeClair et al. [49], [48] où des insertions de Cu ou de Ru à l'interface ferromagnétique / barrière ont généré une chute de TMR, montrent eux-aussi que les effets magnétorésistifs ne sont pas uniquement contrôlés par les propriétés dans le volume des électrodes.

Il est donc nécessaire d'apporter un raffinement au modèle de Jullière pour prendre en compte l'influence de la barrière sur la TMR. C'est ce que nous allons développer dans la section suivante.

I.2.2.3 Modèle de Slonczewski

Nous avons vu qu'il est nécessaire de prendre en compte la présence de la barrière dans une jonction tunnel magnétique pour expliquer certaines mesures. L'idée que nous allons développer dans cette section est assez simple [88], [115], [7] : nous allons calculer la probabilité qu'a une particule de traverser une barrière tunnel et implémenter ce résultat dans une structure magnétique. Nous verrons ainsi que le courant tunnel dépend du vecteur d'onde de l'électron dans la barrière, dépendance qui sera répercutée dans le calcul de la TMR. Pour avoir une description simple de ce phénomène, prenons une barrière carrée de hauteur U_0 et d'épaisseur l . On se place dans les mêmes hypothèses que dans la section I.2.2.1 (modèle 1D, recherche d'états stationnaires et l'énergie de l'électron E est inférieure à U_0) et on définit trois zones pour la recherche des états propres.

- la zone « g » en amont de la barrière où le potentiel ressenti par l'électron est nul. Une onde incidente d'amplitude $\exp(ik_g x)$ se propage en direction de la barrière où elle est réfléchiée avec un coefficient r . Le vecteur d'onde dans cette zone est $k_g = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} E}$.
- la zone « b » dans la barrière. L'électron ressent un potentiel U_0 et dans le cas où $E < U_0$ se propagera sous forme d'ondes évanescentes de la forme $\alpha \exp(qx) + \beta \exp(-qx)$ où on a toujours $q = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (U_0 - E)}$.
- la zone « d » en aval de la barrière où le potentiel ressenti par l'électron est nul. L'onde transmise aura pour amplitude de probabilité $t \exp(ik_d x)$ avec $k_d = k_g$.

En appliquant les relations de continuité de la fonction d'onde et de sa dérivée (puisque la barrière est de taille finie) aux interfaces entre ces trois zones, on obtient directement

l'expression des constantes α , β et t . C'est à cette dernière que nous accorderons le plus d'intérêt puisqu'elle nous renseignera sur la probabilité qu'a la particule de traverser la barrière. On obtient donc [5] :

$$t = \frac{4iqk_g \exp(-ik_d l)}{(k_g + iq)(k_d + iq) \exp(ql) - (k_g - iq)(k_d - iq) \exp(-ql)} \quad (\text{I.16})$$

ce qui nous permet de remonter à la densité de probabilité de traverser la barrière $T = t.t^*$ dans l'hypothèse où $ql \gg 1$:

$$T = \frac{16q^2 k_g^2}{(k_g^2 + q^2)(k_d^2 + q^2)} \exp(-2ql) \quad (\text{I.17})$$

Ce résultat très général décrit l'effet tunnel à travers une barrière. Comme on l'a vu dans la figure I.9, le vecteur d'onde d'un électron se propageant dans une électrode ferromagnétique est dépendant du spin que l'on appellera par la suite s_i , $i = g, d$. L'équation (I.17) dans le cas d'une jonction tunnel magnétique peut donc se réécrire sous la forme :

$$T_{s_g s_d} = \frac{16q^2 k_{s_g}^2}{(k_{s_g}^2 + q^2)(k_{s_d}^2 + q^2)} \exp(-2ql) \quad (\text{I.18})$$

En choisissant $s_g = s_d = \uparrow$, on peut calculer le courant des électrons majoritaires dans la configuration parallèle des électrodes $j_{\uparrow\uparrow}^P$ puis, pour $s_g = s_d = \downarrow$, on aura accès à $j_{\downarrow\downarrow}^P$ et enfin au courant total dans la configuration parallèle $j^P = j_{\uparrow\uparrow}^P + j_{\downarrow\downarrow}^P$. On obtiendra de la même manière le courant total dans la configuration antiparallèle $j^{AP} = j_{\uparrow\downarrow}^{AP} + j_{\downarrow\uparrow}^{AP}$ en choisissant successivement $s_g = \uparrow/s_d = \downarrow$ puis $s_g = \downarrow/s_d = \uparrow$. La TMR sera obtenue de la même manière que précédemment par la formule $TMR = \frac{j^P - j^{AP}}{j^{AP}}$ et pourra se mettre sous la même forme que celle du modèle de Jullière $TMR = \frac{2P_d P_g}{1 - P_d P_g}$ pour peu que :

$$P_i = P_0 \frac{q^2 - k_{i\uparrow} k_{i\downarrow}}{q^2 + k_{i\uparrow} k_{i\downarrow}} = \Gamma_i(q) P_0 \quad (\text{I.19})$$

où $\Gamma_i(q) = \frac{q^2 - k_{i\uparrow} k_{i\downarrow}}{q^2 + k_{i\uparrow} k_{i\downarrow}}$ et P_0 est la polarisation introduite dans le modèle de Jullière.

Cette formule est très intéressante puisqu'elle fait intervenir un facteur correctif contenant le vecteur d'onde de la particule à l'intérieur de la barrière tunnel. Les problèmes de dépendance de la polarisation et de la TMR avec les interfaces ferromagnétique / barrière soulevés précédemment se trouvent donc être résolus grâce à cette nouvelle formulation de la polarisation des électrons. On peut donc calculer les deux TMRs obtenues par les modèles de Jullière et Slonczewski dans le cas où l'on a une structure symétrique avec deux polarisations identiques des électrons de part et d'autre de la barrière tunnel :

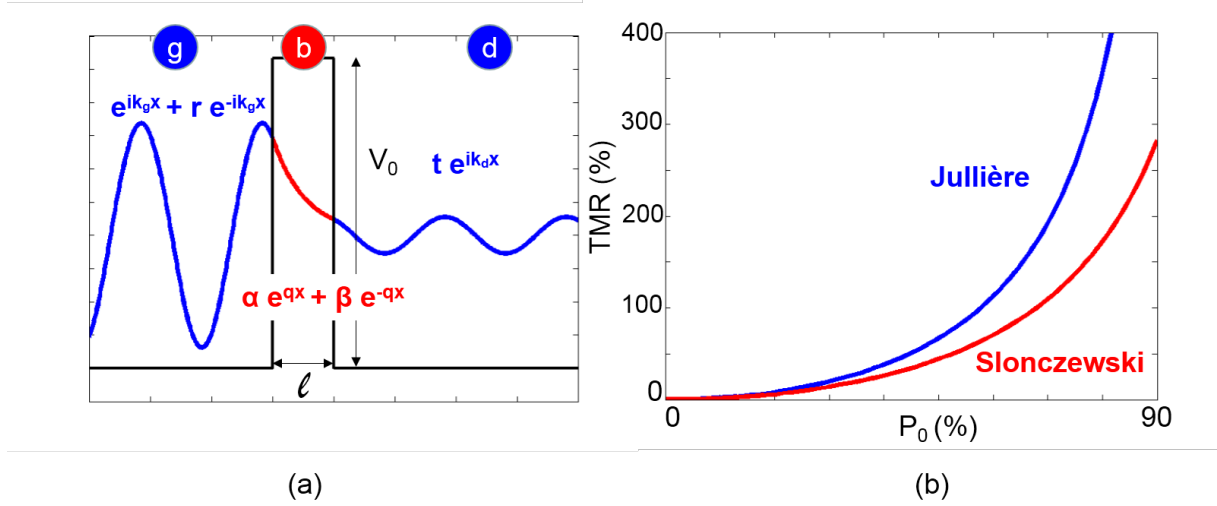


Figure I.12 – (a) Modèle simple de transport tunnel à travers une barrière carrée. (b) Comparaison des TMRs obtenues par le modèle de Jullière en bleu et Slonczewski en rouge avec les paramètres suivants : $U_0 - E = 0.25eV$, $k_{F\uparrow} = 1.09\text{\AA}^{-1}$, $k_{F\downarrow} = 0.42\text{\AA}^{-1}$ dans le fer [88], la masse des électrons de conduction a été prise égale à la masse de l'électron $m_e = 9.11 \times 10^{-31}kg$, ce qui est une bonne approximation pour les électrons d_i .

$$\begin{aligned}
 TMR_{Julliere} &= \frac{2P_0^2}{1 - P_0^2} \\
 TMR_{Slonczewski} &= \frac{2\Gamma^2 P_0^2}{1 - \Gamma^2 P_0^2}
 \end{aligned}
 \tag{I.20}$$

Toujours dans l'optique de développer des mémoires ou des capteurs magnétiques performants, une course aux hautes valeurs de TMR a été lancée. Des taux de TMR supérieurs à 70 % n'ont cependant jamais été observés sur des barrières amorphes de type AlOx à température ambiante puisque les fluctuations thermiques affaiblissent les valeurs de la polarisation des électrons. Une façon d'obtenir des TMRs plus élevées que 70% est d'utiliser des électrodes demi-métalliques présentant des polarisations bien plus importantes qui, si elles se rapprochent de l'unité, peuvent donner lieu à des TMRs gigantesques. De telles investigations ont été menées à basse température par Bowen et al. [11] et Sakuraba et al. [82] qui ont respectivement utilisé des électrodes demi-métalliques de $LaSrMnO_3$ et Co_2MnSi , et ont effectivement fait apparaître des taux de TMR records : 1800% pour Bowen avec une barrière de $SrTiO_3$ ($P = 95\%$) et 570% pour Sakuraba avec une barrière d'AlOx ($P = 89\%$). Toutefois, la TMR diminue fortement avec la température et ces taux records ont été perdus à température ambiante. En utilisant des barrières cristallines (l'oxyde de magnésium est le candidat qui s'imposera par la suite) un filtrage en spin beaucoup plus efficace et comparable à un caractère demi-métallique des électrodes permettra d'atteindre des TMRs exceptionnellement grandes, même à température ambiante (voir par exemple [53]). Pour comprendre cela, il faudra décrire le transport dans ces structures cristallines avec un degré de raffinement encore plus important ; c'est

ce à quoi nous allons nous atteler dans la section suivante.

I.2.2.4 Modèle de Butler

La théorie fondatrice qui a expliqué le filtrage en spin dans les jonctions tunnel magnétiques à structure cristalline a été proposée par Butler et al. en 2001 [13]. La motivation d'une telle étude part de l'analyse des diagrammes de bande du fer (*cc* dans la direction (001)) qui sont présentés en figure I.13. Lorsqu'une particule voyage dans une structure cristalline, elle ressent un potentiel périodique provenant directement du champ électrique généré par les atomes du réseau. Dans ces conditions, les fonctions d'onde se propagent sous forme d'états de Bloch. Ces états sont des ondes planes dont l'amplitude est pondérée par une fonction périodique respectant la périodicité du réseau. Bien entendu, cette fonction est directement liée aux valeurs du potentiel ressenti localement par la particule. Les états de Bloch sont donc fortement dépendants de la structure et donc des symétries du réseau. Pour les structures *cc* (001), quatre états de Bloch permettent la description du transport. Leurs symétries ont été appelées Δ_1 , Δ_2 , Δ'_2 et Δ_5 (voir figure I.14(a)) et leur diagramme de bande est représenté en figure I.13(b) avec à gauche, celui des électrons majoritaires et à droite celui des électrons minoritaires. L'analyse de ces deux diagrammes montre des propriétés extrêmement intéressantes :

- pour les électrons majoritaires, la bande de symétrie Δ_1 possède un caractère *s*, avec une vitesse au niveau de Fermi $\frac{1}{\hbar} \frac{\partial E}{\partial k_{\Gamma-H}}$ grande. Les autres symétries Δ_2 , Δ'_2 et Δ_5 n'ont pas d'intersection avec le niveau de Fermi dans la direction $\Gamma - H$. Pour ce canal de conduction, ce sera donc la bande de symétrie Δ_1 qui sera responsable de la conductance. Les bandes Δ'_2 et Δ_5 possèdent une intersection avec le niveau de Fermi pour les électrons minoritaires mais leur vitesse est bien plus faible, ils sont davantage localisés.
- la bande de symétrie Δ_1 qui est la seule responsable du transport des électrons majoritaires se trouve complètement décalée au dessus du niveau de Fermi pour les électrons minoritaires. Cette symétrie ne propose donc aucun état accessible aux électrons. Le décalage de la bande Δ_1 pour les électrons majoritaires et minoritaires est donc tout à fait comparable au caractère demi-métallique des électrodes que l'on a discuté juste précédemment. On peut donc de la même manière s'attendre à un filtrage en spin très efficace des états de Bloch appartenant à la symétrie Δ_1 .

Les structures cristallines sont donc d'un intérêt majeur pour le développement des dispositifs avec de très fortes TMR en ce sens que certaines symétries des états de Bloch participant au transport présentent un caractère demi-métallique. Par ailleurs, au-delà de la prise en compte de la barrière (hauteur, épaisseur) et de ses interfaces avec les électrodes ferromagnétiques (cf. section I.2.2.3), le matériau même joue un rôle important. On considérera par la suite, tout comme en section I.2.2.3, une tricouche F / Isolant / F. La discussion précédente a été menée pour Fe (*cc*) dans la direction (001). L'oxyde de

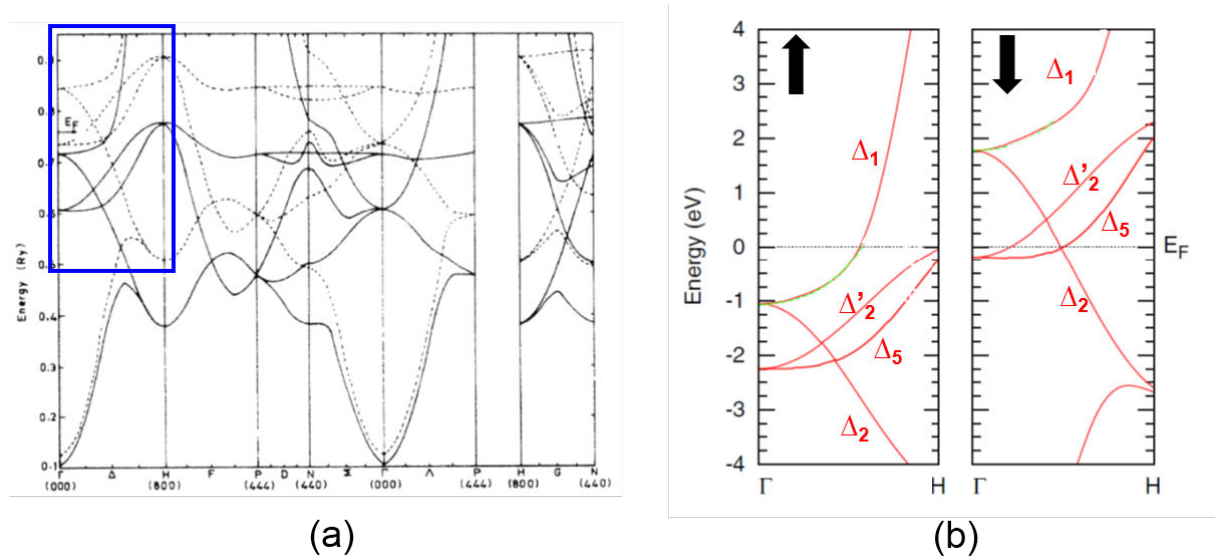


Figure I.13 – (a) Diagramme de bandes complet du Fer. D’après [71]. (b) Zoom sur la direction $\Gamma - H$ pour les électrons majoritaires (à gauche) et minoritaires (à droite). D’après [1].

magnésium MgO possède des propriétés cristallographiques bien adaptées (structure de type *NaCl* avec une bonne adaptation de maille de Fe avec celle de O), l’étude du système Fe (001) / MgO (001) / Fe (001) se révèle donc être très intéressante. Butler et al. se sont donc penchés sur la description du transport dans une telle structure. La figure I.14(b) représente la dispersion du vecteur d’onde pour les différents états de Bloch dans MgO. On remarque que sur la gamme d’énergie allant de E_V à E_C , k^2 est négatif pour toutes les symétries⁵. Cette gamme d’énergie correspond donc à une propagation évanescence des états de Bloch. Au niveau de Fermi, la symétrie qui montre l’évanescence la moins prononcée est la symétrie Δ_1 . Cette symétrie est donc celle qui gouvernera le transport dans l’ensemble de la structure Fe / MgO / Fe.

Pour calculer le courant tunnel, l’idée de départ est très similaire à celle qui a été développée dans les sections précédentes. Butler considère deux réservoirs de particules à droite et à gauche caractérisés chacun par leur potentiel chimique μ_g et μ_d . Ces deux réservoirs alimentent la jonction tunnel au sein de laquelle les courants allant de la droite vers la gauche et de la gauche vers la droite sont donnés par :

5. Il est intéressant de noter ici que, contrairement au cas de la barrière tunnel simple traité par Slonczewski où les états possibles sont toujours des états évanescents sous la bande de conduction (droite noire de la figure I.14(b)), Butler tient aussi compte de la bande de valence et définit l’isolant par son gap entre les énergies E_V et E_C . Ainsi le transport tunnel peut aussi être médié par les trous générés par les électrons ayant transité de la bande de valence à l’énergie de Fermi.

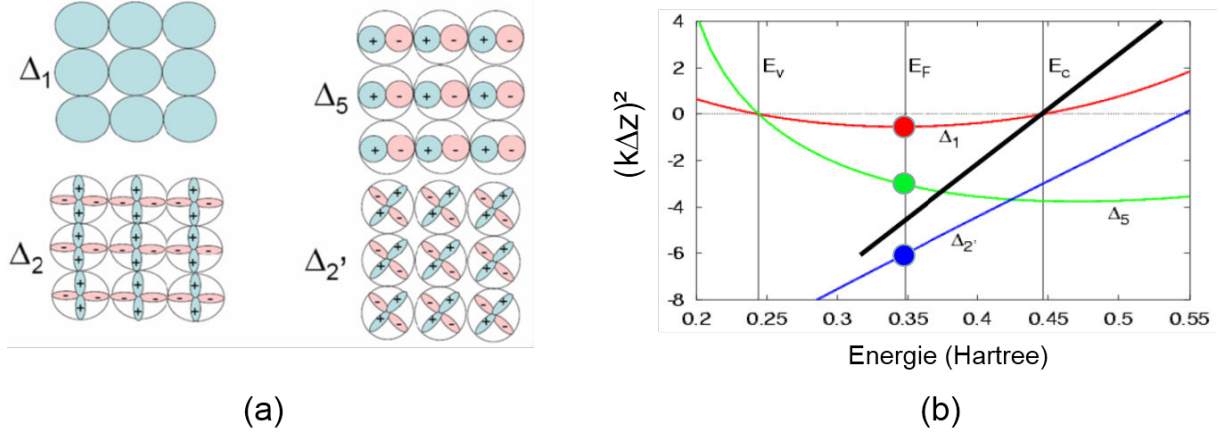


Figure I.14 – (a) Symétries des états de Bloch se propageant dans une structure *cc* (001). (b) Dispersion k^2 pour les trois symétries Δ_1 , Δ_2' et Δ_5 dans la barrière tunnel. En noir, le modèle de Slonczewski. D'après [14].

$$j^{\rightarrow} = \frac{e}{A} \sum_{\vec{k}_{//}} \frac{1}{2\pi} \int dk_x v_x^{\rightarrow}(\mathbf{k}) f_0(\mu_g) T^{\rightarrow}(\mathbf{k})$$

$$j^{\leftarrow} = \frac{e}{A} \sum_{\vec{k}_{//}} \frac{1}{2\pi} \int dk_x v_x^{\leftarrow}(\mathbf{k}) f_0(\mu_d) T^{\leftarrow}(\mathbf{k})$$
(I.21)

La direction de propagation des électrons est comme précédemment suivant \vec{e}_x et le vecteur $\vec{k}_{//}$ fait référence aux composantes du vecteur d'onde normales à \vec{e}_x . Le courant total est ensuite calculé grâce à $j^{\rightarrow} - j^{\leftarrow}$. La probabilité de transmission est ensuite calculée à partir des coefficients de la matrice de transmission selon le formalisme de Landauer. La symétrie par inversion du temps permet d'égaliser T^{\rightarrow} et T^{\leftarrow} . La quantité clef à calculer est donc la transmission T^{\rightarrow} . En utilisant la technique LKKR⁶ [57], Butler est parvenu à calculer la transmission pour les électrons majoritaires et minoritaires dans la configuration parallèle des électrodes (fig.I.15 (a) et (b)) et antiparallèle (fig.I.15 (c)).

Afin d'avoir une meilleure compréhension des phénomènes de transmission, il paraît intéressant de calculer la densité de probabilité de présence de l'électron pour la direction $\vec{k}_{//} = \vec{0}$. Elle est représentée en figure I.16 dans la configuration parallèle pour les électrons majoritaires (a) et minoritaires (b) et dans la configuration antiparallèle (c). Comme attendu après l'analyse des diagrammes de bandes de la figure I.13, il n'y a pas d'état accessible pour la symétrie Δ_1 pour les électrons minoritaires. Dans la configuration antiparallèle, la densité d'états de Bloch de symétrie Δ_1 décroît nettement dans l'électrode de droite. Il faut aussi noter que la décroissance des densités d'états de symétrie Δ_1 , Δ_2' et Δ_5 est conforme aux valeurs des vecteurs d'onde au niveau de Fermi de ces mêmes symétries pointées en figure I.14(b).

6. pour Layer Kórringa-Kohn-Rostoker : le calcul est réalisé en considérant les transmissions et réflexions des ondes de Bloch d'un plan atomique au plan suivant.

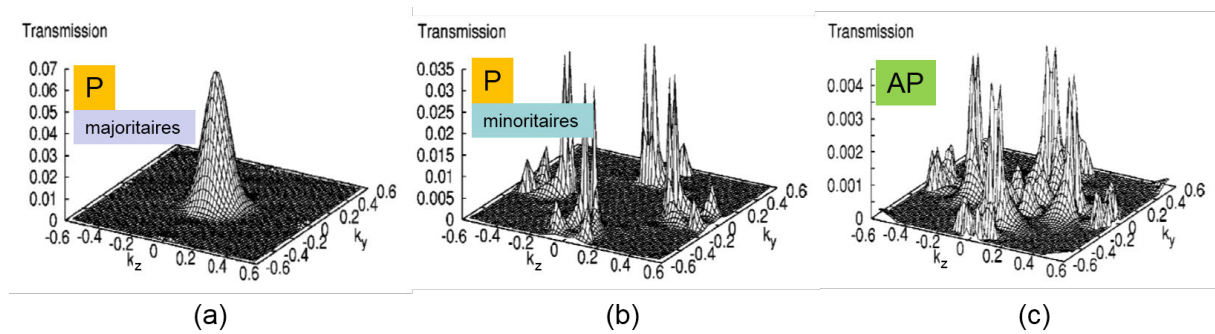


Figure I.15 – (a) Transmission des électrons majoritaires pour une barrière de MgO de 4 monocouches en configuration parallèle. (b) Transmission des électrons minoritaires pour une barrière de MgO de 4 monocouches en configuration parallèle. (c) Transmission des électrons pour une barrière de MgO de 4 monocouches en configuration antiparallèle. D’après [13].

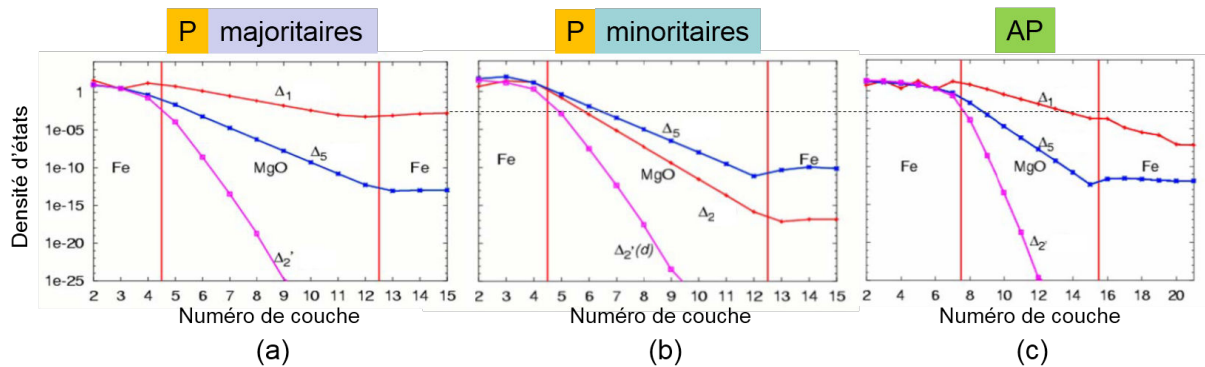


Figure I.16 – (a) Densités de probabilité de présence le long de l’ensemble de la structure Fe (001) / MgO (001) / Fe (001) pour les électrons majoritaires dans la configuration parallèle des électrodes. (b) Densités de probabilité de présence le long de l’ensemble de la structure Fe (001) / MgO (001) / Fe (001) pour les électrons minoritaires dans la configuration parallèle des électrodes. (c) Densités de probabilité de présence le long de l’ensemble de la structure Fe (001) / MgO (001) / Fe (001) dans la configuration antiparallèle des électrodes (pour le canal majoritaires \rightarrow minoritaires) . D’après [13].

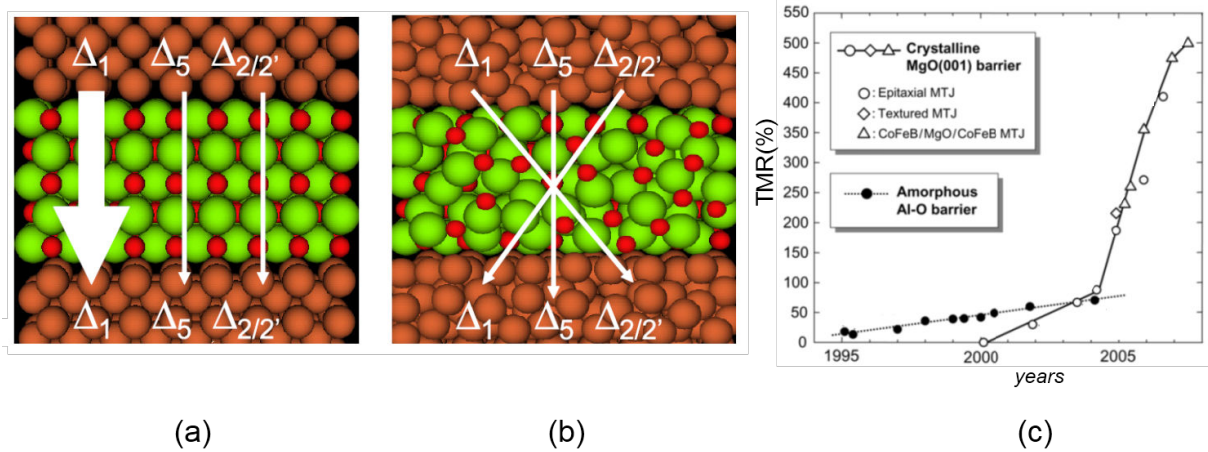


Figure I.17 – (a) et (b) schématisent les différences des modes de transport dans les structures amorphes et cristallines. Les structures cristallines font apparaître un fort filtrage en spin en fonction des symétries des états de Bloch se propageant dans le système (a), ce n'est pas le cas pour les structures amorphes (b). D'après [44]. (c) Evolution des TMRs mesurées en fonction du type de barrières (amorphes ou cristallines) et de la technique de dépôt (épitaxie ou pulvérisation). D'après [111].

On présente en figure I.17 un bilan de l'ensemble de la démarche pour expliquer les valeurs de TMR observées sur les différentes structures des jonctions tunnel magnétiques. Lorsque la barrière est amorphe (du type AlO_x), la description sous forme d'états de Bloch ne montre aucune différence pour le taux de décroissance des densités d'états des symétries Δ_1 , Δ_2 , Δ_2' et Δ_5 , il n'y a pas de filtrage en spin introduites par ces symétries (I.17(b)). A contrario, pour les structures cristallines, le filtrage important des symétries Δ_1 à Δ_5 (Fig.I.17(a)) induit un filtrage en spin grâce à la symétrie Δ_1 . Cette symétrie possède un caractère demi-métallique dans les électrodes de Fer cc (001) et laisse donc supposer que des TMRs très grandes pourront être mesurées. Les premières JTMs à barrières MgO ont été mesurées en 2000 mais démontraient des TMRs inférieures à celles obtenues avec des barrières amorphes. Petit à petit, les techniques d'épitaxie ont progressé et ont permis d'avoir des structures cristallines de bonne qualité et un bon réarrangement cristallographique aux interfaces. A partir de 2004, les TMR obtenues sur des JTMs à barrière MgO ont commencé à dépasser celle des barrières amorphes (Yuasa obtient 88% de TMR sur des jonctions épitaxiées en 2004 [113]). Les valeurs de TMRs n'ont cessé d'augmenter avec l'introduction de CoFeB dans des empilements obtenus par pulvérisation cathodique magnétron. Nous détaillerons l'utilisation de ce matériau dans le chapitre III. Les structures cristallographiques obtenues après recuit des échantillons sont les mêmes que celles des empilements épitaxiés et des TMRs records dépassant les 500% ont été obtenues [53] (voir figure I.4(c)).

Dans toute cette première section, nous avons tenté d'expliquer les phénomènes physiques liés aux effets magnétorésistifs qui sont caractérisés, dans le cas des jonctions tunnel magnétiques, par la magnétorésistance tunnel (TMR). Cette grandeur est de première im-

portance, dans sa compréhension d'un point de vue fondamental déjà, mais aussi pour le développement d'applications telles que les mémoires ou les capteurs magnétiques. En ce qui concerne les mémoires magnétiques de type RAM, avoir une forte TMR est un réel enjeu afin de garantir de grandes vitesses de lecture. Être capable de connaître l'état conservé dans un bit mémoire est nécessaire mais il faut aussi être capable de l'écrire. Il existe plusieurs moyens de contrôler l'aimantation d'une couche ferromagnétique afin de configurer une jonction tunnel magnétique dans son état parallèle (0 par exemple) ou antiparallèle (1). Les premières écritures ont été réalisées par champ magnétique mais elles posaient le problème d'une consommation électrique trop importante et d'une miniaturisation limitée pour concurrencer les mémoires de type DRAM. L'écriture, *ie* le renversement de l'aimantation d'une couche ferromagnétique, peut aussi se faire à l'aide du courant électrique. En effet, comme on l'a vu précédemment, lorsque des électrons de conduction voyagent au sein d'un matériau ferromagnétique, ils se polarisent et permettent au courant électrique d'être porteur d'un moment magnétique dans une direction fixe. Ce moment magnétique peut être transféré à l'aimantation d'un ferromagnétique sous la forme d'un couple qui, s'il est suffisamment grand, peut retourner son aimantation. Ce phénomène est connu sous le nom de couple de transfert de spin et sera l'objet de la section suivante.

I.3 Couples de transfert de spin

L'ensemble de cette section s'appuie sur une étude croisée de différents travaux décrits dans les papiers suivants : [81], [94], [92] et [4].

L'idée d'étudier quantitativement le couple de transfert de spin tient à l'intuition assez simple suivante. Considérons une tricouche F1 / NF / F2. La première couche ferromagnétique F1, caractérisée par son aimantation \vec{M}_1 , génère un premier filtrage des électrons qui voyagent ensuite sans perdre leur spin à travers NF. La seconde couche ferromagnétique F2, caractérisée par son aimantation \vec{M}_2 , va filtrer à son tour le courant de spin incident. Si les aimantations \vec{M}_1 et \vec{M}_2 ne sont pas colinéaires, alors l'aimantation \vec{M}_2 devra nécessairement absorber le moment angulaire porté par les électrons de conduction. Ainsi le spin de chacun des électrons pénétrant dans F2 devra s'aligner à l'aimantation \vec{M}_2 en conséquence du couple qu'elle exerce sur leurs moments magnétiques. En réponse à cela, les électrons de conduction doivent eux-aussi exercer un couple égal et opposé sur l'aimantation, qui, s'il est assez fort, pourra retourner l'aimantation. La figure I.18 illustre ce phénomène : les aimantations des deux ferromagnétiques F1 et F2 ne sont pas colinéaires, et font un angle θ . \vec{M}_1 définit un axe de quantification dans F1 le long duquel les spins des électrons majoritaires et minoritaires sont décomposés. Comme on l'a vu précédemment, ce sont principalement les électrons majoritaires qui participeront au courant dans cette configuration. Ils sont modélisés par une flèche verte sur la figure I.18. Il

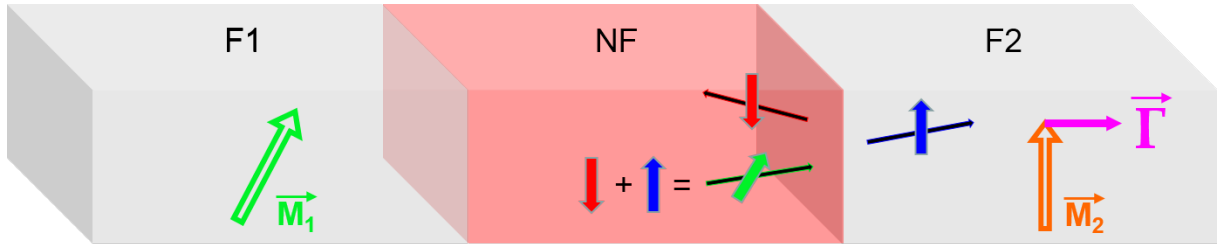


Figure I.18 – Illustration qualitative du phénomène de transfert de spin dans une tricouche F1 / NF / F2.

vont donc ensuite traverser l'espaceur NF sans perte de leur spin puis arriver à l'interface NF / F2. A ce moment, \vec{M}_2 définit un nouvel axe de quantification du spin des électrons de conduction qui se projettent alors dans cette nouvelle base. Les électrons minoritaires (dans la nouvelle base, ce sont les flèches rouges) qui voient un potentiel plus grand que les électrons majoritaires (flèches bleues) seront principalement réfléchis à cette interface. Les électrons majoritaires seront eux efficacement transmis. Des électrons incidents portant leur moment magnétique selon la flèche verte aux électrons transmis portant le leur selon la flèche bleue, il y a donc eu un transfert de moment magnétique à l'aimantation de F2 sous forme d'un couple. Slonczewski [89] et Berger [8] ont simultanément et indépendamment décrit quantitativement ce phénomène en 1996. Le premier a fait valoir des arguments de conservation de moment angulaire, le second a quant à lui expliqué l'excitation de l'aimantation par l'émission d'ondes de spins.

I.3.1 Mise en place du formalisme

En spintronique, il est nécessaire de considérer le courant de charges (*ie* le courant électrique) mais aussi ce que l'on appelle le courant de spin qui traduit, indépendamment du mouvement des charges, comment les spins du système évoluent. En mécanique quantique, on peut définir deux opérateurs ayant une construction très similaire, \hat{n} la densité de charges et \hat{s} la densité de spins :

$$\left\{ \begin{array}{l} \hat{n} = -e \sum_{\sigma} \Psi_{\sigma}^*(\vec{r}) \Psi_{\sigma}(\vec{r}) \\ \hat{s} = \frac{\hbar}{2} \sum_{\sigma, \sigma'} \Psi_{\sigma}^*(\vec{r}) \vec{\sigma}_{\sigma, \sigma'} \Psi_{\sigma'}(\vec{r}) \end{array} \right. \quad (\text{I.22})$$

où $\Psi_{\sigma}(\vec{r})$ est la fonction d'onde à une particule de spin σ et $\vec{\sigma}$ représente le vecteur des matrices de Pauli.

Vue la similitude existant entre la densité de charges et de spins, nous tâcherons par ailleurs d'entretenir un parallèle entre la construction de la densité de courant \vec{j} et la densité de courant de spin \hat{Q} . Ainsi, tout comme on définit le courant de charges par $\vec{j} = n \vec{v}$, n étant la densité de charges et \vec{v} leurs vitesses, on peut définir le courant de

spin par $\hat{\vec{Q}} = \hat{\vec{s}} \otimes \hat{\vec{v}}$. Le symbole \otimes fait référence au produit tensoriel qu'il est ici nécessaire d'utiliser puisque les opérateurs de spin $\hat{\vec{s}}$ et de vitesse $\hat{\vec{v}}$ n'appartiennent pas au même espace de Hilbert. Le courant de spin est donc un tenseur.

Lorsque l'on cherche à décrire l'évolution de particules dans un volume donné, une équation fondamentale est la relation de continuité qui lie la variation temporelle de la densité de particules à la divergence du courant de particules \vec{j} :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = - \vec{\nabla} \cdot \vec{j} \quad (\text{I.23})$$

La définition du courant de spin a été contruite de manière similaire à celle du courant de particules. La relation de continuité pour le courant de spin sera donc, elle-aussi très similaire :

$$\frac{\partial \hat{\vec{s}}}{\partial t} = - \vec{\nabla} \cdot \hat{\vec{Q}} + n_{ext} \quad (\text{I.24})$$

où le terme additionnel n_{ext} fait référence à tous les opérateurs (en plus de l'énergie cinétique) du hamiltonien du système qui ne commutent pas avec $\hat{\vec{s}}$. Considérons à présent un volume infinitésimal $d\mathcal{V}$ de section A autour de l'interface NF / F2 et des états permanents. L'intégration de (I.23) sur $d\mathcal{V}$ donne lieu à la relation bien connue de continuité du courant électrique⁷ :

$$\vec{0} = \left(\vec{j}_{in} - j_{trans} + j_{ref} \right) \cdot A \vec{e}_x \quad (\text{I.25})$$

où les indices « in », « trans » et « ref » font respectivement référence aux flux incident, transmis et réfléchi. L'intégration de (I.24) donnera un résultat un peu différent dans la mesure où n_{ext} va donner lieu à un terme additionnel traduisant la présence d'un couple non nul exercé sur l'aimantation contenue dans le volume $d\mathcal{V}$:

$$\vec{\Gamma}_{TS} = \left(\vec{Q}_{in} - Q_{trans} + Q_{ref} \right) \cdot A \vec{e}_x \quad (\text{I.26})$$

Continuons notre parallèle entre la densité de courant \vec{j} et la densité de courant de spin \vec{Q} . En mécanique quantique, on définit la densité de probabilité de courant par la relation suivante :

$$\vec{j}(\vec{r}) = \frac{-e\hbar}{2im} \sum_{\sigma} \left(\Psi_{\sigma}^* \vec{\nabla} \Psi_{\sigma} - \Psi_{\sigma} \vec{\nabla} \Psi_{\sigma}^* \right) \quad (\text{I.27})$$

On définira donc de manière équivalente la densité de courant de spin par :

7. Le théorème de Stokes permet d'arriver facilement à ce résultat.

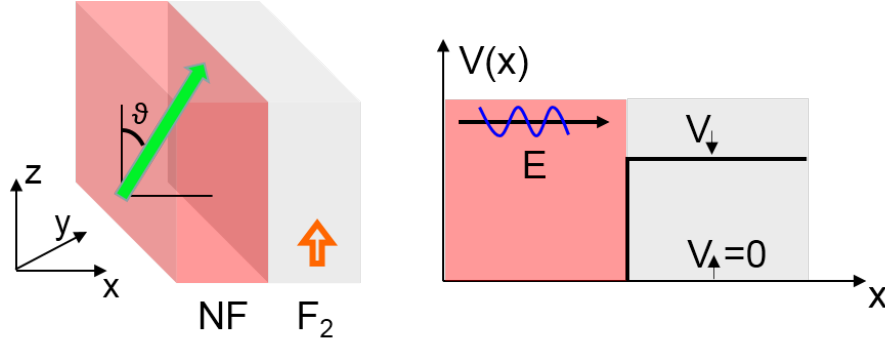


Figure I.19 – Profil de potentiel rencontré par un électron polarisé selon \vec{M}_1 à l'interface NF / F2.

$$\hat{\vec{Q}}(\vec{r}) = \frac{\hbar^2}{4im} \sum_{\sigma, \sigma'} \left(\Psi_{\sigma}^* \hat{\vec{\sigma}}_{\sigma, \sigma'} \otimes \vec{\nabla} \Psi_{\sigma'} - \vec{\nabla} \Psi_{\sigma}^* \otimes \hat{\vec{\sigma}}_{\sigma, \sigma'} \Psi_{\sigma'} \right) \quad (\text{I.28})$$

Pour connaître le couple déposé sur l'aimantation d'un ferromagnétique, il suffit donc de connaître l'expression de chacun des tenseurs \vec{Q}_{in} , \vec{Q}_{ref} et \vec{Q}_{trans} que l'on peut calculer grâce aux fonctions d'onde à une particule. Il suffit de choisir un modèle pour les fonctions d'onde Ψ_{σ} afin de remonter à l'expression du couple. On considère un électron d'énergie incidente E polarisé par la première couche ferromagnétique F1 dans la direction (θ) (voir figure I.19). Comme brièvement mentionné précédemment, on choisit un volume infinitésimal à l'interface entre le matériau non ferromagnétique central NF et le second ferromagnétique F2. A ce stade, il est aussi nécessaire de choisir un profil de potentiel $V(x)$. On définit alors le bas de bande des électrons \uparrow dans F2 comme étant égal au bas de bande des électrons dans NF⁸. A contrario, l'électron \downarrow ressent un potentiel non nul V_{\downarrow} dans F2 [103]. En supposant $E > V(x)$, on peut décomposer la fonction d'onde d'un électron incident dans la base correspondant aux axes de quantification du second ferromagnétique $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$:

$$|\Psi_{in}(\theta)\rangle = \frac{e^{ikx}}{\sqrt{\Omega}} \left(\cos\left(\frac{\theta}{2}\right) |\uparrow\rangle + \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) |\downarrow\rangle \right) \quad (\text{I.29})$$

Le facteur Ω a la dimension d'un volume et permet la normalisation de la fonction d'onde. En utilisant les conditions aux limites, on peut assez facilement calculer les fonctions d'onde transmise et réfléchie à l'interface NF / F2 :

$$\begin{cases} |\Psi_{trans}(\theta)\rangle = \frac{e^{ik_{\uparrow}x}}{\sqrt{\Omega}} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) |\uparrow\rangle + \frac{e^{ik_{\downarrow}x}}{\sqrt{\Omega}} \frac{2k}{k + k_{\uparrow}} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) |\downarrow\rangle \\ |\Psi_{ref}(\theta)\rangle = \frac{e^{-ik_{\uparrow}x}}{\sqrt{\Omega}} \frac{k - k_{\downarrow}}{k + k_{\downarrow}} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) |\downarrow\rangle \end{cases} \quad (\text{I.30})$$

8. Il s'agit d'une hypothèse permettant de simplifier les calculs tout en conservant la physique du phénomène étudié ici

Enfin en injectant ces expressions dans (I.28), on obtient les trois densités de courant de spin. Les trois composantes du tenseur \vec{Q} qui nous intéresse sont celles de la direction de propagation Q_{xx} , Q_{xy} et Q_{xz} . On peut donc écrire plus simplement la densité de courant de spin sous forme vectorielle $\vec{Q} \cdot \vec{e}_x = \vec{Q}_x = Q_{xx} \vec{e}_x + Q_{xy} \vec{e}_y + Q_{xz} \vec{e}_z$.

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{Q}_{in} = \frac{\hbar^2}{2m\Omega} \left(k \sin(\theta) \vec{e}_x + k \cos(\theta) \vec{e}_z \right) \\ \vec{Q}_{trans} = \frac{\hbar^2}{2m\Omega} k \sin(\theta) \cos((k_\uparrow - k_\downarrow)x) \vec{e}_x \\ \quad - \frac{\hbar^2}{2m\Omega} k \sin(\theta) \sin((k_\uparrow - k_\downarrow)x) \vec{e}_y \\ \quad + \frac{\hbar^2}{2m\Omega} \left(k \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) - k_\downarrow \left(\frac{2k}{k+k_\downarrow}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right) \vec{e}_z \\ \vec{Q}_{ref} = \frac{\hbar^2}{2m\Omega} k \left(\frac{k-k_\downarrow}{k+k_\downarrow}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \vec{e}_z \end{array} \right. \quad (\text{I.31})$$

La première remarque que l'on peut faire en regardant les formules (I.31) est que la densité de courant de spins transverse (ie orthogonale à \vec{e}_z) réfléchi est nulle. Cela signifie que cette composante du flux incident a été totalement transmise sous la forme de deux oscillations déphasées de $\frac{\pi}{2}$ et de période $\frac{2\pi}{k_\uparrow - k_\downarrow}$ ⁹ dans les directions \vec{e}_x et \vec{e}_y (cf. les expressions de $\vec{Q}_{trans} \cdot \vec{e}_x$ et $\vec{Q}_{trans} \cdot \vec{e}_y$). Cela est une conséquence directe du fait que le potentiel rencontré par les électrons \uparrow est nul, ce qui implique que leur contribution à l'amplitude réfléchi est nulle. Cette dernière ne provient donc que de la contribution des électrons \downarrow . Par ailleurs, on remarque que le couple déposé sur \vec{M}_2 est dans le plan $(\vec{e}_x; \vec{e}_y)$. Dans le cas de notre modèle simple, il s'écrira :

$$\begin{aligned} \vec{\Gamma}_{ST} = & \frac{A}{\Omega} \frac{\hbar^2}{2m} k \sin(\theta) (1 - \cos((k_\uparrow - k_\downarrow)x)) \vec{e}_x \\ & + \frac{A}{\Omega} \frac{\hbar^2}{2m} k \sin(\theta) \sin((k_\uparrow - k_\downarrow)x) \vec{e}_y \end{aligned} \quad (\text{I.32})$$

On remarque d'après ce résultat que le couple déposé est orthogonal à l'aimantation. Ceci est un résultat général.

La démarche développée jusque là vise à donner une intuition du phénomène de transfert de spin. Elle a été menée pour un seul électron libre. Dans la réalité, lorsque l'on injecte un courant électrique à travers une tricouche du type F1 / NF / F2, un grand nombre de particules va participer à déposer du couple, chacune avec la contribution calculée précédemment. Ces particules, pouvant être décrites dans l'espace réciproque, possèdent alors chacune leurs propres vecteurs d'onde. Il faut alors prendre en compte

9. Pour le fer par exemple, $k_{F_\uparrow} = 1.09 \text{ \AA}^{-1}$ et $k_{F_\downarrow} = 0.42 \text{ \AA}^{-1}$, ce qui implique que la période des oscillations est autour de 9.4 \AA .

tous les vecteurs d'onde distribués sur l'ensemble de la surface de Fermi et sommer chacune de leurs contributions pour obtenir le courant de spin total puis le couple total. Ainsi les termes $-k \sin(\theta) \cos((k_\uparrow - k_\downarrow)x) \vec{e}_x$ et $-k \sin(\theta) \sin((k_\uparrow - k_\downarrow)x) \vec{e}_y$ moyennés sur tous les états de la surface de Fermi vont très vite disparaître [106]. Une image simple permettant de comprendre cela est la suivante : les électrons possédant chacun un vecteur d'onde propre (choisi sur la surface de Fermi) vont, une fois dans le ferromagnétique F2, précéder avec des périodes différentes autour du champ d'échange. Au bout de quelques plans atomiques, toutes ces contributions vont interférer destructivement. A contrario, le terme en $k \sin(\theta)$ peut être interprété comme une interférence constructive. Ceci est complètement logique puisqu'il provient des électrons incidents tous polarisés dans la direction de \vec{M}_1 . Enfin, à partir du moment où les contributions oscillantes au couple ont quasiment disparu, on peut dire que celui-ci est directement proportionnel à $k \sin(\theta)$ qui représente la contribution orthogonale à l'aimantation \vec{M}_2 du courant de spin incident \vec{Q}_{in}^\perp . Ceci constitue vraiment le message le plus important de cette section : la contribution principale au couple par transfert de spin provient de la composante transverse (à la direction de l'aimantation \vec{M}_2) du courant de spin incident. Cela signifie aussi que seule la composante orthogonale du moment angulaire incident exerce un couple sur l'aimantation de F2. Ceci est très similaire au couple issu d'une force dont on a l'habitude en mécanique.

I.3.2 Couple de Slonczewski

Dans la section précédente, nous avons montré qu'une fois que le « déphasage classique » avait tué la contribution suivant \vec{e}_y du couple, ce dernier n'avait de composante que suivant \vec{e}_x , il est donc orthogonal à l'aimantation \vec{M}_2 et contenu dans le plan $(\vec{M}_1; \vec{M}_2)$. Appelons ce couple $\vec{\Gamma}_2$. Si l'on fait exactement la même démonstration que précédemment pour des électrons voyageant de F2 vers F1 (soit parce qu'une différence de potentiel l'impose, soit par considération d'électrons réfléchis), alors, on trouvera que le couple $\vec{\Gamma}_1$ exercé sur l'aimantation \vec{M}_1 est orthogonal à \vec{M}_1 et lui aussi contenu dans la plan $(\vec{M}_1; \vec{M}_2)$. Ainsi, le couple total transféré $\vec{\Gamma} = \vec{\Gamma}_1 + \vec{\Gamma}_2$ est contenu dans le plan formé par les deux aimantations $(\vec{M}_1; \vec{M}_2)$. On l'appellera par la suite couple de Slonczewski.

Une façon d'écrire phénoménologiquement le couple exercé sur les aimantations de part et d'autre du matériau NF est :

$$\vec{\Gamma}_{1,2} = \Gamma_{1,2} \vec{m}_{1,2} \times (\vec{m}_1 \times \vec{m}_2) \quad (\text{I.33})$$

l'indice $i=1, 2$ fait référence au couple exercé sur l'aimantation normalisée $\vec{m}_i = \frac{\vec{M}_i}{M_s}$ où M_s est l'aimantation à saturation des couches ferromagnétiques. Le terme $\vec{m}_1 \times \vec{m}_2$ rend compte de la dépendance en $\sin(\theta)$ et est orienté orthogonalement au plan $(\vec{m}_1; \vec{m}_2)$. Le second produit vectoriel $\vec{m}_{1,2} \times \dots$ permet alors de ramener le couple dans le plan $(\vec{m}_1; \vec{m}_2)$

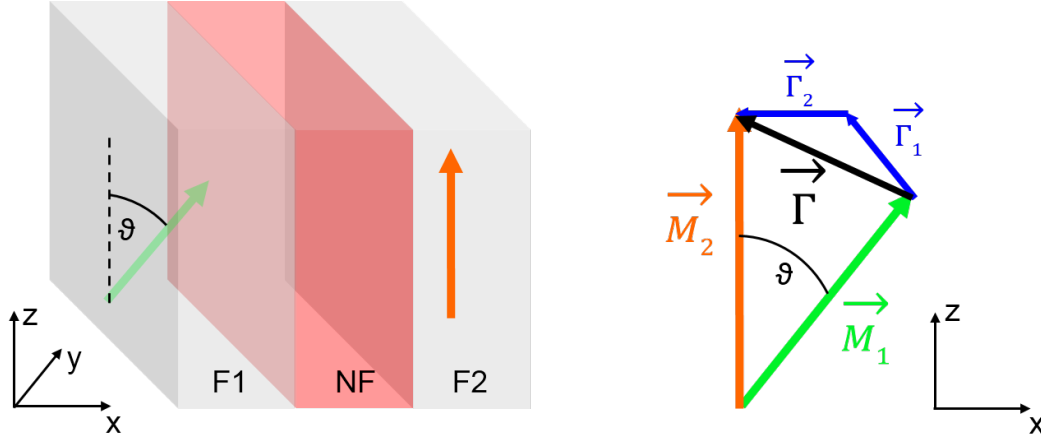


Figure I.20 – Schématisation des couples planaires exercés sur chacune des aimantations \vec{M}_1 et \vec{M}_2 dans une tricouche F1 / NF / F2. D'après [4].

et ainsi de respecter la symétrie prédite dans la section précédente.

Dans le cas d'une structure où l'on parvient à piéger l'orientation de l'aimantation de l'une des deux couches ferromagnétiques (\vec{M}_2 par exemple)¹⁰, le couple reçu par l'aimantation de la couche qui n'est pas piégée, la couche libre, peut se mettre sous la forme :

$$\vec{\Gamma}_{//} = g(\theta) \frac{\mu_B I}{e M_s^2 \mathcal{V}} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{p}) \quad (\text{I.34})$$

où \vec{p} est la polarisation des électrons dans la couche fixe, $g(\theta) = \frac{q}{A+B\cos(\theta)}$, avec q, A et B des constantes dépendant de la structure du matériau constituant la couche libre, μ_B sa perméabilité magnétique, I le courant (algébrique) traversant la structure, \mathcal{V} le volume de la couche libre et e la charge des électrons. Cette formulation du couple, notamment celle du préfacteur, n'est valable que pour les vannes de spin, c'est-à-dire les structures où l'espaceur est un matériau métallique.

I.3.3 Couple transverse

Dans la section I.3.1, nous avons vu que le couple a une composante suivant l'axe \vec{e}_y , axe normal au plan $(\vec{M}_1; \vec{M}_2)$. Lorsque l'on somme dans l'espace réciproque la contribution de tous les électrons choisis sur une large surface de Fermi, cette composante devient très petite devant 1. Elle est petite mais non nulle, ce qui correspond à une fraction des électrons qui précessent de manière cohérente. Ainsi, on peut s'attendre à ce que le couple orthogonal au plan $(\vec{M}_1; \vec{M}_2)$ soit très petit devant celui contenu dans ce même plan (le couple dit de Slonczewski). Dans les systèmes métalliques, il a été effectivement démontré que la composante orthogonale n'excède jamais quelques % de la composante planaire [106], [117], [92].

10. Nous détaillerons dans le chapitre III quels sont les moyens pour y parvenir.

Lors d'un processus de réflexion à l'interface NF / F2, puisque l'électron ressent localement le champ d'échange, on s'attend à ce qu'une précession lui fasse acquérir un moment angulaire avec une direction différente de celle qu'il avait initialement, déposant ainsi une quantité de couple aussi bien planaire que transverse. Afin d'en comprendre un peu mieux le mécanisme, on peut imaginer un profil de potentiel tel que V_+ et V_- soient tous les deux plus grands que l'énergie de l'électron incident ¹¹ (voir fig. I.21). Dans cette situation, les états transmis seront des états évanescents et on peut mettre les fonctions d'onde transmise et réfléchie sous la forme :

$$\begin{aligned} |\Psi\rangle_{trans} &= \frac{e^{-\kappa_{\uparrow}x}}{\sqrt{\Omega}} \frac{2k}{k+i\kappa_{\uparrow}} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) |\uparrow\rangle + \frac{e^{-\kappa_{\downarrow}x}}{\sqrt{\Omega}} \frac{2k}{k+i\kappa_{\downarrow}} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) |\downarrow\rangle \\ |\Psi\rangle_{ref} &= \frac{e^{-ikx}}{\sqrt{\Omega}} \frac{k-i\kappa_{\uparrow}}{k+i\kappa_{\uparrow}} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) |\uparrow\rangle + \frac{e^{-ikx}}{\sqrt{\Omega}} \frac{k-i\kappa_{\downarrow}}{k+i\kappa_{\downarrow}} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) |\downarrow\rangle \end{aligned} \quad (\text{I.35})$$

Ce que l'on peut extraire des équations (I.35), est que la fonction d'onde transmise et donc la densité de courant de spin va pénétrer dans F2 sur une distance de l'ordre de $\frac{1}{\kappa_{\uparrow}}$ (ou $\frac{1}{\kappa_{\downarrow}}$). Pendant cette phase, l'électron ressent le champ d'échange du ferromagnétique F2 autour duquel il va précesser. Ainsi, lorsqu'il retourne dans NF, son moment angulaire aura tourné d'une certaine quantité et il peut ainsi acquérir une composante non nulle dans la direction orthogonale au plan $(\vec{M}_1; \vec{M}_2)$. Durant le processus de réflexion, l'électron peut alors déposer un couple à la fois dans le plan des aimantations mais aussi orthogonalement à celui-ci. Tout comme les contributions oscillantes de la densité de courant de spin transmise apparues dans les équations (I.31), lorsque l'on somme sur l'ensemble de la surface de Fermi, on trouve que la partie transverse du courant de spin réfléchi est très petite. La résultante toutefois non nulle provient comme auparavant de la fraction cohérente des précessions des électrons réfléchis. En considérant le même cas de figure à l'interface F1 / NF, on se rend compte que plusieurs réflexions successives sur chacune des interfaces déposent une certaine quantité de couple sans qu'une différence de potentiel à travers la structure ne soit nécessaire. Ceci tient au fait que, bien que les états évanescents intervenants dans cette description ne puissent porter de courant de charges, ils sont toutefois porteurs d'un courant de spin.

On peut assez facilement donner une description phénoménologique de ce couple transverse. En fait, il donne lieu à un couplage entre les deux aimantations \vec{M}_1 et \vec{M}_2 médié par les réflexions successives mentionnées précédemment. L'énergie qui lui est associée peut formellement se mettre sous la forme $E_{\perp} = -J_{\perp} \vec{m}_1 \vec{m}_2$. Pour le paramètre \vec{m} , la variable interne associée est le champ \vec{H} ce qui implique que l'on peut écrire $\vec{H} = \frac{1}{\mu_0 \nu M_s} \frac{\partial E_{\perp}}{\partial \vec{m}}$. On

11. Imaginer cette situation n'est pas dénué d'intérêt dans la mesure où il n'est pas inconcevable que les électrons de la surface de Fermi ayant un vecteur d'onde loin de k_x présentent une énergie plus faible que la marche de potentiel imposée par F2.

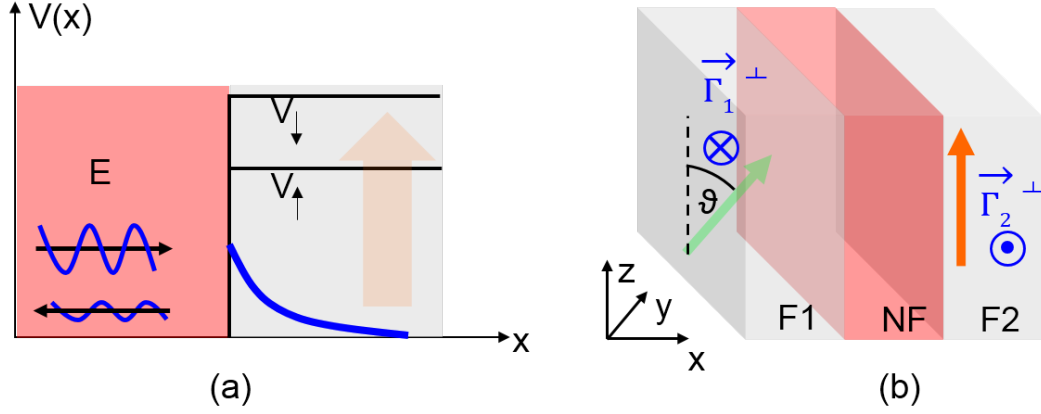


Figure I.21 – (a) Profil de potentiel *fictif* permettant de faire apparaître des états évanescents. (b) Schématisation des couples transverse exercés sur chacune des aimantations \vec{M}_1 et \vec{M}_2 dans une tricouche F1 / NF / F2.

sait par ailleurs qu'un couple par unité de volume peut s'écrire $\mu_0 \vec{M} \times \vec{H}$. On peut donc choisir d'écrire formellement le couple transverse exercé sur l'aimantation \vec{M}_i de la façon suivante :

$$\vec{\Gamma}_{i,\perp} = -\frac{1}{V} J_{\perp} \vec{m}_i \times \vec{m}_j \quad (\text{I.36})$$

I.3.4 Cas des jonctions tunnel magnétiques

I.3.4.1 Résultats généraux

La section I.2 a montré que dès lors que l'on s'intéresse au transport dans les jonctions tunnel magnétiques, les approches semi-classiques ne sont plus possibles et la mécanique quantique devient nécessaire. Cela est d'autant plus vrai pour la description des systèmes cristallins. Il en va de même lorsque l'on s'intéresse aux couples de transfert de spin dans les JTMs. L'ensemble des considérations intuitives déduites des sections (I.3.1), (I.3.2) et (I.3.3) reste vrai. Les deux couples précédemment étudiés pourront donc toujours se mettre sous la forme $\vec{\Gamma}_{\parallel} = \Gamma_{\parallel} \vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{p})$ et $\vec{\Gamma}_{\perp} = \Gamma_{\perp} \vec{m} \times \vec{p}$. Toutefois les préfacteurs Γ_{\parallel} et Γ_{\perp} seront différents de ceux des systèmes métalliques, une description quantitative du phénomène de transfert de spin est donc incontournable. Le système à considérer pour cette étude est celui présenté en figure I.22. Les électrodes sont modélisées par un modèle de Stoner avec un décalage d'échange à gauche Δ_g et à droite Δ_d . Appliquer une tension V aux bornes de la structure va forcer le potentiel de la barrière à acquérir une forme trapézoïdale avec une pente de eV/d où d est l'épaisseur de la barrière.

Résoudre ce problème est difficile et plusieurs travaux ont été menés pour y parvenir. L'idée reste la même que celle que l'on a présentée précédemment : le couple de transfert de spin doit être vu comme la divergence du courant de spin. Tout comme pour les systèmes

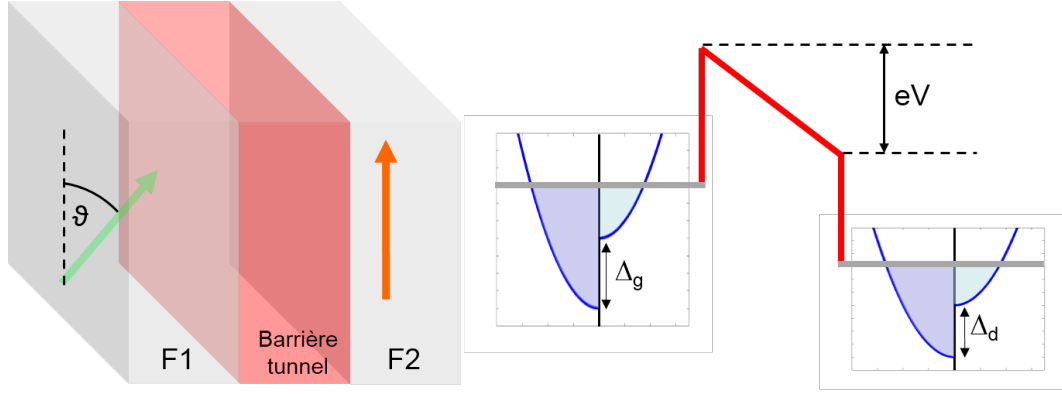


Figure I.22 – Le système étudié est une tricouche où l’espaceur est maintenant une barrière tunnel. La configuration des aimantations reste la même que celle des sections précédentes. Contrairement au cas des systèmes métalliques, ou vannes de spins, les états existant dans l’espaceur sont dorénavant des états évanescents.

métalliques, la quantité d’intérêt est donc la densité de courant de spin. Dans le cadre des jonctions tunnel magnétiques, avoir une formulation exacte du couple est délicate. Plusieurs travaux ont été menés dans ce sens : par une théorie de la diffusion (avec des matrices de réflexion / transmission aux interfaces) [107], [58], [41], ou l’utilisation des fonctions de Green dans le cadre du formalisme de Keldysh [99], [19], [96], [59]. L’ensemble de ces techniques fait apparaître des facteurs opaques que seules des simulations peuvent évaluer. Certaines études sont pourtant parvenues à extraire des formules analytiques de ce problème [60], [18]. Pour un expérimentateur, il est crucial de connaître la dépendance des couples avec la tension appliquée (ou le courant électrique). L’ensemble des travaux mentionnés précédemment a permis de montrer que les dépendances des couples avec la tension étaient les suivantes :

$$\begin{aligned}\vec{\Gamma}_{//} &= (a_1 V + a_2 V^2) \vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{p}) \\ \vec{\Gamma}_{\perp} &= (b_0 + b_2 V^2) \vec{m} \times \vec{p}\end{aligned}\tag{I.37}$$

Les termes a_i et b_i sont fortement dépendants des électrodes et notamment du décalage d’échange Δ . Le terme constant b_0 s’appelle « le couplage d’échange intercouche » (*Inter-layer - or Conservative - Exchange Coupling (IEC)*) et a été introduit en 1989 par Slonczewski [88]. Il a par ailleurs été mesuré sur des jonctions épitaxiées Fe / MgO / Fe (100) par J. Faure-Vincent et al. en 2002 [28] ou T. Katayama et al. en 2006 [42] qui ont montré un couplage antiferromagnétique pour les faibles épaisseurs de MgO ($t_{MgO} < 0.8\text{nm}$) et ferromagnétique pour toutes les épaisseurs supérieures. Il faut toutefois noter que l’état de la structure (relaxée ou non, sur ou sous oxydée) peut affecter le signe du couplage aux faibles épaisseurs [16, 109]. Des mesures de l’*IEC* ont par ailleurs été réalisées sur des jonctions déposées par pulvérisation cathodique avec des conclusions différentes : les épaisseurs de MgO supérieures à 0.9 nm favorisent un couplage antiferromagnétique et

celles inférieures à 0.9 nm un couplage ferromagnétique [85]. Cette différence est certainement attribuable au fait que pour une épaisseur donnée, le produit résistance \times surface des barrières épitaxiées est nettement plus grand que celui des barrières déposées par pulvérisation. Cela pourrait alors suggérer que le paramètre « RA » est plus pertinent pour comparer les jonctions issues de ces deux modes de dépôts.

La figure I.23 présente les résultats obtenus par Xiao et al. [107] ((a) et (b)) Theodonis et al. [99] ((c) et (d)) qui ont respectivement calculé les densités de courant de spin par une méthode de diffusion et par un modèle de liaisons fortes. Les résultats présentent des comportements très similaires des deux contributions au couple total. Au voisinage de zero, le couple de Slonczewski ($\Gamma_{//}$) est linéaire en la tension appliquée puis la contribution quadratique prend le dessus, pouvant même aller jusqu'à renverser le signe du couple pour les tensions appliquées élevées. On remarque aussi que plus l'échange au sein des électrodes est important plus la contribution linéaire est forte. Cette dernière traduit le fait que le couple change le sens de son action avec le signe du courant, ce qui est similaire au cas des systèmes métalliques. Ceci est absolument nécessaire pour avoir des comportements hystérétiques lors des cycles de résistance en fonction du courant et donc pour développer des cellules mémoires. Revenons à présent sur le changement de signe du couple planaire pour les tensions appliquées positives. Xiao et al. ont montré que le couple planaire, dans le cadre de la théorie de la diffusion qu'ils ont développée, pouvait s'écrire sous la forme :

$$\Gamma_{//} \propto T_g^- T_d^+ \vec{m}_d \times (\vec{m}_g \times \vec{m}_d) \quad (\text{I.38})$$

où $T_i^\pm = |t_i^\uparrow|^2 \pm |t_i^\downarrow|^2$. Les coefficients t_i sont des matrices de transmission 2×2 permettant de modéliser le transport à travers la barrière sous forme de deux diffusions aux interfaces à gauche et à droite de la barrière tunnel. Or on a vu précédemment que le modèle de Slonczewski pour décrire la TMR introduisait une polarisation un peu différente de celle qu'avait introduite Jullière afin de prendre en compte les effets de la barrière. Il a ainsi montré que la polarisation des électrons venant de gauche P_g est proportionnelle au facteur $q^2 - k_F^\uparrow k_F^\downarrow$ où q est le vecteur d'onde des particules dans la barrière. Or on a par définition $P_g = \frac{T_g^-}{T_g^+}$. Le signe de T_g^- est donc contrôlé par la polarisation P_g , elle-même contrôlée par le facteur $q^2 - k_F^\uparrow k_F^\downarrow$. Or, à l'interface gauche pour un électron d'énergie E et une barrière de hauteur U à tension nulle, on sait que :

$$\begin{cases} q^2 = \frac{2m}{\hbar^2} (U - E) \\ k_F^{\uparrow 2} = \frac{2m}{\hbar^2} (E_F) \\ k_F^{\downarrow 2} = \frac{2m}{\hbar^2} (E_F - \Delta) \end{cases} \quad (\text{I.39})$$

Ainsi on aura :

$$q^2 - k_F^\uparrow k_F^\downarrow = \frac{2m}{\hbar^2} \left[\left(U - E_F \sqrt{1 - \frac{\Delta}{E_F}} \right) - E \right] \quad (\text{I.40})$$

Dans le cadre de la description du transport tunnel, on considère que $E_F < U$, ce qui implique que le terme entre parenthèses dans l'équation (I.40) est toujours positif (puisque l'on considère par ailleurs $\Delta < E_F$ ¹²). $q^2 - k_F^\uparrow k_F^\downarrow$ et donc la polarisation pourront donc changer de signe si l'énergie de l'électron parvient à dépasser le terme entre parenthèses. Puisque $E = E_F + eV$, il existera une tension critique, issue de la compétition entre $\left(U - E_F \sqrt{1 - \frac{\Delta}{E_F}} \right)$ et $E_F + eV$, à partir de laquelle il sera possible de changer le signe de la polarisation, donc de T_g^- et enfin du couple planaire. C'est donc le paramètre Δ , le décalage d'échange, une fois E_F et U déterminés, qui contrôlera le changement de signe du couple pour les tensions appliquées positives.

Si l'on compare l'amplitude du couple transverse à celle du couple planaire à une tension donnée (voir fig. I.23 (a) vs (b) ou (c) vs (d)), on remarque qu'elle lui est toujours inférieure mais qu'elle n'est jamais négligeable. Ce constat est à contraster avec le cas des systèmes métalliques où l'on a vu que le couple transverse était toujours très petit devant le couple planaire. L'explication tenait au fait que le courant de spin transverse interférait destructivement lorsque l'on sommait l'ensemble des contributions des électrons venant d'une large surface de Fermi. Pour les jonctions tunnel, c'est tout à fait différent en ce sens que la barrière, de par sa nature même, sélectionne les vecteurs d'onde principalement orthogonaux aux plans des couches. Ainsi une zone réduite de la surface de Fermi participe efficacement au transport tunnel et le « déphasage classique » est peu efficace comparé au cas des vannes de spins.

I.3.4.2 Rôle des asymétries

Le rôle de cette section est de donner les idées de départ de certaines observations présentées au chapitre IV et que nous discuterons à ce moment. Les calculs dont on a présenté les résultats dans la section précédente ont toujours été menés dans le cas de jonctions tunnel symétriques, avec des électrodes semi-infinies. Bien entendu, ce n'est pas le cas dans la réalité. La structure complexe des empilements magnétiques utilisés pour réaliser des JTMs d'une part et l'impossibilité d'obtenir des épaisseurs rigoureusement identiques (et de qualités cristallines identiques) des matériaux ferromagnétiques autour de la barrière tunnel d'autre part font qu'il semble naturel de vouloir connaître les couples transverse et planaire lorsqu'une rupture de symétrie est intégrée au système. Les mesures de Oh et al. [75] ont motivé cette entreprise dans la mesure où en mesurant les couples exercés sur l'aimantation de la couche libre dans des empilements asymétriques (l'asymétrie étant introduite d'une part, par des épaisseurs différentes des matériaux fer-

12. Dans le fer par exemple, on a $\frac{\Delta}{E_F} \approx 0.85$.

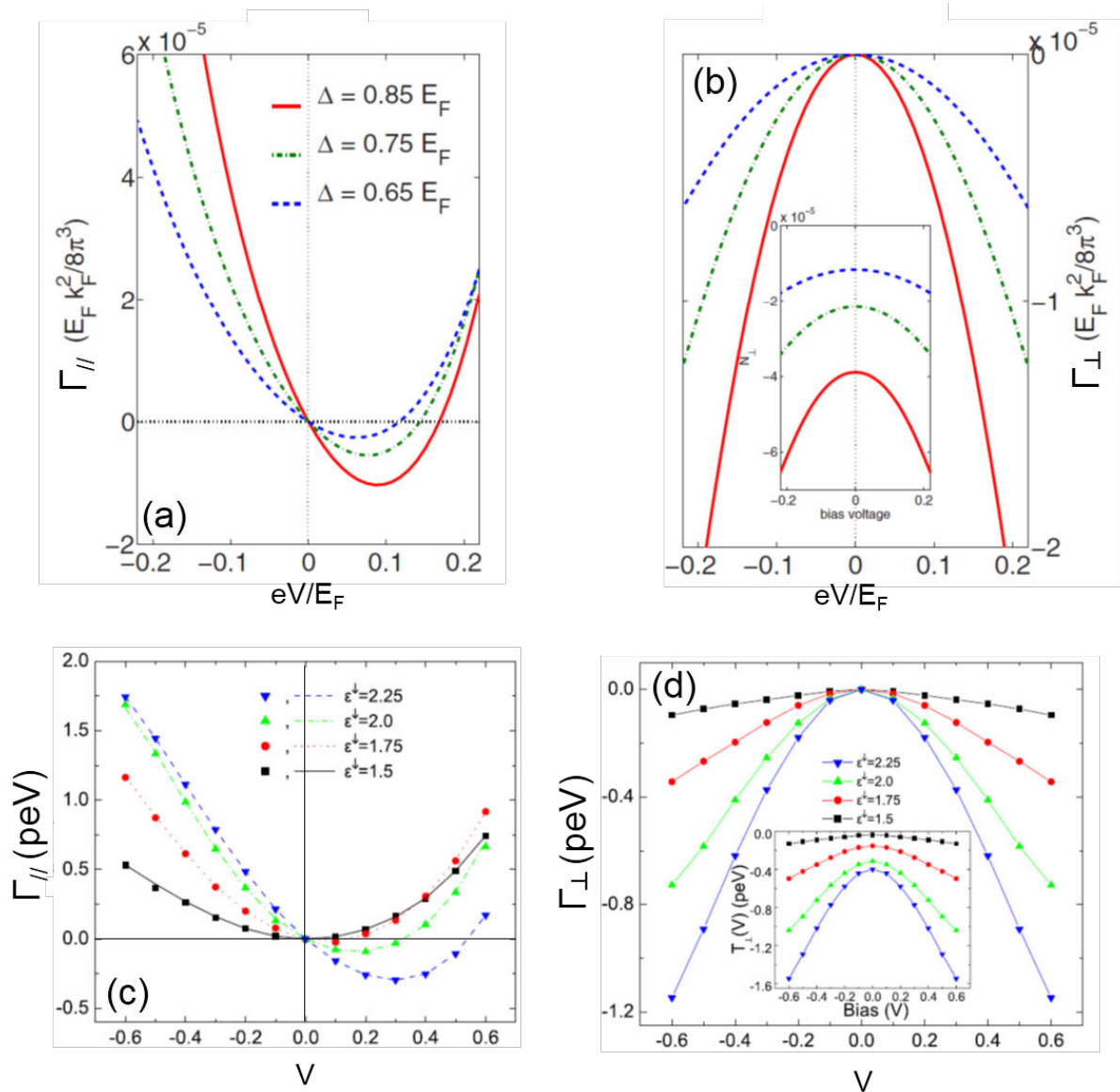


Figure 1.23 – Simulations des couples planaire (a) et transverse (b) par Xiao et al. grâce à un modèle de diffusion. D'après [107]. Simulations des couples planaire (c) et transverse (d) par Theodanis et al. grâce à un modèle de liaisons fortes. D'après [99]. Pour les couples transverse (b) et (d), ont été retranché les contributions IEC (à $V=0$). Les couples transverses totaux sont représentés en insert.

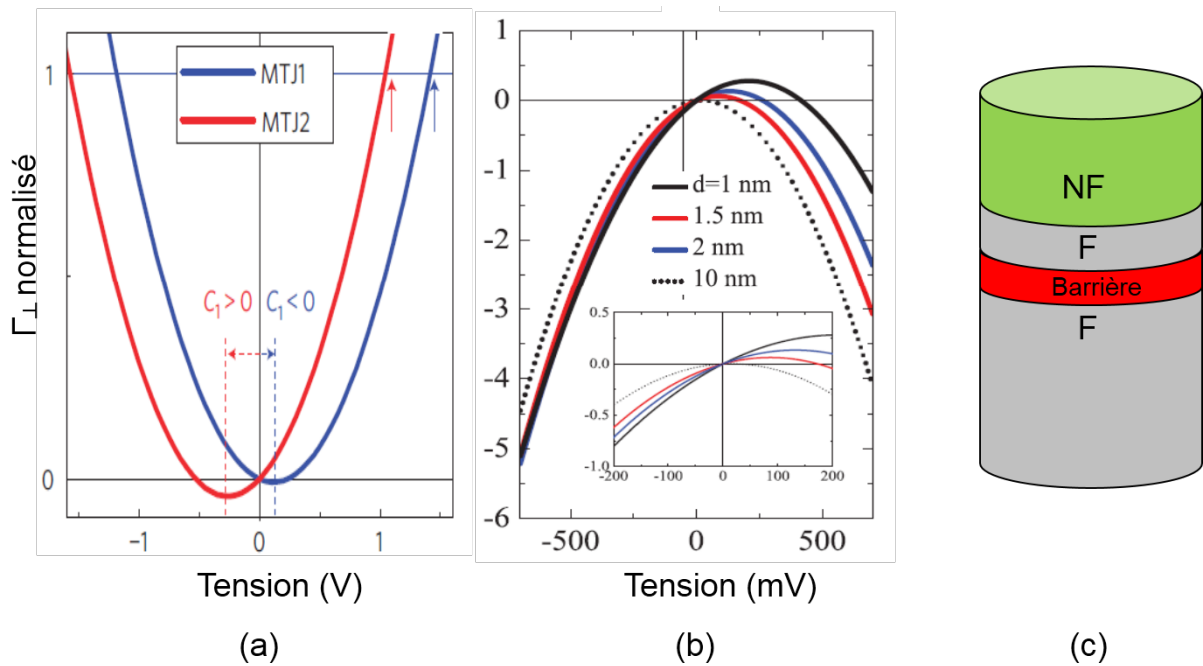


Figure I.24 – (a) Apparition d’une contribution linéaire en tension dans le couple transverse observé par Oh et al. lorsqu’une asymétrie est introduite dans l’empilement. D’après [75]. (b) Simulations pour une couche libre de différentes tailles finies. D’après [58]. (c) Empilement étudié pour la simulation numérique.

romagnétiques (CoFeB) autour de la barrière ainsi que des compositions différentes du CoFeB), ils sont parvenus à montrer l’existence d’une contribution linéaire en la tension dans le couple transverse (voir fig.I.24(a)).

Manchon et al. [58] sont parvenus à décrire ces observations en considérant des couches ferromagnétiques de taille finie sur lesquelles ont été greffées des électrodes non magnétiques (voir fig.I.24(c)). On a vu dans les sections précédentes que la période des oscillations des composantes transverses du courant de spin sont de l’ordre du nanomètre. Ainsi on sait que le couple est déposé très localement à l’interface. Cela a peu d’importance lorsque l’on considère fictivement deux électrodes semi-infinies. Mais lorsque, dans les systèmes réels, on choisit de diminuer l’épaisseur de la couche libre pour renforcer l’efficacité du couple, cet effet doit être pris en considération. Ainsi si l’échelle de longueur des précessions est de l’ordre de l’épaisseur de la couche libre alors le courant de spin transverse ne sera pas complètement absorbé une fois qu’il aura atteint l’interface avec le métal non magnétique constituant l’électrode et sera à l’origine d’une composante linéaire en la tension appliquée du couple transverse.

D’autres sources d’asymétrie peuvent modifier les dépendances du couple transverse :

- deux matériaux différents de part et d’autre de la barrière tunnel qui peuvent induire (i) des énergies de bas de bande (pour le même canal de conduction) différentes pour les deux matériaux [97] ou (ii) deux décalages d’échange Δ_g et Δ_d distincts [107], [104].

- l’interaction électron-magnon/phonon/impuretés dans les électrodes qui force la relaxation du spin et introduit un terme supplémentaire dans la relation de continuité de la densité de courant de spin [60], [54].
- les interfaces F1 / barrière et barrière / F2 peuvent être différentes. Kalitsov et al. [41] ont traité ce problème en insérant artificiellement une monocouche d’un matériau différent dans la barrière. Il ont pour cela modifié localement le profil de la barrière tunnel en y injectant un puits peu profond dont ils ont fait varier la position dans la barrière. D’un point de vue expérimental, cette étude est très intéressante puisqu’elle fournit des pistes de réflexion sur l’effet d’une oxydation non homogène d’une barrière MgO (en conséquence de quoi il est possible qu’une monocouche de Mg métallique existe dans la barrière).

I.4 Mémoires magnétiques à accès aléatoire

Les phénomènes physiques présentés dans les deux sections précédentes, la magnétorésistance et le couple de transfert de spin, peuvent être mis à profit dans un certain nombre d’applications, notamment dans les secteurs du stockage de l’information (mémoires RAM), de la télécommunication (oscillateurs radiofréquence) ou des capteurs de champ magnétique (boussoles, capteurs de positions, têtes de lecture pour les disques durs).

La magnétorésistance est la grandeur qui permet de distinguer deux états dans une JTM ou une vanne de spin, celui de la configuration parallèle et celui de la configuration antiparallèle. Plus la magnétorésistance sera grande, plus ce sera facile de lire un « 0 » ou un « 1 » (ou de manière générale de distinguer l’état P de l’état AP). Cependant, plusieurs groupes [69], [111], [113] ont observé une décroissance de la TMR avec la tension appliquée¹³. D’un point de vue applicatif, cette décroissance est d’une importance majeure. En effet, dans une mémoire magnétique de type RAM, la lecture de l’état stocké dans le bit sera d’autant plus rapide que la tension de lecture sera grande. Toutefois, appliquer une forte tension génère une diminution de la TMR et donc une difficulté accrue de distinguer l’état « 0 » de l’état « 1 ». Il est donc nécessaire de développer des dispositifs avec une TMR à tension nulle aussi grande que possible de sorte que sa valeur à $\approx 0.2V$ (qui est la tension usuelle de lecture) soit suffisamment grande. On verra dans le chapitre **IV** que les jonctions tunnel magnétiques à double barrière apportent une solution très efficace à ce problème.

13. Cette décroissance a été attribuée à l’excitation d’ondes de spins par les électrons chauds conduisant à une diminution de la polarisation [114]

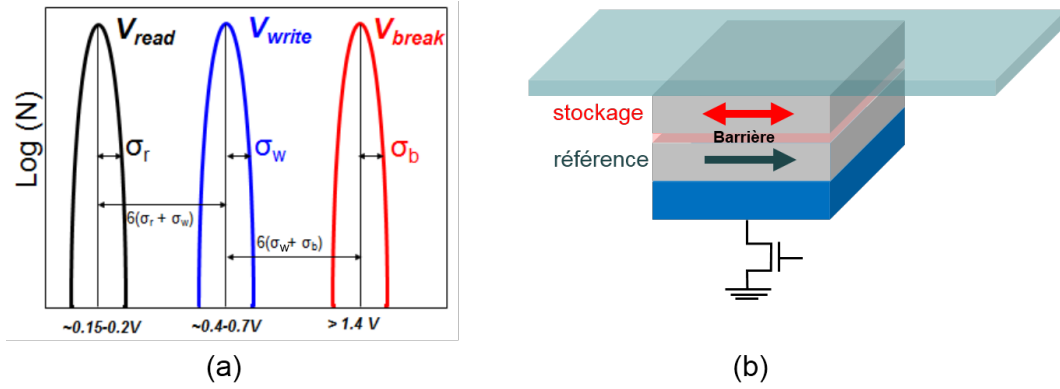


Figure I.25 – (a) Cahier des charges des distributions en tensions des évènements de lecture, écriture et claquage afin de rendre ces évènements indépendants les uns des autres vis à vis de la tension [86]. (b) Schéma d’une JTM intégrée dans une cellule mémoire de type MRAM.

La seconde quantité d’intérêt est le couple de transfert de spin. On a vu que cet effet est en mesure de générer une excitation suffisamment puissante pour retourner l’aimantation d’une couche ferromagnétique. On peut donc l’utiliser pour écrire les états d’un bit, caractérisés par les configurations P ou AP. Les couples de transfert de spin (que ce soit la contribution de Slonczewski ou transverse) sont des fonctions croissantes de la tension appliquée. On peut donc les rendre aussi forts que l’on veut pour peu que l’on augmente la tension appliquée. Toutefois, deux problèmes surviennent : le premier est lié à une augmentation de la consommation électrique lorsque l’on augmente la tension aux bornes de la JTM. Pour développer une mémoire concurrentielle, il est nécessaire qu’elle consomme le moins de puissance électrique possible. Il faut alors chercher des moyens de rendre le couple de transfert de spin très efficace, indépendamment de la tension appliquée. C’est d’ailleurs l’un des objets de cette thèse. La seconde limitation liée à l’augmentation de la tension aux bornes d’une JTM provient de la nature isolante de la barrière tunnel. Comme tout diélectrique, la barrière, si elle est soumise à des tensions trop importantes peut claquer et tous les effets de magnétorésistance et de transfert de spin seront perdus. Un dernier aspect à prendre en compte vient du fait qu’il est nécessaire, lors d’une phase de lecture, d’appliquer une tension électrique pour connaître la résistance de la JTM. Cette tension de lecture sera responsable d’un couple exercé sur l’aimantation de la couche libre. Ainsi, on ne peut pas augmenter la tension de lecture à des valeurs trop hautes (dans le souci d’augmenter la vitesse de lecture) puisque l’on risquerait à ce moment de changer l’orientation de l’aimantation de la couche libre. La figure I.25(a) résume les remarques faites précédemment : on voit qu’il est crucial de séparer les distributions en tension des évènements de lecture, d’écriture et de claquage. Le critère généralement utilisé, et présenté ici par la société Everspin, est de six fois l’écart-type des distributions adjacentes [86].

Dans cette partie, nous ne justifierons pas l’utilisation de certains matériaux plutôt que

d'autres, nous ne détaillerons pas non plus la structure des électrodes, ceci sera fait dans le chapitre III. Faisons simplement l'hypothèse que l'empilement qui doit être intégré dans une mémoire magnétique est constitué de deux électrodes entre lesquelles est intercalée une jonction tunnel magnétique. Cette jonction est composée d'une couche piégée, *ie* dont l'aimantation a une orientation fixée une fois pour toutes, que l'on appellera couche de référence, d'une barrière tunnel et d'une couche libre qui contiendra l'information de la cellule mémoire et que l'on appellera donc couche de stockage (voir fig. I.25(b)). Ainsi on définira un état « 0 » lorsque la couche de stockage aura son aimantation parallèle à celle de la couche de référence et un état « 1 » lorsqu'elles seront antiparallèles.

I.4.1 Les différentes familles de mémoires magnétiques

On peut dénombrer au moins quatre familles de mémoires magnétiques :

- les Stoner-Wolfarth MRAM dont nous ne parlerons pas ici puisqu'elles ne promettent que de médiocres performances : l'idée est de retourner la couche de stockage grâce au champ magnétique généré par le passage d'un courant électrique dans un conducteur au-dessus de la JTM. Cette technique est peu prometteuse puisqu'elle est très coûteuse en énergie et difficilement miniaturisable du fait de l'impossibilité de localiser un champ d'Oersted.
- les mémoires thermiquement assistées. Pour ces mémoires, la couche de stockage est elle-aussi piégée à l'aide d'un antiferromagnétique. Ce piégeage est quantifié par ce que l'on appelle le champ d'échange. Or à mesure que la température augmente, l'échange établi entre l'antiferromagnétique et le ferromagnétique adjacent se rompt peu à peu. A la température de blocage, il est complètement perdu. Une fois le champ d'échange disparu, on peut appliquer un faible champ dans la direction opposée (que celle ayant permis d'initialiser l'échange lors d'un recuit sous champ) et ainsi écrire la couche de stockage dans un autre état. Tout comme les Stoner-Wolfarth MRAM, ces mémoires ne sont pas parvenues à s'imposer. Toutefois, cette écriture thermique peut être assistée par des effets de couples de transfert de spin et on peut envisager à ce moment des mémoires très performantes. Elles ont été notamment très étudiées par la start-up *Crocus-Technology*. Le principe d'écriture de ces mémoires est illustré en figure I.26(a).
- les mémoires à trois terminaux qui peuvent être divisées en 2 catégories. La première catégorie s'appuie sur des structures où la couche de stockage est divisée en domaines magnétiques que l'on peut translater en appliquant un courant électrique longitudinal (dans le plan de la couche, *ie* orthogonalement à la paroi de domaine). La seconde catégorie fait appel à un couple que nous n'avons pas discuté dans la partie IV.4. Le couplage entre le spin d'un électron et son moment cinétique donne lieu à un couple via l'effet Rashba ou l'effet Hall de spin. Ce couple peut lui-aussi

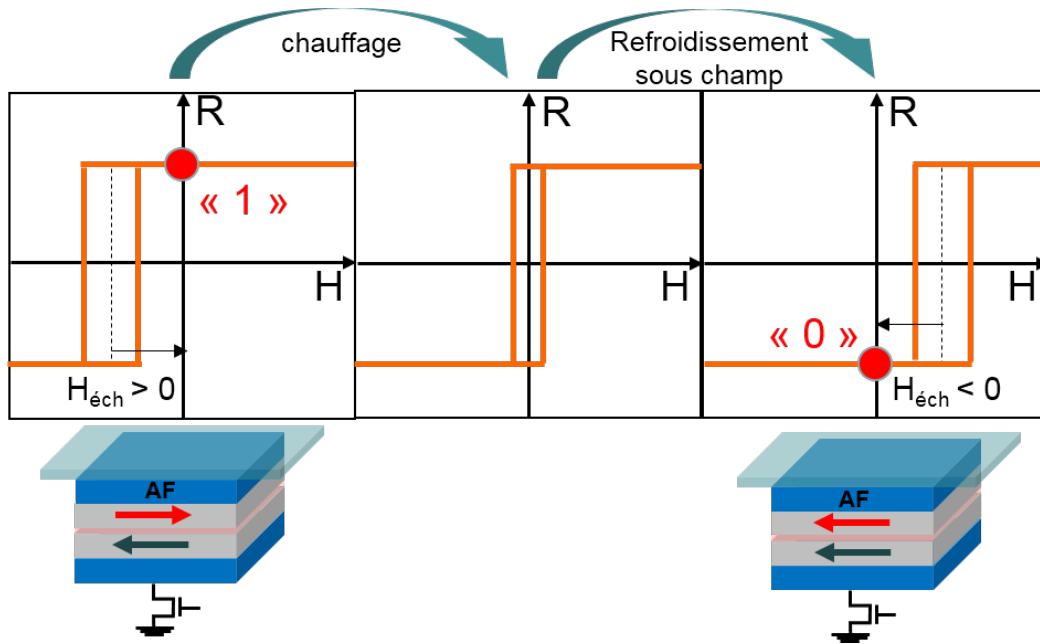


Figure I.26 – Principe d'écriture d'une mémoire assistée thermiquement. Le bit est initialement dans l'état 1 (AP) avec un champ d'échange positif établi par un recuit sous champ préalable (à gauche). En chauffant localement l'antiferromagnétique AF, l'échange est rompu (au centre). Par un refroidissement sous champ (dans le sens opposé à celui qui avait initialement établi l'échange), le signe du champ d'échange est inversé et l'état 0 (P) est écrit.

manipuler l'aimantation d'une couche ferromagnétique [65]. Pour qu'il soit efficace, il faut utiliser des matériaux où le couplage spin-orbite est important (Pt, Ta, Ag, Bi, ...). Est ensuite déposé un matériau ferromagnétique (Co généralement) définissant l'aimantation à retourner. Ces dispositifs sont très intéressants dans la mesure où le courant électrique permettant d'écrire la couche de stockage passe dans une ligne sous le pilier (voir fig.I.27(b)). Pour l'écriture, aucun courant ne traverse la barrière tunnel. Ces mémoires sont donc extrêmement durantes.

- enfin, les mémoires utilisant le couple de transfert de spin de Slonczewski généralement appelée STT-RAMs (pour *Spin Transfer Torque Random Access Memories*). Comme on l'a vu, ce couple va permettre de retourner l'aimantation de la couche de stockage et ainsi d'écrire un « 0 » ou un « 1 ». Il existe toute une ingénierie concernant le *design* des STT-RAMs selon l'application visée. Ce sont ces mémoires auxquelles nous porterons le plus grand intérêt et nous y consacrerons un chapitre de ce manuscrit où nous montrerons qu'il est possible de moduler l'amplitude du couple de transfert de spin dans le cadre des JTM à double barrière.

I.4.2 STT-RAMs

Dans le cadre de cette thèse, nous avons étudié les effets des couples de transfert de spin dans les JTM à double barrière. Ces structures peuvent être implémentées dans des

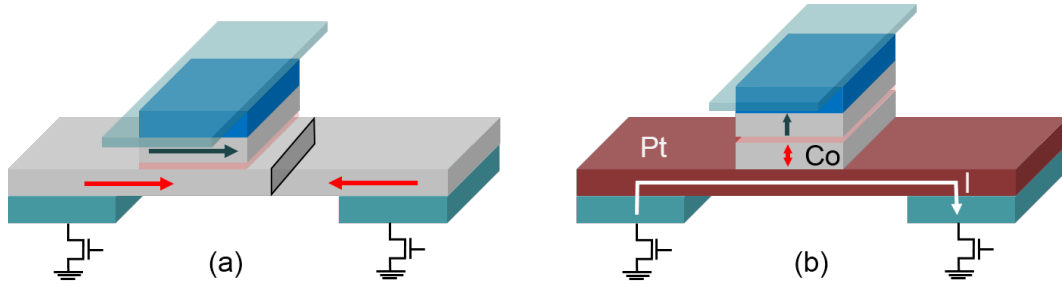


Figure I.27 – (a) Cellule mémoire à trois terminaux utilisant la propagation des parois de domaines dans la couche de stockage. (b) Cellule mémoire à aimantation perpendiculaire utilisant le couplage spin-orbite pour retourner l'aimantation de la couche libre (SOT-RAMs).

design de type STT-RAM. Nous allons donc voir quelles sont les forces et les faiblesses de ce type de mémoires. Comme nous l'avons introduit au tout début de ce chapitre, cinq critères principaux doivent être considérés :

- la taille
- la rapidité
- l'endurance
- la rétention des données
- la consommation électrique

Il est extrêmement difficile de développer une mémoire performante pour chacun de ces critères, mais il existe peu d'applications qui requièrent que l'ensemble d'entre eux soient réunis simultanément. Nous allons voir que la rétention, la consommation et la taille sont trois critères liés les uns aux autres. Dans les cas des JTM où l'aimantation à l'équilibre est dans le plan des couches ferromagnétiques, on peut montrer que la densité de courant nécessaire au retournement de l'aimantation de la couche libre vaut :

$$j_c = \frac{2e\alpha t_S}{\hbar\eta} \left(\frac{\mu_0 M_s^2}{2} + 2K_U \right) \quad (\text{I.41})$$

où α est la constante d'amortissement de Gilbert, η l'efficacité du transfert de spin, t_S l'épaisseur de la couche de stockage et K_U la constante d'anisotropie uniaxiale. Pour des considérations de consommation électrique dans un premier temps, il est nécessaire que j_c soit le plus petit possible. Il faut donc utiliser des matériaux où la constante d'amortissement soit aussi faible que possible ($\alpha \approx 0.007$ pour CoFeB) avec de faibles épaisseurs et une forte polarisation (qui contrôle l'efficacité du transfert de spin η). Par ailleurs, lors du processus de retournement, la précession hors du plan de l'aimantation de la couche libre va donner lieu à une composante hors du plan qui sera responsable de l'apparition d'un champ démagnétisant. Le terme $\frac{\mu_0 M_s^2}{2}$ en est la signature. Les matériaux avec une aimantation à saturation modérée sont donc à préférer ($M_s \approx 1050 \text{ emu/cm}^3$ pour CoFeB contre 1400 emu/cm^3 pour le Cobalt par exemple) ainsi que ceux avec une anisotropie faible.

Il faut toutefois noter qu'usuellement le terme provenant du champ démagnétisant $\frac{\mu_0 M_S^2}{2}$ est nettement supérieur à l'anisotropie uniaxiale K_U . La faible valeur du courant critique j_c est aussi à prendre en compte pour la taille du point mémoire. Comme le montrent les trois figures I.25, I.26 et I.27, la JTM est intégrée au-dessus d'un transistor CMOS permettant la sélection du point mémoire. Plus le courant nécessaire à l'écriture de la couche de stockage sera important, plus la taille de ce transistor sera importante, pénalisant alors la possibilité de réaliser des mémoires denses. Ceci soulève un dilemme que les STT-RAMs doivent impérativement résoudre : on montrera (cf. chapitre IV) que la rétention des données est contrôlée par un facteur de stabilité thermique $\Delta = \frac{K t_S A}{k_B T} = \frac{\mu_0 M_S H_K t_S A}{k_B T}$ 14 que l'on cherche le plus grand possible ($\Delta > 70$ typiquement). On voit donc que pour favoriser la rétention, il est nécessaire d'augmenter significativement l'anisotropie de la couche libre ainsi que son aimantation à saturation. Ceci est en contradiction avec les remarques faites précédemment. Le défi principal pour la technologie des STT-RAMs est donc de rendre possible simultanément la rétention des données ainsi que la réduction du courant d'écriture et donc la taille du point mémoire. Dans ce cadre, deux possibilités peuvent être envisagées :

a. Jonctions tunnel magnétiques à aimantation hors du plan

Cette technologie consiste à développer des structures où la position à l'équilibre de l'aimantation est orthogonale au plan des couches. Il est certes plus délicat d'atteindre cet objectif, principalement parce que les empilements qui le permettent ont une structure bien plus complexe. Pour ce type de jonctions, la densité de courant d'écriture prend la forme suivante :

$$j_c^\perp = \frac{2e}{\hbar} \frac{\alpha t_S}{\eta} (2K_{eff}) \quad (\text{I.42})$$

où K_{eff} est une constante d'anisotropie effective prenant en compte l'ensemble des sources d'anisotropie exercées sur la couche de stockage. Cette formule montre qu'il n'y a plus la pénalité à « payer » pour vaincre de champ démagnétisant comme dans le cas des jonctions aimantées dans le plan. On peut donc s'attendre à des densités de courant d'écriture plus faibles. Reste néanmoins à obtenir simultanément une forte rétention (forte anisotropie) ainsi qu'une faible consommation (faible amortissement). Penchons-nous alors brièvement sur la réalisation technique de ces empilements. Il a été montré que les multicouches Co/Pd (ou Co/Pt) [15], [25], [70] présentent une anisotropie perpendiculaire importante. Cela a donc permis de développer des électrodes dans les JTMs à aimantation perpendiculaire [76], [73], [26], [45], [67]. Toutefois, ce qui permet d'obtenir cette forte anisotropie est aussi ce qui va impliquer une valeur forte de l'amortissement α ,

14. où H_K est le champ d'anisotropie, k_B la constante de Boltzmann, T la température et A la section de la JTM.

le couplage spin-orbite dans les métaux lourds (Pd, Pt,...) [61]. Il n'est donc pas possible d'utiliser cette structure multicouches pour la couche de stockage. L'alliage CoFeB pour la couche de stockage sera donc conservé pour sa faible aimantation à saturation ainsi que son faible amortissement. Le problème de la faible anisotropie qui en résulte sera résolu grâce à l'interface CoFeB / MgO qui favorise fortement une anisotropie perpendiculaire [108]. Ce phénomène étant strictement interfacial, l'anisotropie dans le volume ne sera pas affectée, ce qui ne pénalisera donc pas la densité de courant d'écriture. Il est ainsi possible pour ces structures à aimantation perpendiculaire d'obtenir à la fois une excellente rétention, grâce à une forte anisotropie interfaciale, ainsi que des courants d'écriture faibles diminuant la consommation électrique du dispositif et facilitant la réduction de sa taille.

b. Jonctions tunnel magnétiques à double barrière

Les jonctions tunnel magnétiques à barrière unique et à aimantation planaire ne pourront s'imposer que très difficilement pour être intégrées dans des structures de type RAM. La raison en est qu'il est extrêmement délicat d'avoir simultanément une bonne rétention ainsi que des courants d'écriture faibles (et donc une forte densité). Une réponse, au moins partielle, à cette problématique peut être apportée par les jonctions tunnel magnétiques à double barrière qui font l'objet de cette thèse. Dans ce type de structures, la couche de stockage est intercalée entre deux barrières tunnel. Les électrodes sont toujours magnétiques et ont des compositions identiques à celles utilisées dans les JTMs à barrière unique. Toutefois, les électrodes ne contiennent aucune information, et grâce à l'orientation respective de leurs aimantations, on peut choisir l'intensité du couple de transfert de spin exercé sur l'aimantation de la couche de stockage. Lorsque les aimantations des électrodes seront orientées antiparallèlement (voir fig. I.28(a)), on s'attend à ce que le couple de transfert de spin soit maximal puisque les contributions de chacune des deux barrières sont sommées. La densité de courant d'écriture pourrait donc être fortement diminuée en comparaison d'une JTMs à barrière unique [22], [30]. Par ailleurs, si les aimantations des électrodes sont orientées parallèlement (voir fig. I.28(b)), alors les contributions de chacune des deux barrières au couple total de transfert de spin sont retranchées. Ainsi, il sera possible d'appliquer des tensions fortes ($\approx 0.5V$ et même au-delà) aux bornes de la JTM sans affecter l'état contenu dans la couche de stockage. Cela est très intéressant pour les phases de lecture où l'on était jusqu'alors limité par les tensions de lecture qui pouvaient occasionner des écritures non souhaitées. Les vitesses de lecture dans ce genre de structures seraient donc bien plus importantes.

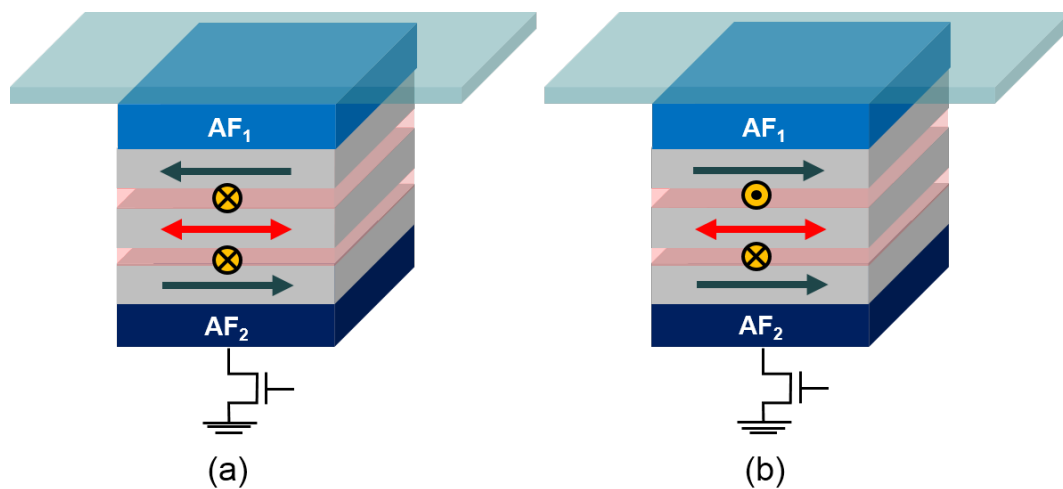


Figure I.28 – Avantages escomptés des jonctions tunnel magnétiques à double barrière pour applications STT-RAMs. (a) Les électrodes ont leurs aimantations antiparallèles, l'amplitude du couple (représenté par le vecteur hors du plan de la feuille) exercé sur l'aimantation de la couche de stockage est maximal. Les densités de courants d'écriture dans cette configuration seront très faibles. (b) Les électrodes ont leurs aimantations parallèles, l'amplitude du couple exercé sur l'aimantation de la couche de stockage est quasi-nulle. Dans cette configuration, on peut lire l'état de la couche de stockage à forte tension et donc augmenter les vitesses de lecture.

Chapitre II

Transport longitudinal dans les jonctions tunnel magnétiques à double barrière

Sommaire

II.1 Position du problème	55
II.2 Modèle pour structures à barrière unique	57
II.2.1 Principe	57
II.2.2 Jonctions tunnel magnétiques à barrière unique	57
II.2.3 Mesures	63
II.3 Jonctions tunnel magnétiques à double barrière [20]	64
II.3.1 Mise en place du problème	65
II.3.2 Premier niveau de description	65
II.3.3 Modèle local de transport diffusif longitudinal	68
II.3.4 Validation de la solution analytique	73
II.3.5 Indice de confiance sur la précision des résultats	80

II.1 Position du problème

Avant de se lancer dans l'étude d'un problème quelconque il est nécessaire de réunir l'ensemble des informations accessibles sur le système que l'on va étudier. Dans le cas des empilements magnétiques, la première phase de l'élaboration d'un échantillon est le dépôt. Nous avons utilisé pour nos échantillons la technique de pulvérisation cathodique magnétron (voir le chapitre III). Une fois cette phase réalisée, il est déjà possible d'avoir un grand nombre d'informations sur le système. Des mesures magnétiques par vibrations de l'échantillon (VSM) permettent par exemple d'accéder aux champs d'échange d'éventuelles couches piégées, aux champs coercitifs et donc à l'anisotropie des couches ainsi qu'à

leurs différents moments magnétiques. Ces mesures sont très intéressantes dans la mesure où elles permettent de valider ou non un processus de dépôt. Cependant, dans le cadre des jonctions tunnel, elles ne fournissent aucune information sur la barrière puisqu'elles ne font intervenir aucun transport électrique dans la structure. Pour caractériser une barrière tunnel, il est commode de connaître deux paramètres : le produit résistance surface (RA usuellement exprimé en $\Omega\mu m^2$) et le taux de magnétorésistance tunnel associé à la barrière. La première technique à laquelle on peut penser serait de mesurer la résistance d'un pilier de dimension latérale connue, dans les deux configurations magnétiques accessibles (parallèle ou antiparallèle) pour en extraire directement les deux paramètres mentionnés. Cette technique est fiable dans la mesure où elle donne en temps réel et localement (*ie* sur la jonction mesurée) les bonnes valeurs des paramètres recherchés. Elle reflète les éventuelles petites variations de ces valeurs dues au process (altération de l'état de la barrière par exemple). Cependant la précision n'est pas nécessairement excellente : en effet, la dimension réelle des jonctions peut être légèrement différente de sa valeur nominale (à cause par exemple de surgravures non quantifiées). De plus, la technique ne révèle la qualité de la barrière qu'à la fin d'un long et coûteux processus de nanostructuration en salle blanche. On ne peut donc valider un processus de dépôt contenant des barrières tunnel qu'une fois l'empilement processé.

En 2003, D. Worledge a proposé une technique [105] s'abstenant de toutes ces difficultés, *ie* sans avoir à faire passer un empilement par la phase de nanostructuration. Il a imaginé la possibilité de mesurer le transport électrique dans un empilement en mettant quatre pointes en contact directement à la surface du wafer. Ce type de géométrie des contacts implique un transport dit longitudinal des électrons qui voyagent alors dans le plan des couches déposées. La qualité électrique de la barrière est déterminée grâce au comportement de la résistance de l'empilement pleine plaque en fonction de l'écartement entre les pointes de mesure. Ces travaux ont obtenu une grande reconnaissance et ont donné lieu à la mise en place d'un instrument de mesure industriel développé par la compagnie *Capres* (voir fig.II.1). Depuis lors, cet instrument de mesure équipe un bon nombre de plateformes de caractérisation et est devenu un outil essentiel pour valider la qualité d'une barrière tunnel avant nanostructuration. Il est particulièrement utilisé dans le cadre du développement de jonctions tunnel magnétiques en vue d'applications pour les mémoires à accès aléatoire car il est devenu très intéressant de pouvoir caractériser une barrière tunnel avant son passage long et coûteux en salle blanche et ainsi valider le processus de dépôt.

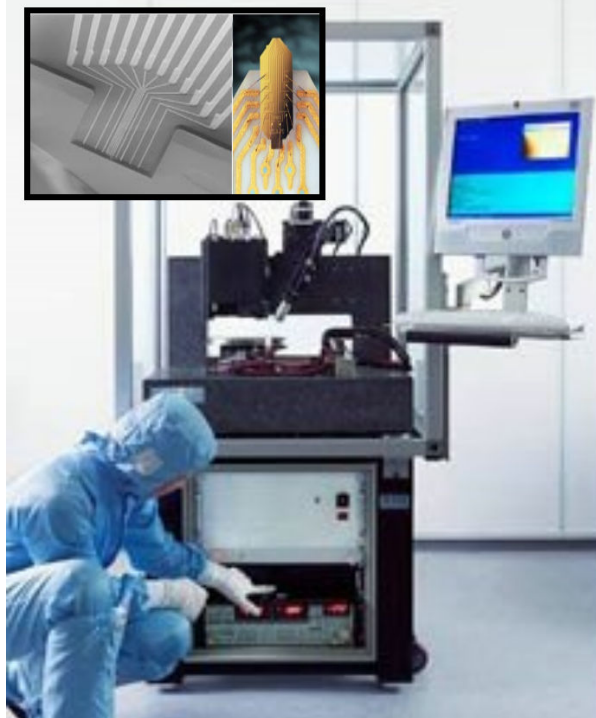


Figure II.1 – Appareil commercial de mesures pleine plaque développé par la société Capres. En encart, pointes permettant le contact électrique à la surface du wafer

II.2 Modèle pour structures à barrière unique

II.2.1 Principe

L'idée est plutôt simple : on utilise quatre pointes, deux pour injecter et extraire le courant électrique et deux pointes entre les deux premières pour mesurer la différence de potentiel (voir fig. II.2). Pour une structure multicouche, à mesure que l'écartement entre les pointes va grandir, le courant va sonder les couches plus éloignées de la surface de mesure (fig. II.2(a)). On peut donc mesurer la résistance par carré de chacune des couches constituant la structure en faisant varier l'écartement entre les pointes. Par ailleurs, dans une jonction tunnel magnétique, ce phénomène peut être mis à profit dans la mesure où l'on pourra mesurer la résistance de l'empilement lorsque les aimantations autour de la barrière tunnel seront parallèles et lorsqu'elles seront antiparallèles (fig. II.3(b) et (c)). Ainsi, on peut remonter à des informations cruciales sur la barrière tunnel, son produit résistance \times surface (RA) ainsi que son taux de magnétorésistance tunnel (TMR).

II.2.2 Jonctions tunnel magnétiques à barrière unique

La structure étudiée est la suivante : deux couches ferromagnétiques (en gris sur les figures II.3(b) et (c)) prennent en sandwich une barrière tunnel dont on cherche à connaître les principaux paramètres électriques (RA et TMR), en rouge sur la figure II.3(b) et (c). L'indice « T » fera référence à la couche ferromagnétique supérieure tandis que l'indice

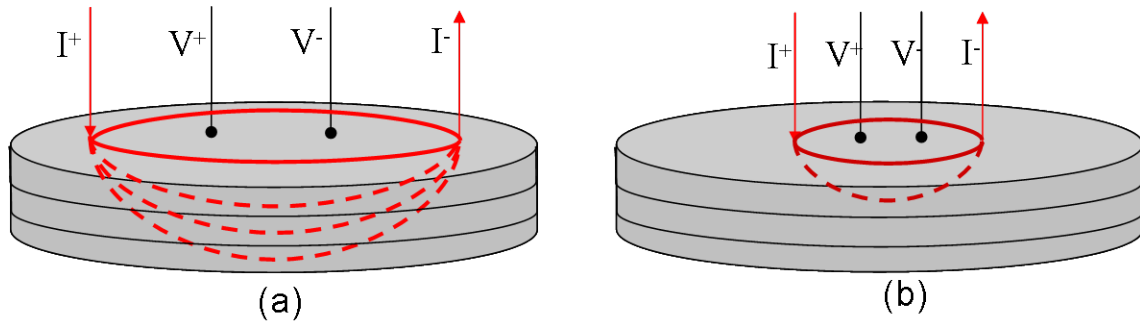


Figure II.2 – Principe de mesure des échantillons pleine plaque. (a) Pointes très écartées : le courant sonde l'ensemble des couches. (b) Pointes très resserrées : le courant ne circule que dans la couche supérieure.

« B » fera référence à la couche inférieure. L'objectif est de pouvoir calculer la résistance de l'empilement en fonction de l'écartement entre les pointes contactant la surface supérieure de l'échantillon. On va donc dans un premier temps chercher à calculer le champ électrique E_T dans la couche supérieure. Par intégration, nous remonterons ensuite à l'expression du potentiel électrique aux points d'intérêt de la surface, *ie* les points de contact des pointes de mesure. Dans cette partie nous ne détaillerons pas l'élaboration du modèle puisque cela sera fait dans une prochaine partie concernant les structures à double barrière. Précisons toutefois les hypothèses du problème :

- le point d'injection sera considéré comme l'origine d'un repère cylindrique
- le système sera considéré comme bidimensionnel, avec une invariance par révolution autour de l'axe Oy .
- le problème sera traité en appliquant le théorème de superposition avec une source et un puits de courant.
- on considère le point M caractérisé par ses coordonnées (r, y) en lequel on cherche à calculer le champ électrique (voir fig.II.3(a)).
- dans les couches ferromagnétiques, on considérera qu'il n'y a pas de chute de potentiel dans la direction Oy ce qui implique que les champs électriques ne présenteront pas de dépendance en y . Autrement dit, on suppose que pour le courant circulant verticalement, les couches métalliques présentent une résistance négligeable comparée à celle de la barrière tunnel. Cela se traduit par la condition suivante $R_i t_i^2 \ll RA$ où R_i est la résistance par carré¹ de la couche i et t_i son épaisseur, avec $i = T$ ou B .
- a contrario, la barrière tunnel n'apportera une contribution à la chute de potentiel que dans la direction Oy
- les couches métalliques sont suffisamment épaisses (leurs épaisseurs t_i sont grandes devant le libre parcours moyen des électrons dans le métal considéré) pour que le

1. La résistance par carré est la résistance d'un carré de couche mince et vaut $R_{\square} = \frac{\rho}{t}$ où ρ est la résistivité du matériau considéré et t son épaisseur

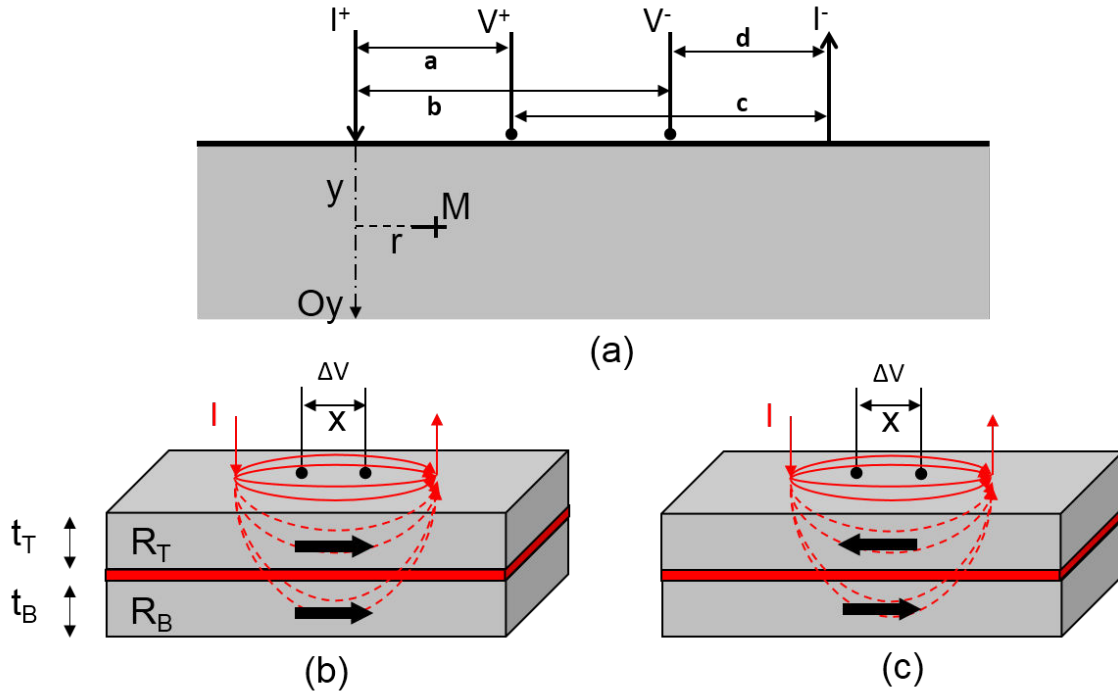


Figure II.3 – (a) : Schéma des points d'injection, extraction et mesure de tension équidistants d'une distance x ; (b) et (c) : Principe de mesure en configuration parallèle et antiparallèle des aimantations autour de la barrière tunnel (en rouge)

transport y soit diffusif.

La figure II.2 explique comment le courant électrique sonde l'épaisseur de l'empilement en fonction de l'écartement entre les points. Ce phénomène est toujours valable dans les jonctions tunnel magnétiques. On comprend donc assez facilement qu'une échelle de longueur va intervenir pour distinguer le régime où les électrons vont rester dans la couche ferromagnétique supérieure de celui où ils auront franchi la barrière tunnel. On doit donc construire une grandeur, ayant la dimension d'une longueur, qui va comparer la résistance perçue par le courant électrique lorsqu'il voyage dans les couches ferromagnétiques à celle rencontrée lors du franchissement de la barrière tunnel. Imaginons dans l'empilement un carré de côté L et une longueur λ fictive qui délimiterait ces deux régimes (fig.II.4). R_T et R_B étant les deux résistances par carré² des couches au dessus et en dessous de la barrière respectivement, nous devons donc comparer la résistance série des couches magnétiques $(R_T + R_B) \times \frac{\lambda}{L}$ à la résistance imposée par la barrière $\frac{RA}{\lambda L}$. On voit donc apparaître naturellement l'expression de l'échelle de longueur λ donnée par :

$$\lambda = \sqrt{\frac{RA}{R_T + R_B}} \quad (\text{II.1})$$

2. La résistance par carré d'une couche métallique est la résistance longitudinale d'un carré de surface L^2 et d'épaisseur t : $R_{\square} = \rho \frac{L}{tL} = \frac{\rho}{t}$, avec ρ la résistivité du métal.

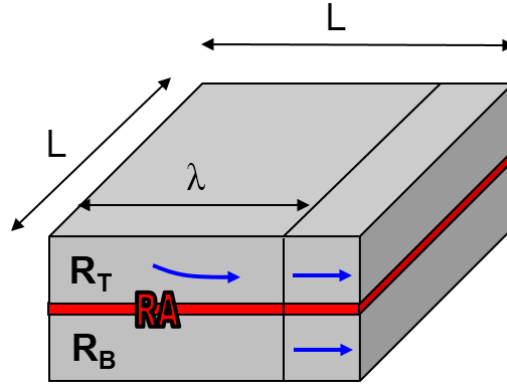


Figure II.4 – Définition de l'échelle de longueur λ : elle contrôle la distance nécessaire aux électrons pour franchir la barrière tunnel.

On peut donc facilement interpréter λ comme étant la longueur nécessaire aux électrons pour franchir la barrière tunnel.

Avant d'établir un modèle exact décrivant le transport longitudinal dans les jonctions tunnel magnétiques, D. Worledge a souhaité en avoir déjà une vision intuitive à l'aide d'une modélisation simple basée sur un réseau de résistors (voir fig.II.5). Ce modèle fait l'approximation grossière que les contacts d'injection, extraction et de mesure sont de largeur L et espacés d'une distance x (fig.II.5(a)). L'empilement est ensuite modélisé grâce à quatre résistors, deux horizontaux pour décrire le transport dans les couches ferromagnétiques et deux verticaux pour décrire le transport au travers de la barrière tunnel. Les deux contacts centraux utilisés pour la mesure de la différence de potentiel délimitent une zone de surface $x \times L$. La résistance imposée par la barrière tunnel pour des électrons qui ne la verraient qu'une seule fois serait de $\frac{RA}{xL}$. Cependant dans le cadre du transport longitudinal, les électrons traversent une première fois la barrière, sondent la couche ferromagnétique inférieure et traversent une nouvelle fois la barrière pour rejoindre les contacts. Ceci a pour conséquence que la surface vue par les électrons, dans le cadre de cette géométrie longitudinale du transport est $\frac{xL}{2}$. Les deux résistors modélisant la résistance perçue par le courant électrique lors de chacune des traversées de la barrière auront donc pour valeur $\frac{RA}{\frac{xL}{2}}$. Par ailleurs, entre les deux contacts centraux, le courant électrique circulant dans une couche ferromagnétique voyage sur une longueur x à travers une section $t \times L$. La résistance perçue dans une telle couche sera alors $R = \frac{\rho x}{tL} = R_{\square} \frac{x}{L}$, ce qui nous permet de finaliser la description de la structure via ce réseau de résistors (fig.II.5(b)) dont on peut facilement calculer la résistance :

$$R(x) = \frac{x}{L} \frac{R_T R_B}{R_T + R_B} \left(1 + 4 \frac{R_T}{R_B} \frac{1}{4 + \frac{x^2}{\lambda^2}} \right) \quad (\text{II.2})$$

Ce premier modèle, très simple, permet d'avoir une première compréhension du transport longitudinal dans cette structure et de voir quels sont les paramètres importants du

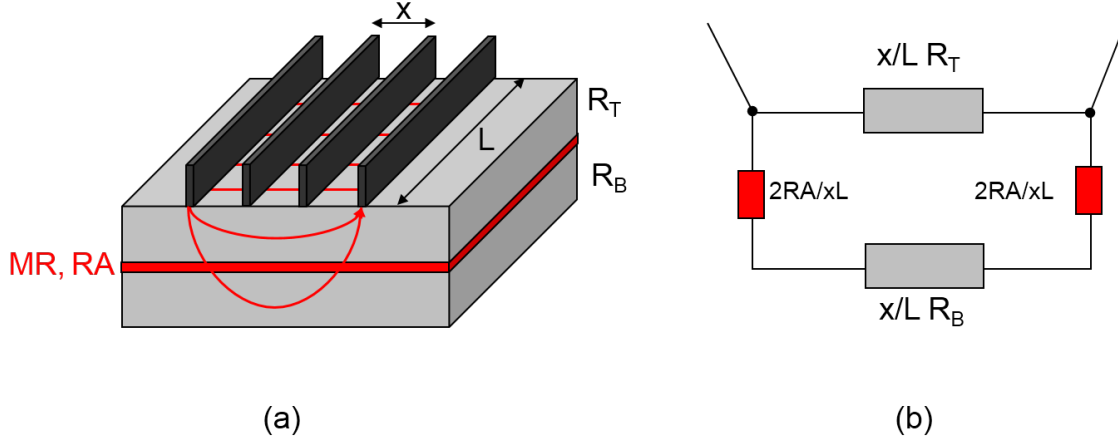


Figure II.5 – Modélisation du transport longitudinal grâce à un réseau de résistors

problème. En particulier, on retrouve la longueur caractéristique λ que nous avons introduite plus haut. On remarque aussi que le préfacteur $\frac{R_T R_B}{R_T + R_B}$ correspond à la résistance des deux résistors R_T et R_B en parallèle. Néanmoins, il est très éloigné de la réalité dans le sens où l'instrument de mesure *Capres* utilise quatre contacts ponctuels (et non plus rectilignes) dont on peut faire varier l'espacement³ x . Il est donc nécessaire de raffiner la description faite jusque là en tenant compte de cette nouvelle géométrie. Les figures II.6(a) et (b) montrent notamment que le modèle exact s'éloigne significativement du modèle de résistors, qui préserve toutefois qualitativement l'allure des courbes. Le modèle exact nécessite de calculer la résistance vue par les électrodes centrales en fonction de x . En appliquant les lois de la conservation du courant électrique localement on montre que le champ électrique dans la couche supérieure est régi par l'équation différentielle [105]⁴ :

$$\frac{\partial^2 E_T}{\partial z^2} + \frac{1}{z} \frac{\partial E_T}{\partial z} - \left[1 + \frac{1}{z^2} \right] E_T + \frac{\delta}{z} = 0 \quad (\text{II.3})$$

où on a appelé :

$$z = \frac{r}{\lambda} \quad (\text{II.4})$$

$$\delta = \frac{R_T R_B}{R_T + R_B} \frac{I}{2\pi \lambda}$$

La solution générale de l'équation II.3 est : $E_T(z) = AK_1(z) + BI_1(z) + \frac{\delta}{z}$ où A et B sont des constantes d'intégration. K_1 est la fonction de Bessel d'ordre 1 et de seconde espèce tandis que I_1 est la fonction de Bessel d'ordre 1 et de première espèce. Utilisons les conditions aux limites pour déterminer A et B. Puisque $\lim_{r \rightarrow \infty} E_T(r) = 0$ et $\lim_{r \rightarrow \infty} I_1(r) = +\infty$, $B = 0$. Reste à déterminer A. Si l'on applique la conservation du courant électrique au point d'injection dans un cylindre de rayon r et de hauteur t_T , alors

3. On verra dans la section dédiée aux mesures expérimentales comment varie cet écartement et notamment qu'il n'est pas nécessaire que les pointes soient équidistantes.

4. La démarche qui permet d'établir l'équation différentielle sera détaillée dans la section dédiée à la double barrière.

on montre que :

$$z^2 \frac{\partial E_T}{\partial z} - zE_T + \frac{R_T I}{\pi \lambda} = 0 \quad (\text{II.5})$$

En injectant la nouvelle expression du champ électrique $E_T(z) = AK_1(z) + \frac{\delta}{z}$ dans [II.5](#), on trouve que $A = \delta \frac{R_T}{R_B}$.

Nous avons désormais l'expression complète du champ électrique dans la couche ferromagnétique supérieure. Par intégration, on obtient l'expression du potentiel en fonction de l'espacement entre les pointes. Il faut toutefois prendre garde à effectuer correctement cette intégration en tenant compte du fait que le problème considéré fait intervenir une source de courant électrique I^+ ainsi qu'un puits de courant électrique I^- .

Ainsi la différence de potentiel créée par la source de courant I^+ entre l'injection et V^+ vaut :

$$V^+ - V^0|_+ = -\lambda \int_0^{z_a} E_T(z) dz \quad (\text{II.6})$$

et celle créée par la source de courant I^+ entre l'injection et V^- vaut :

$$V^- - V^0|_+ = -\lambda \int_0^{z_b} E_T(z) dz \quad (\text{II.7})$$

On obtient ensuite la différence de potentiel $V^+ - V^-|_+$ créée par la source I^+ en faisant la différence entre [II.6](#) et [II.7](#). Un calcul identique, sous réserve de faire les transformations $I \rightarrow -I$ et $z \rightarrow -z$ nous donne la différence de potentiel $V^+ - V^-|_-$ créée par le puits I^- . Au final on aura $V^+ - V^-|_{tot} = V^+ - V^-|_+ + V^+ - V^-|_-$. Il nous suffira ensuite de diviser par le courant pour obtenir la résistance.

$$R = \frac{R_T R_B}{2\pi(R_T + R_B)} \left[\frac{R_T}{R_B} \left(K_0 \left(\frac{a}{\lambda} \right) + K_0 \left(\frac{d}{\lambda} \right) - K_0 \left(\frac{c}{\lambda} \right) - K_0 \left(\frac{b}{\lambda} \right) \right) + \ln \left(\frac{bc}{ad} \right) \right] \quad (\text{II.8})$$

où a, b, c et d sont définis dans la figure [II.3](#), ce qui permet de calculer la résistance pour des contacts non nécessairement équidistants. K_0 est la fonction de Bessel modifiée d'ordre 0 de seconde espèce.

La résistance par carré sera obtenue par une transformation conforme du plan [\[102\]](#) : $R_{\square} = \frac{\pi}{\ln(2)} R$. L'équation [II.8](#) contient les effets magnétorésistifs de la structure. En effet, la résistance obtenue est une fonction de λ , elle-même fonction de RA . C'est grâce à ce paramètre que l'on pourra décrire la configuration magnétique de l'empilement : il prendra la valeur RA lorsque les aimantations des couches ferromagnétiques autour de la barrière tunnel seront parallèles (P) et la valeur $RA(1 + MR)$ lorsqu'elles seront orientées antiparallèlement (AP). On peut ainsi définir la magnétorésistance longitudinale

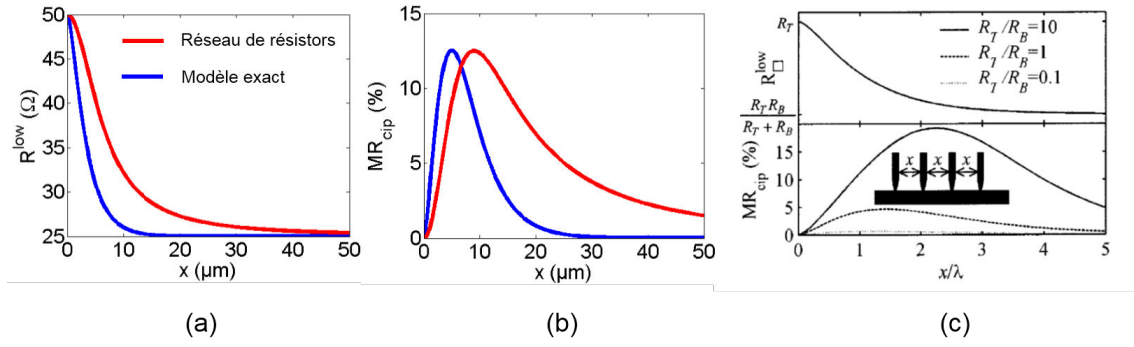


Figure II.6 – (a) Comparaison des simulations de résistance par carré entre le modèle exact (bleu) et le modèle du réseau de résistors (rouge). (b) La même comparaison pour la magnétorésistance longitudinale MR_{cip} pour les paramètres suivants : $RA = 1000\Omega\mu\text{m}^2$, $MR = 100\%$, $R_T = R_B = 50\Omega/\square$. (c) Simulations extraites de [105] (en haut, résistance en configuration parallèle ; en bas, magnétorésistance longitudinale) du modèle de D. Worledge pour différents rapports $\frac{R_T}{R_B}$ en fonction de l'écartement entre les pointes normalisé par l'échelle de longueur λ .

$MR_{\text{cip}}^{\text{modele}} = 100 \frac{R^{\text{AP}} - R^{\text{P}}}{R^{\text{P}}} \%$ ⁵ où R^{P} sera calculée à partir de la formule II.8 en affectant la valeur RA au produit résistance \times surface et R^{AP} en lui affectant la valeur $RA(1 + MR)$. La figure II.6(c) représente les simulations obtenues (de résistance par carré en haut et de magnétorésistance longitudinale en bas) à partir du modèle exact. On voit sur cette même figure l'importance du rapport $\frac{R_T}{R_B}$ pour avoir un signal mesurable de magnétorésistance longitudinale MR_{cip} : plus R_B sera faible comparé à R_T , plus le signal de magnétorésistance sera important. On le comprend assez aisément en se figurant qu'une faible résistance de la couche ferromagnétique inférieure comparée à celle de la couche supérieure va favoriser la circulation du courant vers le bas de la structure magnétique. Le courant électrique a donc plus de chances de traverser la barrière tunnel et « verra » les effets magnétorésistifs de manière plus sensible.

II.2.3 Mesures

L'instrument *Capres* est capable de générer un champ magnétique et donc de disposer l'empilement dans sa configuration parallèle ou antiparallèle. Ainsi, les mesures en configuration basse résistance (« R^{low} ») peuvent être ajustées avec la formule R^{P} de l'équation II.8. En changeant l'orientation du champ magnétique on peut disposer l'empilement dans sa configuration antiparallèle, de haute résistance, R^{high} . Les mesures de magnétorésistance longitudinale $MR_{\text{cip}}^{\text{Capres}} = 100 \frac{R^{\text{high}} - R^{\text{low}}}{R^{\text{low}}} \%$ seront quant à elles ajustées à la formule $MR_{\text{cip}}^{\text{modele}} = 100 \frac{R^{\text{AP}} - R^{\text{P}}}{R^{\text{P}}} \%$ obtenue à partir de II.8. Sur la figure II.7(a), on voit un remarquable accord entre le modèle et les mesures. Afin de vérifier la fiabilité du modèle, l'équipe de Worledge a parallèlement nanostructuré des piliers et mesuré le produit résis-

5. « *cip* » pour « current-in-plane »

tance \times surface et le taux de magnétorésistance tunnel de jonctions à barrière d'alumine. La figure II.7(b) compare les mesures de transport longitudinal avec celles réalisées sur piliers. On remarque une bonne correspondance, ce qui permet de valider le processus de détermination de RA et TMR par des mesures de transport longitudinal. La légère différence entre les mesures sur piliers (qui présentent une magnétorésistance un peu plus élevée) et l'ajustement du modèle CIP tient sans doute au fait que les piliers, de taille submicroniques, ont de bien plus faibles risques de contenir des pinholes que les plaques macroscopiques mesurées au *Capres*, qui peuvent donc éventuellement perdre un peu de TMR . Enfin, on voit sur la figure II.7(a) que l'abscisse fait référence à un écartement moyen entre les pointes. Cela est dû au fait que le *Capres* possède trois cartes à pointes comportant chacune d'elles douze contacts non uniformément espacés. Pour faire une mesure, on en choisit quatre parmi les douze. L'ajustement permettant d'extraire RA et TMR de la barrière est effectué en utilisant la formule exacte II.8 puis le point est placé sur le graphe en une abscisse moyenne x . Avec plusieurs choix successifs de contacts, on est alors capable de faire varier l'écartement moyen et de décrire l'ensemble de la cloche de MR_{cip} . Parmi les trois cartes à pointes, les écartements accessibles sont :

- 1.5 à 8.3 μm (M12P_004)
- 1.5 à 18.3 μm (M12P_007)
- 3.0 à 59.0 μm (M12P_005)

Le choix de la carte va dépendre des caractéristiques de l'échantillon. En effet, on peut remarquer que la position du maximum de MR_{cip} est toujours de l'ordre de la longueur λ . Or pour avoir un ajustement fiable, il est nécessaire de mesurer à des écartements tels que l'ensemble de la cloche de MR_{cip} puisse être sondé. Ainsi pour des échantillons pour lesquels le rapport $\frac{RA}{R_T+R_B}$ sera petit (donc le maximum de MR_{cip} apparaîtra pour des valeurs petites de l'écartement moyen), on choisira les pointes M12P_004. A contrario si le rapport $\frac{RA}{R_T+R_B}$ est grand, on choisira plutôt les pointes M12P_005.

II.3 Jonctions tunnel magnétiques à double barrière [20]

Tout comme pour les jonctions tunnel magnétiques à simple barrière, il serait très avantageux d'être capable de connaître les valeurs des produits résistance \times surface et les taux de magnétorésistance dans les structures à double barrière avant les étapes de nanofabrication. On serait alors en mesure de valider complètement le processus de dépôt, magnétiquement d'abord par des mesures *VSM* et électriquement ensuite par des mesures *Capres*.

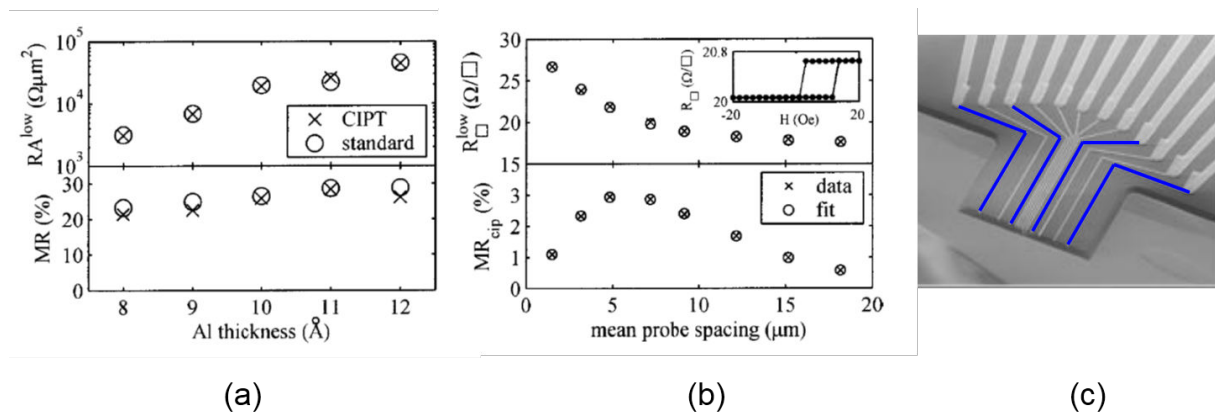


Figure II.7 – (a) Ajustement du modèle de D. Worledge aux mesures *Capres*. En encart, un cycle de résistance en fonction du champ appliqué. (b) Validation de la fiabilité du modèle : les croix sont obtenues par l’ajustement du modèle *CIP* tandis que les cercles sont obtenus par des mesures sur des jonctions submicroniques nanostructurées. (c) Exemple de choix de 4 contacts parmi les douze accessibles pour réaliser une mesure. D’après [Worledge].

II.3.1 Mise en place du problème

Décrivons dans un premier temps la structure. Elle est constituée de trois couches ferromagnétiques (en gris, voir fig.II.8) et de deux barrières tunnel (en rouge, voir fig.II.8).

- les couches ferromagnétiques seront caractérisées par leurs résistances par carré R_i . On indicera la couche supérieure par « T », « M » et « B », pour les couches centrale et inférieure respectivement.
- les barrières tunnel sont caractérisées par leurs produits résistance \times surface RA_j et leurs magnétorésistances tunnel MR_j , indicés « 1 » pour la barrière supérieure et « 2 » pour la barrière inférieure. On remarquera que le modèle présenté dans la partie précédente ne fait jamais référence à la physique détaillée du transport dans la barrière. On adoptera le même degré de description ici. Ainsi le modèle est valable pour n’importe quel type d’espaceur.

Dans ce chapitre, nous adopterons deux niveaux de description du phénomène de transport longitudinal dans les jonctions tunnel magnétiques à doubles barrières. Le premier niveau nous servira à fournir l’intuition nécessaire à la compréhension du phénomène et le second fournira des résultats plus rigoureux.

II.3.2 Premier niveau de description

Comme pour la section précédente, regardons dans un premier temps une structure à double barrière mesurée à l’aide de quatre contacts de forme rectangulaire (fig.II.8(a)). Ils injectent (et mesurent) le courant sur une largeur L dans l’échantillon et sont chacun espacés l’un de l’autre d’une distance x . On peut comme précédemment modéliser le système avec un réseau de résistors et calculer sa résistance équivalente. Les résistors

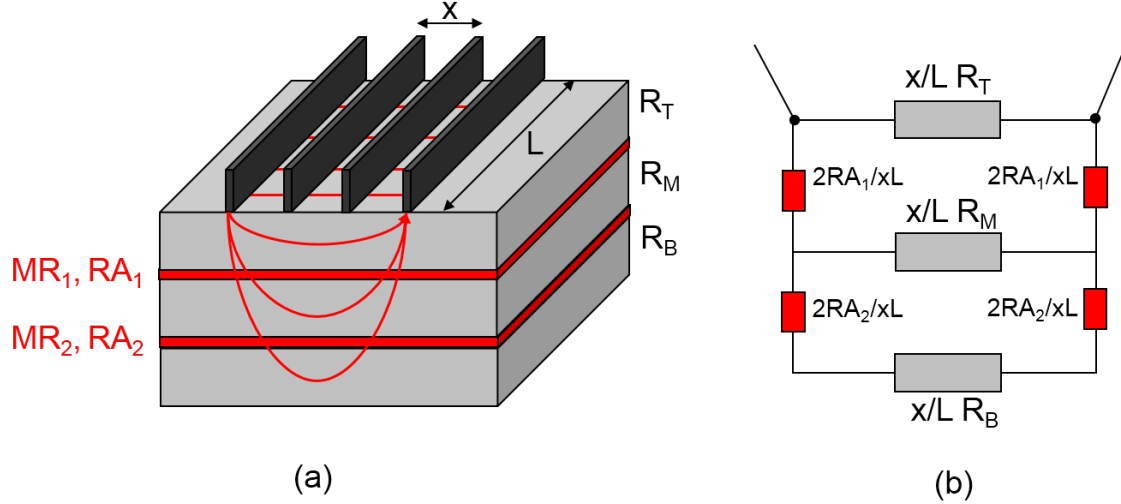


Figure II.8 – Modélisation de la jonction tunnel magnétique avec un réseau de résistors pour des contacts de mesures s'étendant sur une largeur L

décrivant le transport au travers des barrières tunnel auront pour valeurs $\frac{2RA_j}{xL}$ ($j = 1$ ou 2) et ceux décrivant le transport dans le plan des couches ferromagnétiques vaudront $\frac{x}{L}R_i$ avec $i = T, M$ ou B . Par ailleurs, dans la première partie de ce chapitre, une longueur caractéristique a été introduite : $\lambda = \sqrt{\frac{RA}{R_T+R_B}}$. Il semble donc naturel à ce stade d'introduire deux longueurs relatives à chacune des deux barrières : $\lambda_1 = \sqrt{\frac{RA_1}{R_T+R_M}}$ et $\lambda_2 = \sqrt{\frac{RA_2}{R_M+R_B}}$. Le réseau résultant est donc celui présenté en figure II.8(b). On peut facilement obtenir sa résistance équivalente :

$$R_{tot}(x) = \frac{x}{L} \frac{R_T R'(x)}{R_T + R'(x)} \left(1 + 4 \frac{R_T}{R'(x)} \frac{1}{4 + x^2 \frac{R_T + R'(x)}{RA_1}} \right) \quad (\text{II.9})$$

où $R'(x)$ est donné par l'expression :

$$R'(x) = \frac{x}{L} \frac{R_M R_B}{R_M + R_B} \left(1 + 4 \frac{R_M}{R_B} \frac{1}{4 + \frac{x^2}{\lambda_2^2}} \right) \quad (\text{II.10})$$

Il est intéressant de remarquer ici que l'expression de $R'(x)$ a exactement la forme de la résistance obtenue pour un réseau de résistors modélisant une jonction à simple barrière donné par la formule II.2.

Ainsi l'équation II.9 nous montre qu'une jonction tunnel magnétique à double barrière peut être vue comme l'imbrication d'une jonction à simple barrière dans une autre. Cela suggère que la modélisation du système à double barrière pourra être abordée comme une implémentation de celle du système à simple barrière. Ces expressions incluent les comportements magnétorésistifs des jonctions tunnel magnétiques. En effet, elles font

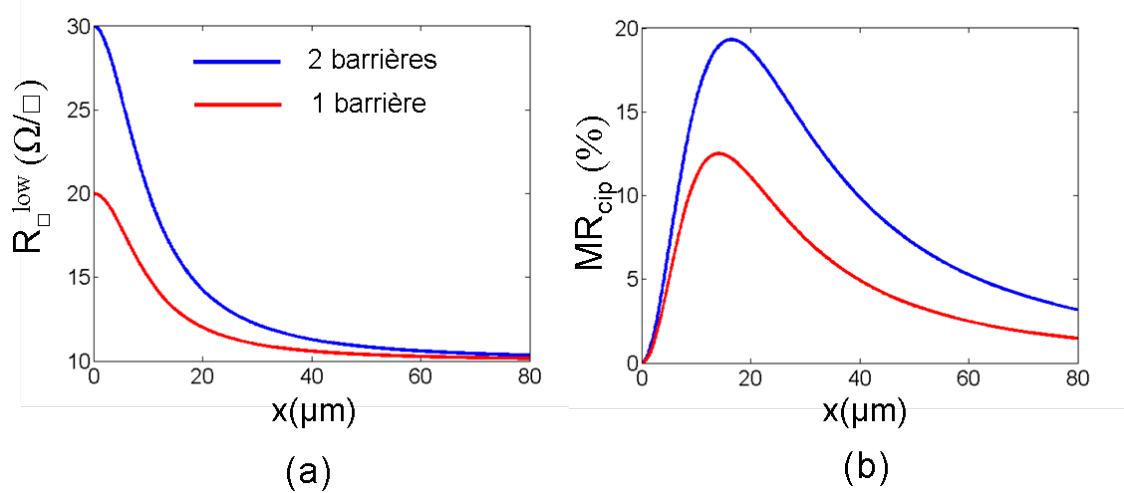


Figure II.9 – (a) Résistances par carré d’une structure à double barrière (bleu), obtenue avec la formule II.9 avec $R_T = R_M = R_B = 30 \Omega/\square$ et $RA_1 = RA_2 = 1000 \Omega \mu\text{m}^2$, $MR_1 = MR_2 = 100\%$ et d’une structure à barrière unique (rouge), obtenue avec la formule II.2 avec $R_T = R_B = 20 \Omega/\square$ et $RA = 2000 \Omega \mu\text{m}^2$, $MR = 100\%$. Pour la barrière unique, $\lambda_{RA(1+MR)} = 10 \mu\text{m}$. La largeur L vaut $500 \mu\text{m}$

intervenir les grandeurs λ , fonctions des produits résistance \times surface contenant eux-mêmes la dépendance aux effets magnétorésistifs.

Nous observons déjà sur la figure II.9(a) quelques informations qu’il sera nécessaire de retrouver dans le modèle plus élaboré :

- la résistance vue par le courant électrique lorsque $x = 0 \mu\text{m}$ ie lorsque les contacts sont extrêmement rapprochés correspond à la résistance de la couche ferromagnétique supérieure R_T .
- en revanche, lorsque x devient grand ($\gg \lambda$), la résistance prend la valeur donnée par les résistors en parallèle, c’est-à-dire $R_{T//B}$ pour le cas de la barrière unique et $R_{T//M//B}$ pour le cas de la double barrière.

Sur la figure II.9(b), nous remarquons que la magnétorésistance présente une forme en cloche avec la présence d’un maximum dont la position est proche de la valeur de λ (pour le cas de la barrière unique). Le cas de la double barrière faisant intervenir plusieurs échelles de longueur, il n’est pour le moment pas trivial de les relier aux comportements de la magnétorésistance ou de la résistance par carré. Remarquons seulement pour l’instant qu’en $x = 0$, il n’y a pas d’effet magnétorésistif puisque le courant ne circule que dans la couche supérieure. La magnétorésistance retourne vers des valeurs nulles pour des x grands puisque les électrons voyagent en parallèle dans les couches ferromagnétiques et ne subissent plus l’influence des barrières.

II.3.3 Modèle local de transport diffusif longitudinal

Le modèle issu du réseau de résistors développé dans la partie précédente nous a fourni un certain nombre d'indications sur la compréhension que nous devons avoir du système. Cependant, il est loin de la réalité, notamment parce qu'il utilise une géométrie inexacte des contacts. Dans la réalité, les pointes d'injection et de mesure doivent plutôt être considérées comme ponctuelles, ce qui impose une géométrie des lignes de courant différente de celle du cas des contacts rectangulaires. Toutefois, nous n'aurons pas besoin de prendre en compte un système tridimensionnel grâce aux symétries du problème.

Notations

Soient :

- $J_i(r)$ les densités de courant circulant dans le plan des couches ferromagnétiques (avec $i = T, M$ ou B)
- t_i les épaisseurs des couches ferromagnétiques (avec $i = T, M$ ou B)
- $J_Z^{(j)}(r)$ les densités de courant traversant les barrières tunnel (avec $j = 1$ ou 2)

II.3.3.1 Mise en équations : lois de conservation du courant

Pour tenir compte de la géométrie des contacts, il semble nécessaire de décrire de manière plus locale le comportement électrique de chacune des couches constituant l'échantillon, comme cela a été fait dans la section II.2.2. On va donc considérer dans cette section des éléments infinitésimaux des différentes couches auxquels on appliquera les lois de conservation du courant. Le but est ici d'obtenir une équation différentielle décrivant le transport électronique dans la structure.

Considérons tout d'abord un cylindre de rayon r sur toute la hauteur de l'échantillon centré autour de l'électrode qui injecte le courant. La conservation du courant dans ce cylindre impose que le courant I injecté par l'électrode à la surface de la couche supérieure est égal aux courants qui s'échappent par la surface latérale du cylindre dans les trois couches (voir fig. II.10(a)). On obtient ainsi :

$$I = 2\pi r. (J_T(r)t_T + J_M(r)t_M + J_B(r)t_B) \quad (\text{II.11})$$

Dans la couche supérieure, appliquons maintenant la conservation du courant dans la couronne de hauteur t_T et d'épaisseur dr (voir fig. II.10(b)). Le courant entrant latéralement dans la couronne est égal à celui en sortant latéralement ajouté à celui s'échappant

vers la première barrière tunnel. On a donc :

$$J_T(r)t_T.2\pi r = J_T(r+dr)t_T.2\pi(r+dr) + J_Z^{(1)}(r).2\pi r dr$$

Ce qui mène à :

$$J_Z^{(1)}(r) + t_T \frac{\partial J_T(r)}{\partial r} + \frac{1}{r} J_T(r)t_T = 0 \quad (\text{II.12})$$

Plaçons nous à présent autour de la première barrière tunnel. Compte tenu des hypothèses du modèle (les densités de courant \vec{J}_i sont contenues dans le plan des couches ferromagnétiques), la différence de potentiel dans la direction verticale est nulle à l'intérieur des couches ferromagnétiques. On peut alors se placer de part et d'autre de la barrière. La différence de potentiel entre les points 1 et 2 (voir fig.II.10(c)) donne :

$$\begin{aligned} V_1 - V_2 &= \rho \frac{dr}{t_T 2\pi r} J_T(r) 2\pi r t_T \\ &= R_T J_T(r) t_T dr \end{aligned} \quad (\text{II.13})$$

De la même manière, on peut calculer la différence de potentiel entre les points 3 et 4 (voir fig.II.10(c)) :

$$V_4 - V_3 = R_M J_M(r) t_M dr \quad (\text{II.14})$$

Dans la barrière tunnel, les différences de potentiel entre 1 et 4 et entre 2 et 3 sont directement données par :

$$V_1 - V_4 = J_Z^{(1)}(r) R A_1 \quad (\text{II.15})$$

$$V_2 - V_3 = J_Z^{(1)}(r+dr) R A_1 \quad (\text{II.16})$$

Enfin, en appliquant la loi des mailles dans la boucle 1,2,3,4, on obtient :

$$R_T J_T(r) t_T - R_M J_M(r) t_M + R A_1 \frac{\partial J_Z^{(1)}(r)}{\partial r} = 0 \quad (\text{II.17})$$

Un traitement identique autour de la deuxième barrière amène à l'équation II.18 :

$$R_M J_M(r) t_M - R_B J_B(r) t_B + R A_2 \frac{\partial J_Z^{(2)}(r)}{\partial r} = 0 \quad (\text{II.18})$$

On obtient une cinquième équation de conservation en considérant une couronne d'épaisseur dr dans la couche ferromagnétique centrale prise en "sandwich" entre les deux barrières tunnel (voir fig.II.10(d)). Le courant entrant, latéralement dans la couronne et verticalement par la barrière supérieure, est égal au courant sortant, latéralement de la

couronne et verticalement vers la seconde barrière, ce qui amène à :

$$J_Z^{(1)}(r).2\pi r dr + J_M(r)t_M.2\pi r - J_M(r+dr)t_M.2\pi(r+dr) - J_Z^{(2)}(r).2\pi r dr = 0$$

qui conduit à :

$$J_Z^{(2)}(r) - J_Z^{(1)}(r) + t_M \frac{\partial J_M(r)}{\partial r} + \frac{1}{r} J_M(r)t_M = 0 \quad (\text{II.19})$$

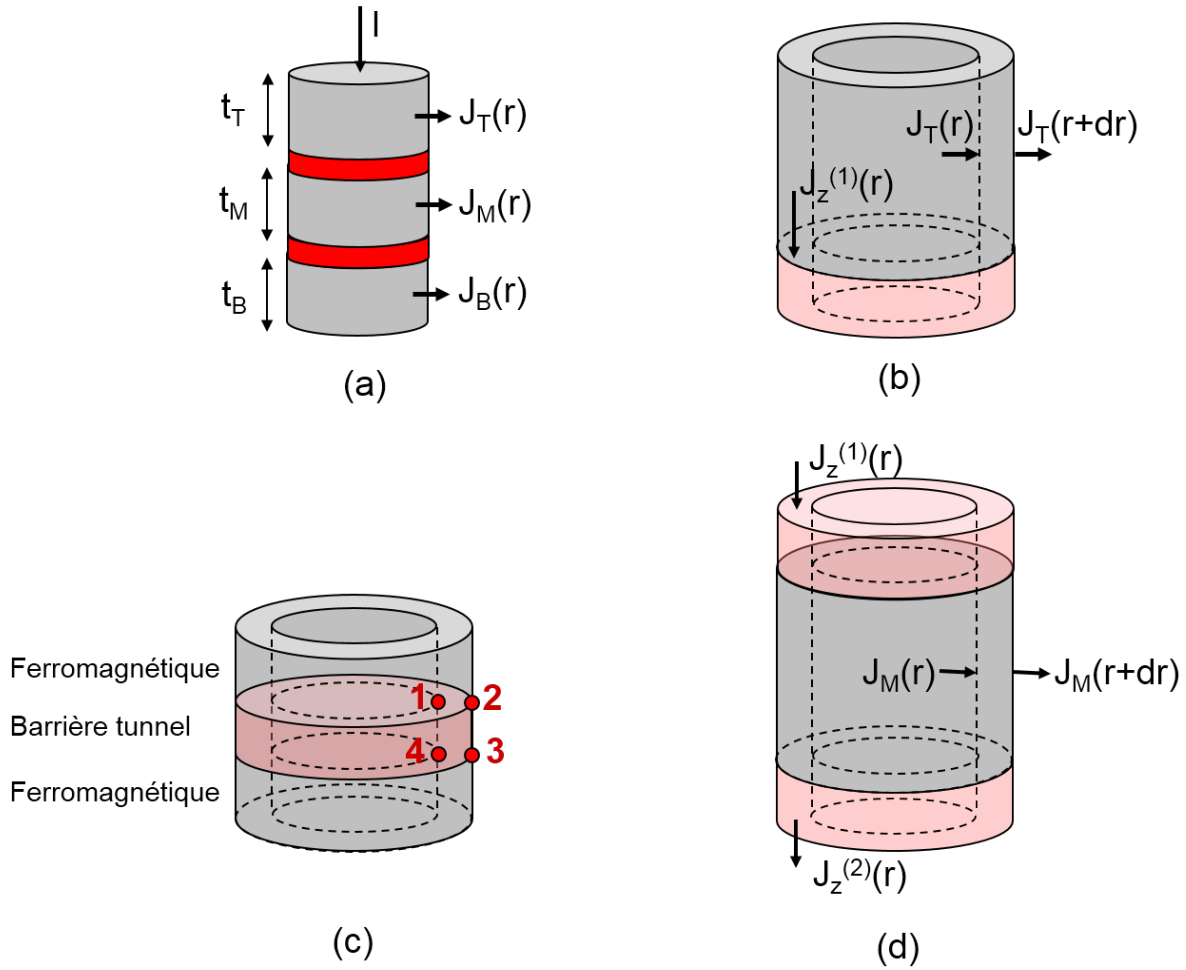


Figure II.10 – Eléments de volume infinitésimaux auxquels on a appliqué les lois de conservations du courant

II.3.3.2 Résolution

On remarquera tout d'abord que $t_T R_T J_T(r)$ a la dimension d'un champ électrique. On appellera donc $E_T(r)$ cette quantité. Il s'agit du champ d'intérêt dans la mesure où l'information que l'on collecte du système se fait grâce à des électrodes placées sur la couche supérieure. En combinant les équations II.11 à II.19, on trouve l'équation différentielle d'ordre quatre en $E_T(r)$ décrivant le transport dans la structure.

$$\begin{aligned} \frac{\partial^4 E_T(r)}{\partial r^4} + \frac{2}{r} \frac{\partial^3 E_T(r)}{\partial r^3} - \left(\frac{3}{r^2} + \frac{1}{\lambda^2} \right) \frac{\partial^2 E_T(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \left(\frac{3}{r^2} - \frac{1}{\lambda^2} \right) \frac{\partial E_T(r)}{\partial r} \\ + \left[\frac{1}{r^2} \left(-\frac{3}{r^2} + \frac{1}{\lambda^2} \right) + \frac{1}{\Lambda^4} \right] E_T = \frac{R_T R_M R_B}{R A_1 R A_2} \frac{I}{2\pi r} \end{aligned} \quad (\text{II.20})$$

où deux nouvelles échelles de longueur ont été introduites et ont pour expressions :

$$\frac{1}{\lambda^2} = \frac{1}{\lambda_1^2} + \frac{1}{\lambda_2^2} \quad (\text{II.21})$$

$$\Lambda^4 = \frac{R A_1 R A_2}{R_T R_M + R_M R_B + R_B R_T} \quad (\text{II.22})$$

Le modèle issu du réseau de résistors nous a permis de réaliser que la structure à doubles barrières pouvait être vue comme une imbrication d'une structure à simple barrière dans une autre. Nous allons adopter une stratégie s'inspirant de ce constat pour résoudre l'équation II.20. Il serait en effet commode de ramener l'intégration de cette équation différentielle d'ordre 4 à deux intégrations successives de deux équations différentielles d'ordre 2 ayant la même structure que l'équation II.3 régissant le transport dans une jonction à simple barrière. Posons donc :

$$\epsilon_T(r) = \frac{\partial^2 E_T(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_T(r)}{\partial r} - \left(\frac{1}{r^2} + \frac{1}{\lambda_{\pm}^2} \right) E_T(r) \quad (\text{II.23})$$

où λ_{\pm} est pour l'instant un paramètre non déterminé ayant la dimension d'une longueur.

Si maintenant on applique à $\epsilon_T(r)$ l'opérateur différentiel suivant :

$$\frac{\partial^2 X(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial X(r)}{\partial r} - \left(\frac{1}{r^2} + \frac{1}{\lambda_{\mp}^2} \right) X(r) \quad (\text{II.24})$$

alors on obtient exactement le membre de gauche de l'équation II.20 pourvu que λ_{\pm} prenne l'expression :

$$\lambda_{\pm} = \left[\frac{\Lambda^4}{2} \left(\frac{1}{\lambda^2} \pm \sqrt{\frac{1}{\lambda^4} - \frac{4}{\Lambda^4}} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{II.25})$$

c'est à dire :

$$\frac{\partial^2 \epsilon_T(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \epsilon_T(r)}{\partial r} - \left(\frac{1}{r^2} + \frac{1}{\lambda_{\mp}^2} \right) \epsilon_T(r) = \frac{R_T R_M R_B}{R A_1 R A_2} \frac{I}{2\pi r} \quad (\text{II.26})$$

Cette équation est facilement intégrable puisqu'elle est de la forme de II.3. En choi-

siissant $\lambda_{\mp} = \lambda_{-}$ et $\lambda_{\pm} = \lambda_{+}$, on obtient alors l'expression de ϵ_T ⁶ :

$$\epsilon_T(r) = A.K_1\left(\frac{r}{\lambda_{-}}\right) + B.I_1\left(\frac{r}{\lambda_{-}}\right) - \frac{\lambda_{-}^2 R_T R_M R_B}{r R A_1 R A_2} \frac{I}{2\pi} \quad (\text{II.27})$$

où A et B sont des constantes d'intégration. I_1 et K_1 sont les fonctions de Bessel modifiées de première et seconde espèce orthogonales entre elles. En injectant II.27 dans II.23, on peut maintenant remonter à l'expression de $E_T(r)$.

$$E_T(r) = C.K_1\left(\frac{r}{\lambda_{+}}\right) + D.I_1\left(\frac{r}{\lambda_{+}}\right) + A'.K_1\left(\frac{r}{\lambda_{-}}\right) + B'.I_1\left(\frac{r}{\lambda_{-}}\right) + \Lambda^4 \frac{R_T R_M R_B}{R A_1 R A_2} \cdot \frac{I}{2\pi r} \quad (\text{II.28})$$

Les deux termes ayant pour préfacteurs C et D proviennent de la résolution sans second membre de l'équation II.23. Ceux ayant pour préfacteurs A' et B' sont les solutions particulières avec $A' = A \frac{\lambda_{+}^2 \Lambda^4}{\Lambda^4 - \lambda_{+}^4} = \alpha A$ et $B' = \alpha B$.

Il nous faut à présent utiliser les conditions aux limites du problème pour déterminer les valeurs des constantes A', B', C et D.

II.3.3.3 Conditions aux limites

Deux des quatre constantes A', B', C et D sont faciles à déterminer. En effet, lorsque $r \rightarrow +\infty$, $E_T(r) \rightarrow 0$. Puisque $\lim_{r \rightarrow \infty} I_1(r) = +\infty$, on a alors directement $B' = D = 0$. Restent A' et C à calculer. Pour cela, plaçons nous dans la limite $r \rightarrow 0^+$. La conservation du courant électrique dans un cylindre de rayon r dans la couche ferromagnétique supérieure amène à :

$$\frac{R_T I}{\pi r^2} + \frac{\partial E_T(r)}{\partial r} - \frac{1}{r} E_T(r) = 0 \quad (\text{II.29})$$

En effectuant le même exercice sur la couche centrale on obtient une autre condition aux limites :

$$\frac{\partial^3 E_T(r)}{\partial r^3} - \left(\frac{R_T}{R_T + R_M} \frac{1}{\lambda_1^2} + \frac{3}{r^2} \right) \frac{\partial E_T(r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \left(\frac{R_T}{R_T + R_M} \frac{1}{\lambda_1^2} + \frac{3}{r^2} \right) E_T(r) = 0 \quad (\text{II.30})$$

Il suffit enfin d'injecter l'expression II.28 dans les conditions aux limites II.29 et II.30 pour obtenir l'unicité de la solution. Le champ électrique est ensuite intégré entre les deux contacts de mesure pour obtenir la différence de potentiel qui, divisée par le courant, amènera à la résistance. Cette dernière doit enfin être multipliée par un facteur $\frac{\pi}{\ln(2)}$ pour obtenir la résistance par carré :

6. le même résultat final II.28 serait obtenu avec le choix opposé $\lambda_{\mp} = \lambda_{+}$ et $\lambda_{\pm} = \lambda_{-}$

$$R_{\square}(x) = R_+ \left(K_0 \left(\frac{x}{\lambda_+} \right) - K_0 \left(\frac{2x}{\lambda_+} \right) \right) + R_- \left(K_0 \left(\frac{x}{\lambda_-} \right) - K_0 \left(\frac{2x}{\lambda_-} \right) \right) + \bar{R} \quad (\text{II.31})$$

où R_{\pm} est donné par l'expression suivante :

$$R_{\pm} = \frac{\lambda_{\pm}^2}{\ln(2)} \frac{R_T \left(1 - \frac{R_T}{R_T + R_M} \left(\frac{\lambda_{\mp}}{\lambda_{\pm}} \right)^2 \right) - \bar{R}}{\lambda_{\pm}^2 - \lambda_{\mp}^2} \quad (\text{II.32})$$

où $\bar{R} = R_{T//M//B}$ est la résistance des trois résistors R_T , R_M et R_B en parallèle.

La formule exacte ne faisant pas l'hypothèse d'un espacement constant entre les contacts est donnée par l'équation II.33. C'est cette formule qui sera utilisée pour l'ajustement avec les mesures *Capres*.

$$R_{\square}(x) = \frac{R_+}{2} \left(K_0 \left(\frac{a}{\lambda_+} \right) + K_0 \left(\frac{d}{\lambda_+} \right) - K_0 \left(\frac{b}{\lambda_+} \right) - K_0 \left(\frac{c}{\lambda_+} \right) \right) + \frac{R_-}{2} \left(K_0 \left(\frac{a}{\lambda_-} \right) + K_0 \left(\frac{d}{\lambda_-} \right) - K_0 \left(\frac{b}{\lambda_-} \right) - K_0 \left(\frac{c}{\lambda_-} \right) \right) + \frac{\bar{R}}{2 \ln 2} \ln \left(\frac{bc}{ad} \right) \quad (\text{II.33})$$

II.3.4 Validation de la solution analytique

Il est important à présent de vérifier la validité de la formule II.31 proposée dans le paragraphe précédent. On va pour cela imaginer des cas limites, plus simples, illustrant des cas déjà connus. On peut par exemple considérer les deux cas suivants :

- l'épaisseur de la couche ferromagnétique centrale va diminuer. Ceci aura pour effet de rapprocher les deux barrières jusqu'à les faire s'accoler. Dans la limite $t_M \rightarrow 0$, on s'attend donc à retrouver le comportement d'une jonction tunnel magnétique à barrière unique avec une résistance de barrière donnée par la contribution en série des deux barrières de la double jonction initiale. On aura alors un produit résistance \times surface RA_{eff} donné par $RA_{eff} = RA_1 + RA_2$. Ce comportement est effectivement obtenu sur les simulations présentées en figure II.11. On est passé d'une situation où $R_M = R_B$ (en noir) à une situation où $R_M = 100R_B$ (en vert) qui se confond avec la simulation de la barrière unique pour laquelle $RA = RA_1 + RA_2$. On notera qu'augmenter la valeur de la résistance par carré R_M est équivalent à diminuer l'épaisseur de la couche centrale t_M dans la mesure où la résistance par carré est donnée par la formule suivante $R_{\square} = \frac{\rho}{t}$, où ρ est la résistivité du matériau considéré.
- la résistance (*ie* le produit résistance \times surface) de la barrière inférieure (la plus éloignée des contacts de mesure) diminue. De la même manière, on remarque (fig.II.12(a)) que la résistance de la structure à double barrière, à mesure que RA_2 diminue, tend

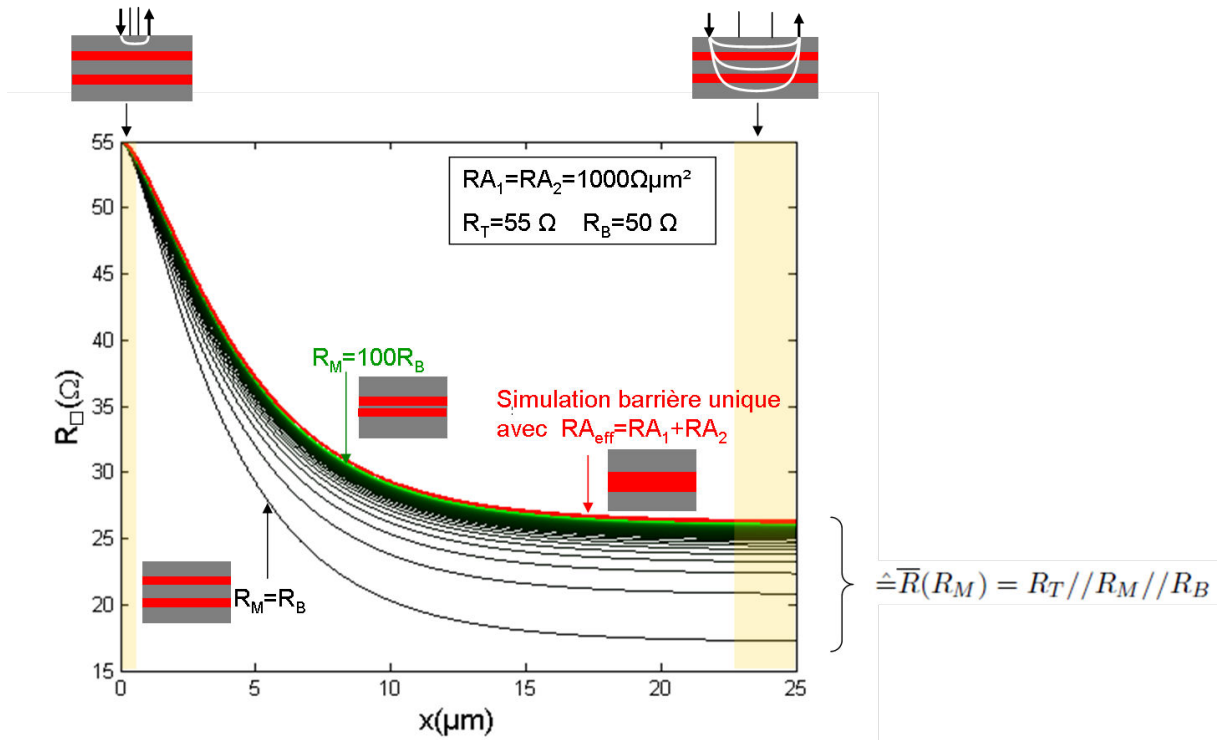


Figure II.11 – Evolution de la résistance par carré de la structure à doubles barrières lorsque l’on fait varier l’épaisseur de la couche ferromagnétique centrale (ou de manière équivalente sa résistance par carré)

vers la résistance de la structure à barrière unique (en rouge) où la couche ferromagnétique inférieure est deux fois plus épaisse. Ce même comportement est observé sur la magnétorésistance MR_{cip} (fig.II.12(b)).

Ces simulations, qui se comportent conformément à l’intuition que l’on peut avoir du transport dans ces structures simplifiées, nous permettent d’apporter du crédit au modèle analytique. Toutefois un comportement singulier de la magnétorésistance est observé lorsque l’on considère une situation symétrique à celle étudiée en figure II.12(b). En effet, on peut s’attendre à une sensibilité accrue de la magnétorésistance lorsque l’on fait varier la résistance de la barrière tunnel supérieure puisque celle-ci est proche des contacts de mesure. Ceci est observé sur les simulations de magnétorésistance présentées en figure II.13 et II.14 où l’on voit apparaître deux maxima correspondant à un transport spécifique dans la structure. Il est à noter que cela est directement lié à la présence de deux barrières et n’a jamais été observé sur des jonctions tunnel magnétiques à barrière unique.

On remarque sur la figure II.13(a) deux maxima de la magnétorésistance MR_{cip} dont les positions sont directement reliées aux longueurs λ_+ et λ_- introduites lors de la résolution du modèle analytique. Le maximum apparaissant pour les valeurs les plus petites de l’écartement entre les pointes est relié à λ_- tandis que celui apparaissant pour les valeurs les plus grandes est relié à λ_+ . Ce type de comportement, avec deux maxima dissociés, n’apparaît que pour la configuration spécifique où $RA_1 \ll RA_2$ traduisant un transport

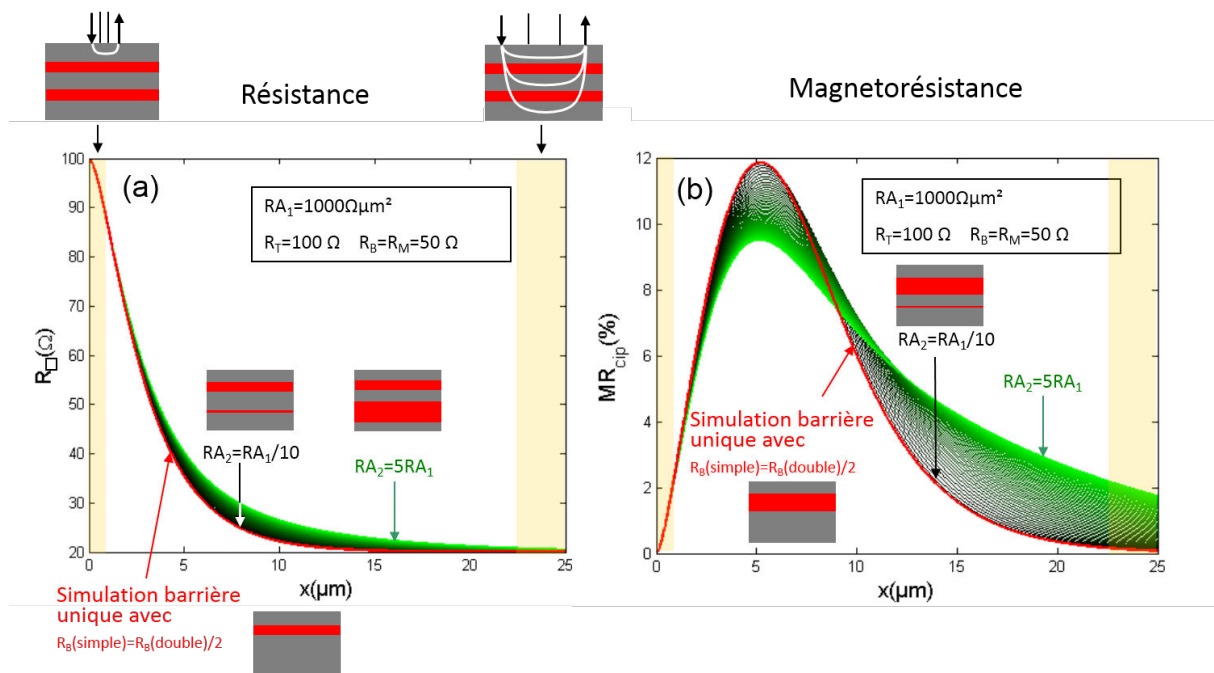


Figure II.12 – Evolution de la résistance par carré (a) et de la magnétorésistance (b) de la structure à double barrière lorsque l'on fait varier la résistance de la barrière inférieure (RA_2)

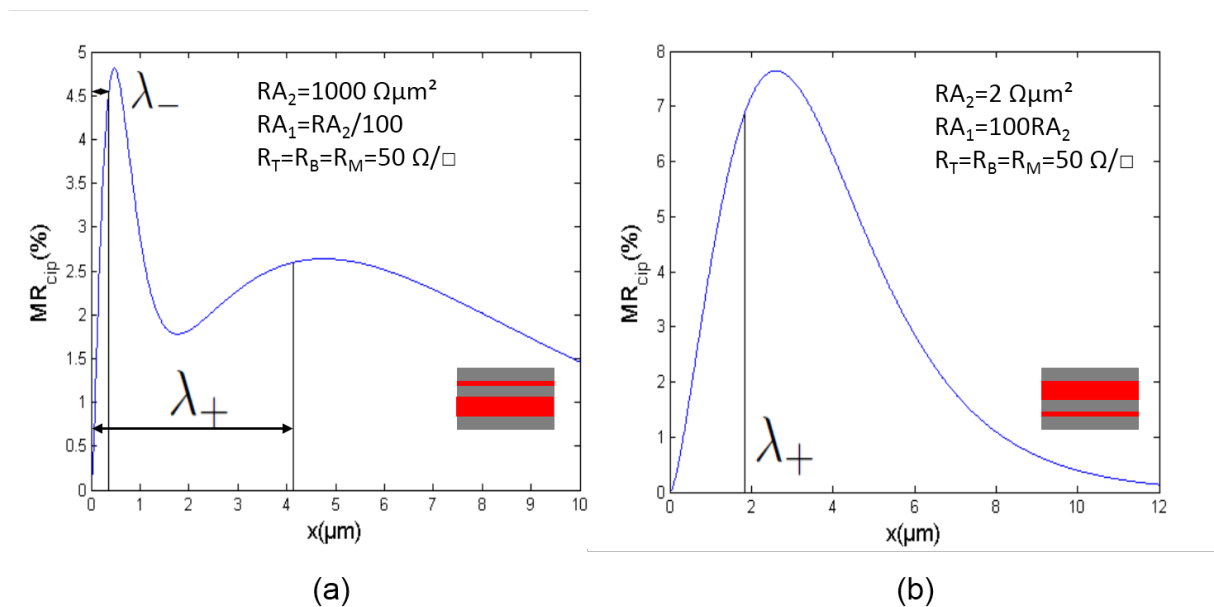


Figure II.13 – Simulations de MR_{cip} dans le cas où $RA_1 \ll RA_2$ (a) et $RA_2 \ll RA_1$ (b)

spécifique du courant dans la structure et détaillé dans la figure II.14.

Une compréhension plus fine de la signification de chacune des deux longueurs λ_+ et λ_- peut être apportée en visualisant leur évolution avec la résistance des barrières tunnel. On a représenté en trois dimensions une telle évolution en figure II.15. On remarque dans un premier temps que les deux échelles de longueurs sont symétriques par rapport au plan $RA_1 = RA_2$ et sont toutes les deux croissantes avec RA_1 et RA_2 . Aussi, il suffit que seule l'une des deux valeurs de RA_1 ou RA_2 soient grandes pour que λ_+ soit grande. Au contraire, il est nécessaire que RA_1 et RA_2 soient élevées pour que les valeurs de λ_- soient importantes. Enfin, à l'intersection du plan $RA_1 = RA_2$ avec les nappes de λ_+ et λ_- (lignes blanches sur la figure II.15), on peut constater que $\lambda_+ = 2\lambda_-$. L'ensemble de ces observations ainsi que celles extraites des figures II.13 et II.14 nous permettent de dire que λ_+ est la longueur nécessaire aux électrons pour sonder l'ensemble de la structure, *ie* traverser les deux barrières tunnel tandis que λ_- rend compte de l'échelle de longueur nécessaire à franchir la barrière la moins résistive. Cela explique donc pourquoi dans la configuration où $RA_1 \ll RA_2$ (fig.II.13(a)), la courbe de magnétorésistance fait apparaître un double maximum. Le premier maximum de MR_{cip} reflète le fait que le courant électrique traverse la première barrière, la moins résistive, sur une échelle de longueur λ_- . Il est suivi par une nette diminution de la magnétorésistance traduisant un transport en parallèle dans les deux couches ferromagnétiques supérieures. Arrive ensuite le second maximum de MR_{cip} qui reflète la traversée de la seconde barrière, portant la majorité de la résistance totale ($RA_2 \gg RA_1$). Enfin, le courant électrique va circuler dans les trois couches ferromagnétiques en parallèle, sans sonder d'effet magnétorésistif. MR_{cip} retournera donc aux valeurs nulles pour les grands écartements entre pointes (voir figure II.14).

Au contraire, dans la configuration symétrique où $RA_2 \ll RA_1$ (fig.II.13(b)), on ne voit pas ce double maximum puisque le signal de magnétorésistance longitudinale aux faibles écartements provient essentiellement de la barrière supérieure, la plus résistive. Ainsi la cloche de MR_{cip} correspondant au signal de la traversée de la barrière supérieure, s'étendra sur une large plage d'écartements x et sera quasiment confondue au signal global correspondant à la traversée des deux barrières tunnel, c'est pourquoi le maximum du signal est caractérisé par l'échelle λ_+ (fig.II.13(b)). Dans cette configuration, on ne peut pas observer de régime où le courant circule en parallèle dans les deux couches ferromagnétiques supérieures, car, à partir du moment où il a franchi la barrière supérieure, il traversera très vite la barrière inférieure, très peu résistive. La distinction de deux maxima de magnétorésistance longitudinale ne sera pas possible.

Pour apporter la validation finale du modèle, il reste à le confronter avec des mesures Capres. Pour cela, nous avons fait déposer un échantillon avec une barrière inférieure bien plus résistive que la barrière supérieure, afin d'observer un comportement à double maximum. L'empilement est le suivant (épaisseurs en nanomètres) :

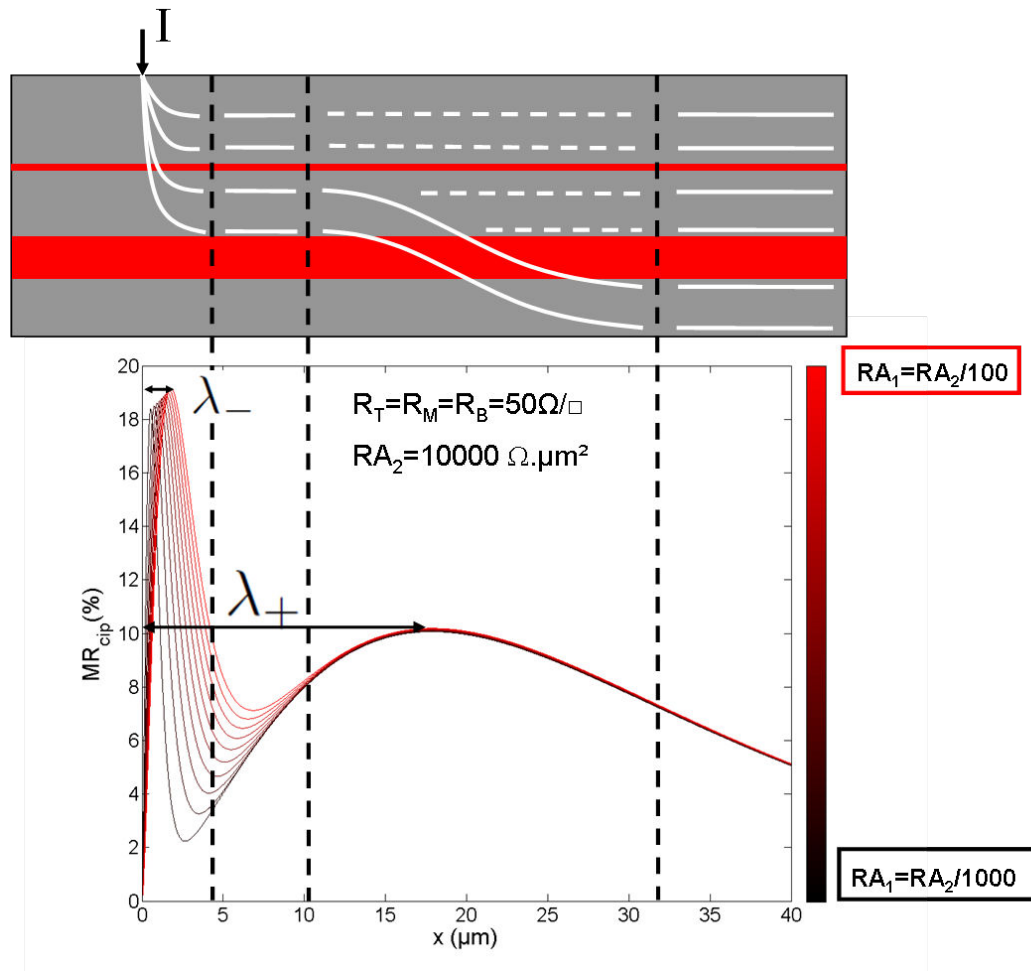


Figure II.14 – Le double maximum peut être interprété à l'aide des deux longueurs λ_+ et λ_- qui illustrent le transport en cascade dans la structure : un premier maximum de magnétorésistance dont la position est contrôlée par λ_- survient lorsque le courant électrique traverse la barrière la moins résistive (ici la barrière supérieure). Une forte diminution de la magnétorésistance est ensuite observée, cela dénote un transport en parallèle dans les deux couches ferromagnétiques supérieures « T » et « M », sans effet magnétorésistif. Apparaît alors un second maximum de magnétorésistance longitudinale, qui témoigne de la traversée de la seconde barrière tunnel par le courant électrique. Enfin, pour les grandes valeurs de x , MR_{cip} retrouve les valeurs nulles puisque le courant circule en parallèle dans les trois couches ferromagnétiques « T », « M » et « B ».

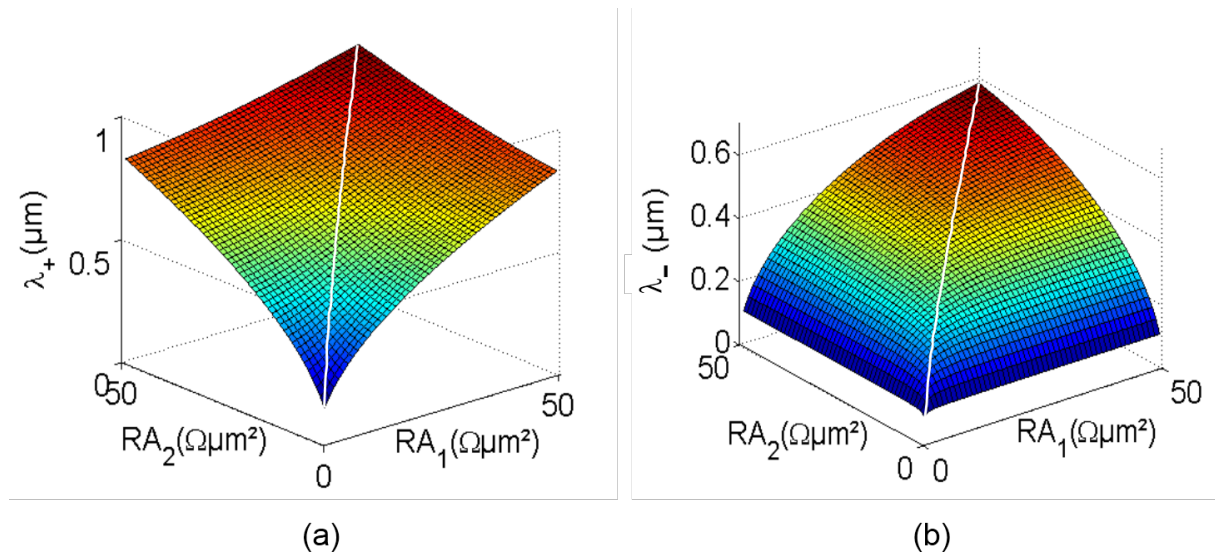


Figure II.15 – Simulations des deux longueurs caractéristiques λ_+ et λ_- en fonction des deux produits résistance \times surface RA_1 et RA_2 avec $R_T = R_M = R_B = 50\Omega/\square$.

*Ta5/Ru7/Ta5/PtMn20/CoFe2/Ru0.8/CoFeB2/MgO3.3/CoFeB20/MgO2.2...
.../CoFeB2/NiFe3/FeMn12/Ru5.* Nous détaillerons dans le chapitre III l'utilité des matériaux constituant les deux électrodes. Les données mesurées au Capres (croix rouges) ainsi que l'ajustement (ronds bleus) sont présentés en figure II.16. Grâce à l'ajustement, nous sommes en mesure de déterminer les valeurs des deux produits résistance \times surface RA_j ainsi que des taux des magnétorésistance MR_j de chacune des deux barrières.

Stratégie de l'ajustement du modèle

Le système automatisé du *Capres* fournit après mesures un ensemble de données comprenant les valeurs de résistance basse (R^{low}) et de magnétorésistance longitudinale (MR_{cip}) pour tous les écartements choisis. Comme on l'a vu précédemment, $MR_{cip}^{Capres} = 100 \frac{R^{high} - R^{low}}{R^{low}} \%$. On peut donc facilement en extraire R^{high} . R^{low} et R^{high} font respectivement référence au minimum et maximum des valeurs de résistance mesurées pour le balayage de champ choisi. Pour les jonctions à barrière unique, on ajuste dans un premier R^{low} avec R^P . Ensuite, deux options équivalentes sont envisageables : ajuster directement MR_{cip}^{Capres} à MR_{cip}^{modele} ou extraire des données les valeurs de R^{high} et l'ajuster avec R^{AP} .

Ces stratégies sont valables pour les jonctions à barrière unique mais il faut prendre garde, dans les doubles jonctions, au fait qu'il y a désormais trois états magnétiques accessibles lors d'un cycle de résistance en fonction du champ appliqué et pour un sens de recuit donné. En effet, on pourra avoir un état parallèle autour de chacune des deux barrières, un état parallèle autour de l'une et antiparallèle autour de l'autre et réciproquement et un état complètement antiparallèle. Pour s'assurer de n'avoir que deux états de résistance

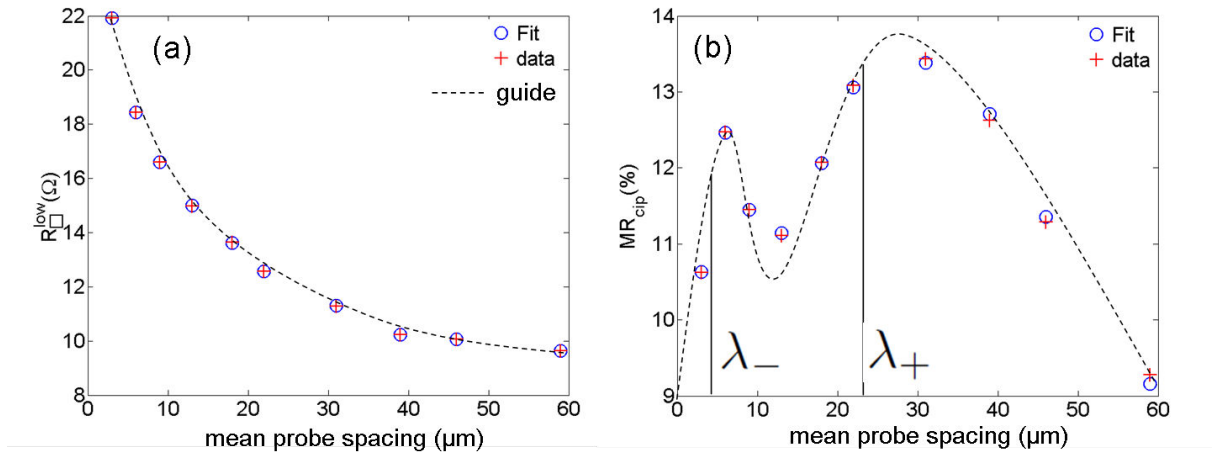


Figure II.16 – Mesures Capres confrontées à la formule II.33. L'ajustement donne les résultats suivants : $RA_1 = 700\Omega.\mu\text{m}^2$, $RA_2 = 12.6k\Omega.\mu\text{m}^2$, $MR_1 = 160\%$, $MR_2 = 50\%$, $R_T = 36\Omega/\square$, $R_M = 69\Omega/\square$ et $R_B = 13\Omega/\square$

bien définis (et donc d'avoir des mesures cohérentes de R^{high} et R^{low}), il sera nécessaire de raffiner le balayage en champ afin de ne pas saturer systématiquement l'échantillon. Regardons par exemple la figure II.17 qui montre un cycle de résistance mesuré par le *Capres* pour un sens de recuit donné. L'abscisse est donnée en pourcentage du champ maximal appliqué qui, dans notre cas, est de $250Oe$. On remarque qu'il existe trois états de résistance donnés. Pour, à chaque fois, ne définir que deux états résistifs, on fera dans un premier temps un balayage entre -20% et $+100\%$ du champ maximal appliqué. Les états 2 et 3, dont on connaît les configurations magnétiques seront donc ainsi mesurés. Pour les champs fortement positifs ($+100\%$ du champ maximal appliqué), l'empilement est placé dans une configuration complètement parallèle (aimantations parallèles autour de chacune des deux barrières). On pourra donc ajuster les valeurs de R^{low} (correspondant à l'état 3) avec le modèle où l'on aura affecté les valeurs RA_1 et RA_2 aux deux produits résistance \times surface. A ce stade, il n'est pas judicieux d'ajuster le modèle avec la mesure de R^{high} à -20% du champ maximal appliqué car cela ferait intervenir deux paramètres d'ajustement supplémentaire MR_1 et MR_2 . Il est préférable de réaliser un autre balayage entre -100% et -20% du champ maximal appliqué pour avoir accès aux états 1 et 2. Lorsque le champ décroît à -100% du champ maximal appliqué, les couches centrale et supérieure se retournent de sorte que l'échantillon est alors dans une configuration « hybride » (aimantations antiparallèles autour de la barrière inférieure et parallèles autour de la barrière supérieure). On ajustera les mesures de R^{low} (correspondant à l'état 1) avec le modèle où l'on aura affecté la valeur RA_1 au produit résistance \times surface de la barrière supérieure et $RA_2(1 + MR_2)$ à celui de la barrière inférieure. RA_1 et RA_2 ayant été déterminé simultanément grâce à la mesure à $+100\%$ du champ appliqué, MR_2 sera ici le seul paramètre d'ajustement. Enfin, en mesurant R^{high} à -20% du champ maximal appliqué, on pourra extraire MR_1 , connaissant MR_2 , RA_1 et RA_2 déterminés par les ajustements

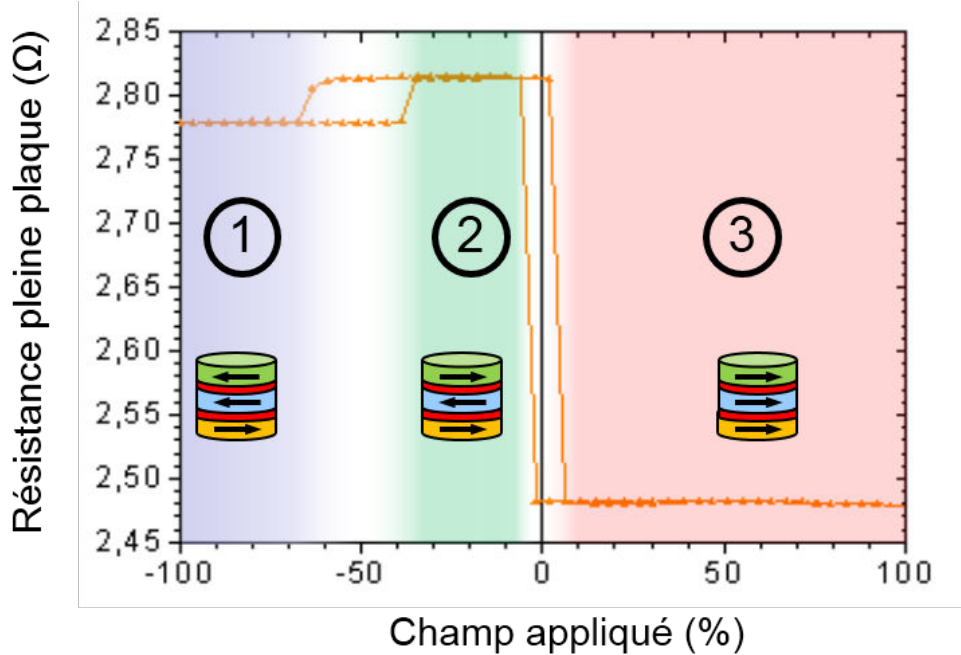


Figure II.17 – Stratégie de l’ajustement de mesures *Capres*. On se placera dans un premier temps dans l’état 3, puis, 1 puis 2 pour minimiser à chaque fois le nombre de paramètres libres et garantir une meilleure fiabilité des valeurs extraites.

précédents.

Les valeurs des résistances par carré R_T , R_M et R_B sont censées être connues a priori. Néanmoins, les variations dans les processus de dépôt ainsi que les effets de couches minces peuvent légèrement altérer les valeurs nominales calculées. C’est la raison pour laquelle ces trois valeurs sont laissées libres elles-aussi comme paramètres d’ajustement.

La figure II.18 présente l’échec du modèle ne prenant en compte qu’une seule barrière. Les mesures sont les croix rouges tandis que la tentative d’ajustement est représentée par les cercles bleus. On voit clairement que le modèle de la barrière unique montre ses limites. Il ne sera même pas capable de donner des valeurs cohérentes de magnétorésistance ou de produit résistance \times surface que l’on aurait pu imaginer comme la somme des contributions individuelles de chacune des barrières.

II.3.5 Indice de confiance sur la précision des résultats

II.3.5.1 Oxydation alternée des barrières

Afin de confirmer les valeurs obtenues lors de la mesure présentée en figure II.16, nous avons décidé de mesurer séparément chacune des deux barrières. Il nous fallait toutefois conserver la même structure de l’empilement. On a donc choisi d’oxyder alternativement l’une ou l’autre des deux barrières afin de choisir la barrière intervenant dans le transport tunnel. L’autre n’étant pas oxydée, l’empilement est ramené à une jonction tunnel magnétique à barrière unique. Dans un premier temps, nous avons donc oxydé la bar-

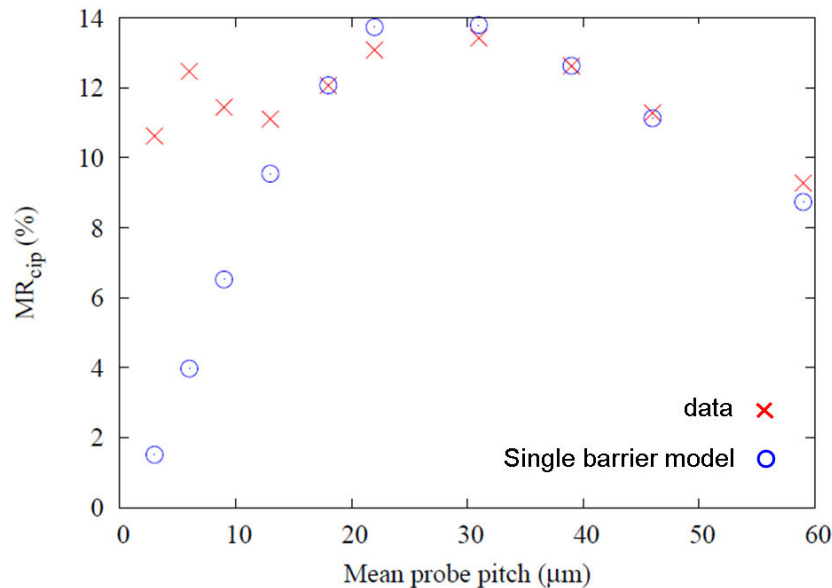


Figure II.18 – Mesures Capres ajustées par le modèle ne prenant en compte qu’une seule barrière

rière inférieure (fig.II.19(a)) pour obtenir, grâce aux mesures Capres, les valeurs de RA_2 et MR_2 . Sur un autre empilement, nous avons oxydé uniquement la barrière supérieure (fig.II.19(b)) dans l’idée d’obtenir les valeurs RA_1 et MR_1 .

Les résultats des mesures Capres sont présentés en figure II.19. Pour la barrière supérieure, les valeurs de RA_2 et MR_2 concordent avec les valeurs obtenues par le modèle de la structure à double barrière. Par contre, les valeurs obtenues pour la barrière inférieure ne sont pas identiques. Cet écart est très certainement attribuable à des différences de cristallisation lors du recuit.

II.3.5.2 Vérification des valeurs obtenues par le modèle

Afin de s’assurer que les valeurs extraites du modèle sont fiables, il est possible, par une méthode plus directe, mais plus longue et plus coûteuse, de mesurer un empilement à double barrière après nanostructuration en salle blanche. Deux solutions sont envisageables :

- structurer l’ensemble du pilier avec une électrode inférieure et une électrode supérieure permettant de reprendre facilement le contact par une pointe macroscopique.
- structurer seulement le pilier par gravure physique avec arrêt dans une couche métallique constituant l’électrode inférieure, la reprise du contact supérieur étant réalisée par une pointe de microscope à force atomique. Cela a l’énorme avantage de minimiser les étapes de nanofabrication : seules deux étapes sont nécessaires (contre plus de vingt dans la nanostructuration complète), la définition des piliers par lithographie électronique et la gravure physique par un faisceau d’ions argon. La mesure est en

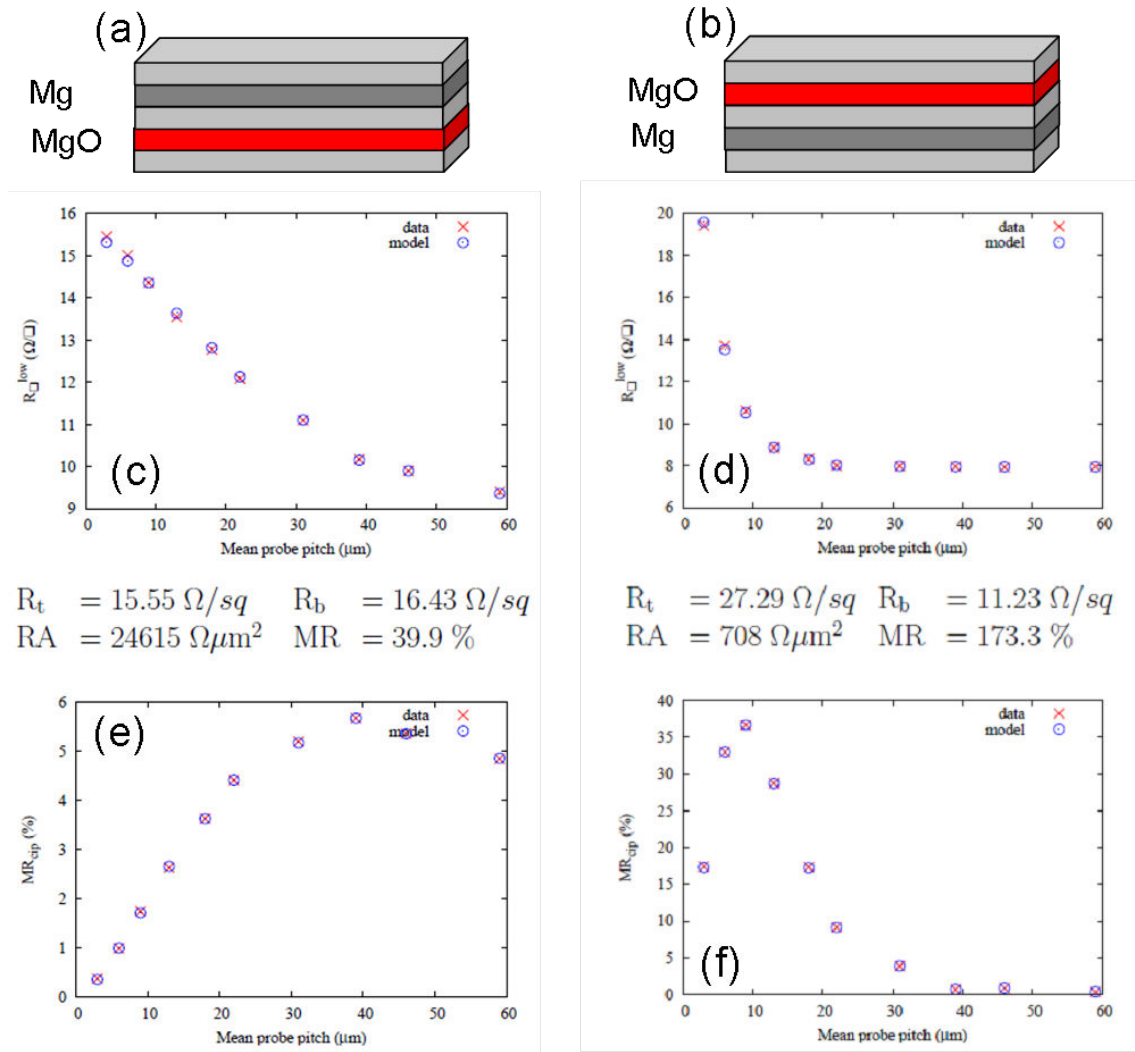


Figure II.19 – Ajustements des mesures Capres obtenus lorsque l'on a alternativement oxydé l'une ou l'autre des deux barrières avec le modèle à barrière unique. Les résultats sont différents de ceux obtenus en figure II.16 par le modèle à double barrière. Ceci est certainement dû au fait que les conditions de croissance et de cristallisation des couches sont différentes selon leur environnement.

revanche plus délicate car elle nécessite un contact stable de la pointe du microscope à force atomique et l'application d'un champ magnétique planaire au niveau de sa platine.

On mesurera alors la résistance des empilements dans les quatre états magnétiques accessibles : un état complètement parallèle autour de chacune des deux barrières, un état complètement antiparallèle autour des deux barrières et deux états hybrides, parallèles autour d'une barrière et antiparallèles autour de l'autre. Une de ces quatre mesures est surpeffue dans la mesure où elle peut être obtenue par combinaison linéaire des trois autres. On ne peut donc avoir accès qu'à trois états mathématiquement indépendants alors que quatre paramètres sont recherchés ($MR_{1,2}$ et $RA_{1,2}$), ce qui implique qu'on ne pourra pas extraire de solution unique de ce système. Cela est en réalité tout à fait logique dans la mesure où, par transport perpendiculaire, il est impossible de dissocier la traversée de chacune des deux barrières par le courant électrique (ce qui est réalisable, dans certaines conditions, avec le transport longitudinal). Ainsi, RA_1 est sondé simultanément à RA_2 ce qui rend leurs deux mesures indépendantes impossibles. Néanmoins, on peut s'assurer que les valeurs extraites par le modèle de transport longitudinal sont cohérentes avec les valeurs des résistances mesurées sur pilier dans chacun des trois états magnétiques indépendants pour peu que les dimensions latérales des piliers soient connues avec précision.

Chapitre III

Micro-fabrication des échantillons

Sommaire

III.1 Choix et dépôts des matériaux	85
III.1.1 Choix des électrodes	87
III.1.2 Choix des matériaux	92
III.1.3 Bilan magnétique	94
III.2 Micro-fabrication à la Plateforme Technologique Amont (PTA) 96	
III.2.1 Le masque dur	97
III.2.2 La lithographie électronique	97
III.2.3 Gravure des piliers	99
III.2.4 Définition de l'électrode inférieure	100
III.2.5 Encapsulation des piliers	101
III.2.6 Définition de l'électrode supérieure	104
III.3 Première caractérisation électrique	105

III.1 Choix et dépôts des matériaux

La structure de base d'une jonction tunnel magnétique à double barrière est la suivante : une électrode inférieure contenant un matériau ferromagnétique (couche de référence) au-dessus de laquelle on fait croître une première barrière tunnel en oxyde de magnésium (MgO). Vient ensuite un second matériau ferromagnétique constituant la couche libre (ou de stockage) sur lequel est déposée la seconde barrière (MgO) puis l'électrode supérieure contenant elle aussi un matériau ferromagnétique (couche de contrôle ou de sélection du mode) (voir fig.III.1). Les paramètres qu'il est possible d'ajuster sont principalement l'épaisseur de la couche ferromagnétique centrale (à comparer notamment avec le libre parcours moyen), les produits résistance-surface (RA) et les taux de magnétorésistance tunnel (TMR) affectés à chacune des barrières. Ces différents paramètres sont

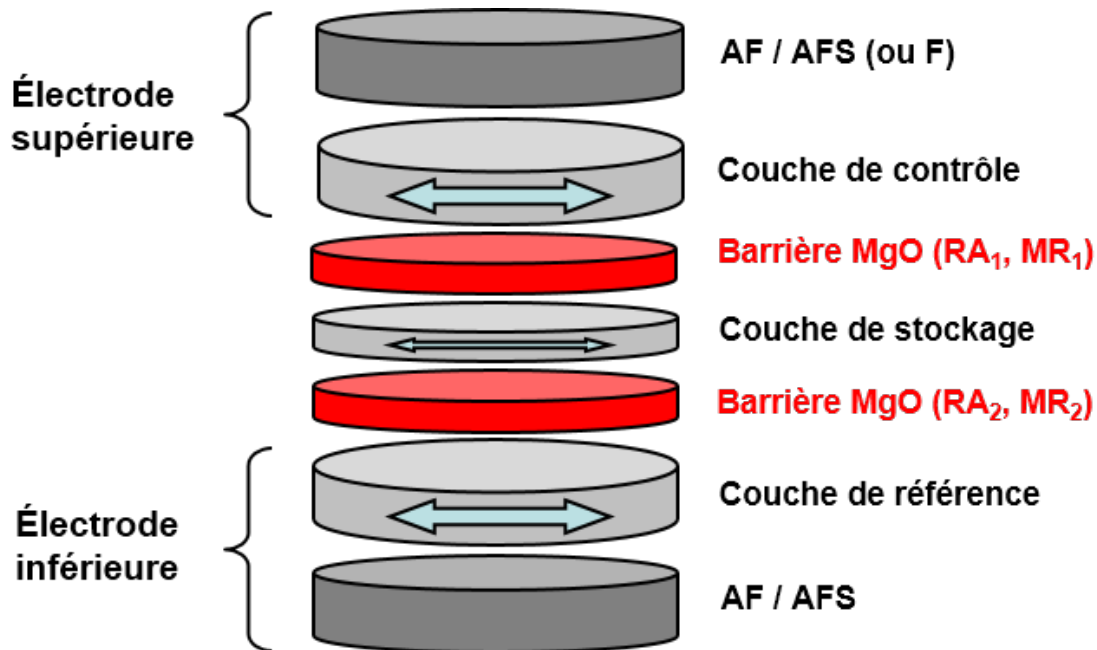


Figure III.1 – Structure de base d’une jonction magnétique tunnel à double barrière. La composition exacte des électrodes est détaillée au paragraphe III.1.1.

contrôlables lors de la phase de dépôt. Ce dernier est réalisé à l’aide d’une pulvérisation cathodique magnétron dans une machine *SINGULUS* en partenariat avec la start-up *Crocus-Technology*.

De manière générale, un des principaux paramètres caractéristiques des jonctions tunnel magnétiques est la magnétorésistance tunnel (TMR) qui rend compte de la capacité qu’a une jonction de distinguer un signal électrique en configuration parallèle de celui en configuration antiparallèle des aimantations. La mesure de la résistance en fonction du champ appliqué permet de visualiser deux états (parallèle (P) et antiparallèle (AP)) et d’en extraire la TMR. Mais pour que ce type de mesures soit possible, il est nécessaire que les aimantations des différentes couches magnétiques ne se retournent pas pour les mêmes valeurs de champ, auquel cas nous ne pourrions pas voir d’effet magnétorésistif. Il faut donc pour cela être en mesure de décaler les valeurs des champs de retournement les unes des autres. Plusieurs phénomènes physiques permettent contrôler à la fois la forme et la position des cycles d’hystérésis d’empilements magnétiques. Les anisotropies magnétocristalline ou de forme permettent en particulier de contrôler la coercivité d’une couche, les différents types de couplage (d’échange, « RKKY »¹), peau d’orange ou dipolaire) sont quant à eux responsables d’un décalage de cycle. Au stade du dépôt, nous pouvons contrôler l’anisotropie magnétocristalline, très dépendante du matériau utilisé ainsi que de la technique de dépôt.

1. Le terme de couplage « RKKY » est usuellement employé par la communauté francophone bien que ce soit Stiles [93] qui en ait donné la description la plus réaliste.

III.1.1 Choix des électrodes

De manière générale, dans les structures les plus simples (jonctions tunnel magnétiques à barrière unique), on piège l'aimantation de la couche ferromagnétique inférieure dans une direction grâce à l'échange qui s'établit à l'interface entre un antiferromagnétique (AF) et un ferromagnétique (F). Ce phénomène apparaît lorsque l'on dépasse la température de Néel (T_N) de l'antiferromagnétique tout en restant en deçà de la température de Curie du ferromagnétique et en appliquant un champ magnétique lors du refroidissement de l'échantillon. En conséquence, le cycle d'hystérésis de la couche ferromagnétique est décalé autour d'une valeur moyenne appelée champ d'échange dont le signe est opposé à celui du champ ayant permis d'établir le couplage (voir figure III.2). Un modèle simple a dans un premier temps permis de comprendre ce décalage de cycle en introduisant une énergie de couplage interfaciale (AF/F) en regard de l'énergie Zeeman subie par la couche ferromagnétique sous champ ainsi que des énergies d'anisotropies uniaxiales de l'antiferromagnétique et du ferromagnétique [63], [74]. Cependant, pour des valeurs de couplage interfacial de type Heisenberg, les champs d'échange obtenus étaient bien supérieurs à ceux mesurés expérimentalement. Il a donc été nécessaire d'introduire de nouveaux ingrédients afin d'avoir une description plus détaillée et plus réaliste de ce couplage. La prise en compte de défauts, de la présence d'une paroi dans l'AF lors du retournement de F ou d'une distribution de taille de grains dans l'AF dans les structures polycristallines [72], [95] ont finalement permis d'atteindre des valeurs plus réalistes du champ d'échange.

Ce phénomène de couplage d'échange est tout à fait intéressant dans la mesure où, comme le montre la figure III.2, les zones de stabilité de la couche F en contact avec la couche AF sont décalées par rapport au champ nul. Ceci peut donc être mis à profit pour le développement d'électrodes dont on souhaite maintenir la configuration magnétique pour les utilisations en gamme de champs faibles. On utilisera donc cette propriété pour assurer la stabilité des électrodes que nous utiliserons dans nos futurs échantillons. Par ailleurs, le champ d'échange a une dépendance forte avec la température et atteint une valeur nulle lorsque la température dépasse une valeur appelée température de blocage. Ainsi on peut assister thermiquement l'écriture d'une couche ferromagnétique en contact avec un AF. En chauffant le pilier à une température supérieure à la température de blocage, le couplage d'échange se rompt puis, lors du refroidissement ultérieur, il est possible de choisir le signe du champ d'échange grâce au sens du champ externe appliqué et ainsi de définir l'orientation de la couche ferromagnétique piégée. C'est l'objet de nombreux travaux réalisés aujourd'hui par la start-up *Crocus-Technology*.

Afin de limiter le champ rayonné par le ferromagnétique en contact avec l'antiferro-

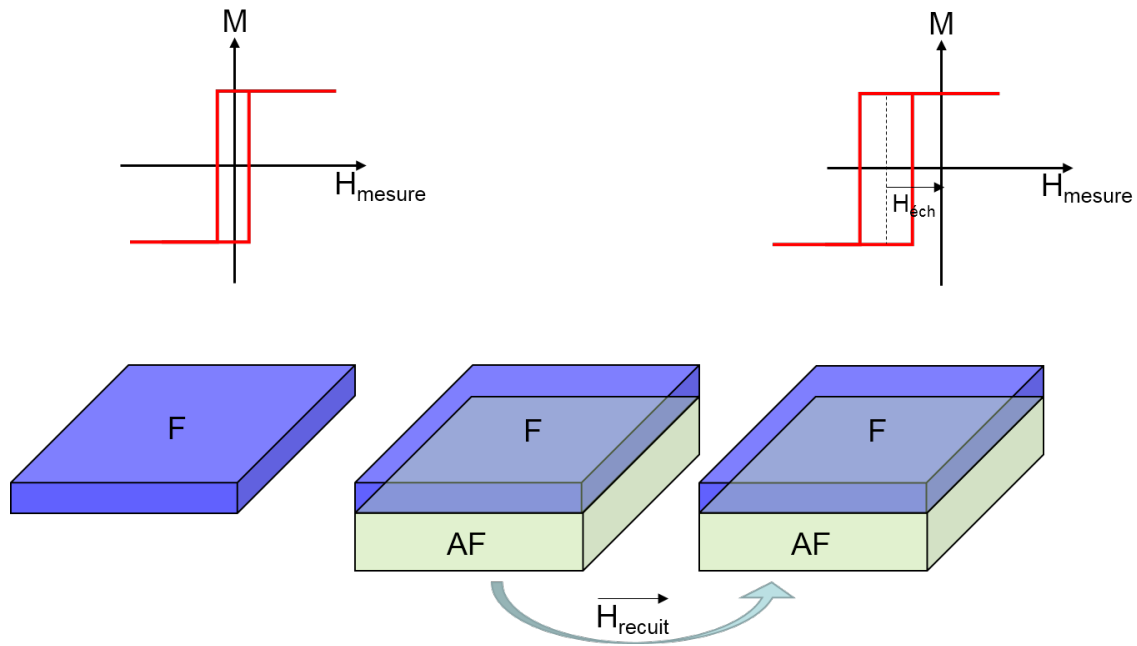


Figure III.2 – Illustration de l'apparition du couplage d'échange suite au recuit sous champ d'une bicouche AF/F.

magnétique, on peut le remplacer par un antiferromagnétique synthétique (AFS). L'ensemble de cette structure constituera alors l'électrode inférieure. En ce qui concerne l'électrode supérieure, il s'agira simplement d'un autre ferromagnétique constituant la couche libre au-dessus de la barrière tunnel. Pour les jonctions tunnel magnétiques à double barrière, c'est un petit peu plus compliqué : la couche libre étant la couche ferromagnétique située entre les deux barrières tunnel, il est impératif de pouvoir correctement contrôler l'état magnétique de chacune des deux électrodes. On adoptera donc pour les deux électrodes cette fois une technique de piégeage utilisant un antiferromagnétique. Depuis plus de dix ans, de nombreux efforts ont été réalisés afin de développer des structures de type antiferromagnétique/antiferromagnétique synthétique (ou simplement ferromagnétique) (AF/AFS(F)) pour les électrodes en vue d'applications industrielles. Ces empilements, réalisés par pulvérisation cathodique, ont généralement des structures cristallographiques cubiques faces centrées dans la direction (111). L'utilisation d'antiferromagnétiques (AF) présentant de hautes températures de blocage est intéressant pour la stabilité thermique des électrodes lors des mesures électriques qui pourraient, par effet Joule, rompre l'échange à l'interface AF/F. Par ailleurs, la structure en AFS peut être très bénéfique : un couplage médié par les électrons de conduction à travers une couche métallique séparatrice va favoriser un état magnétique (parallèle ou antiparallèle) des deux couches ferromagnétiques adjacentes. En 1991, le groupe de Parkin a mis en évidence les oscillations de ce couplage avec l'épaisseur de ruthénium [62] intercalé entre les deux couches ferromagnétiques et a donc proposé une ingénierie dans le choix de son épaisseur selon que l'on souhaite un couplage parallèle ou antiparallèle (voir figure III.3). Pour les applications dans les électrodes

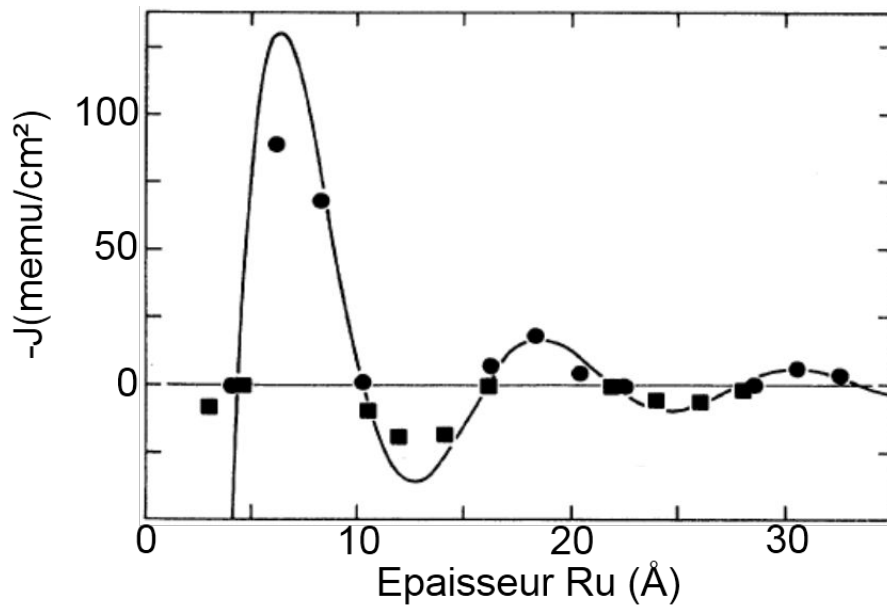


Figure III.3 – Oscillations du couplage entre deux ferromagnétiques (NiCo) médié par le ruthénium mesuré par le groupe de S. Parkin [62].

des jonctions tunnel magnétiques, il est intéressant d'avoir un couplage antiferromagnétique afin de minimiser le champ rayonné par l'électrode. L'épaisseur usuelle pour obtenir ce couplage est de 8\AA pour le ruthénium. Ce couplage a été modélisé de manière générale en 1993 par M. D. Stiles [93] afin de prévoir ses oscillations en fonction de l'épaisseur de l'espaceur entre les deux couches ferromagnétiques. Sa démarche consiste simplement à considérer un puits de potentiel fini correspondant à l'espaceur inséré entre deux milieux métalliques semi-infinis. Si l'énergie de l'électron incident est inférieure à la marche de potentiel, alors seuls des états liés (et discrets) existeront. A contrario, si l'énergie de l'électron incident est supérieure à la marche de potentiel, alors l'électron voyagera suivant des états de diffusion dans un continuum. Ces états de diffusion ressentent néanmoins l'influence du puits fini de sorte que des réflexions successives à chaque bord du puits seront possibles. Parmi eux, certains résonneront donc et feront apparaître un caractère oscillant à la probabilité de réflexion. On peut alors montrer le caractère oscillant du couplage dont la période est contrôlée par le vecteur de Fermi du métal de la couche séparatrice. Le choix de ruthénium est intéressant dans la mesure où son vecteur de Fermi est petit ($k_F = 5.46 \times 10^9 m^{-1}$). Ceci aura pour conséquence de faire apparaître le premier maximum (celui dont l'amplitude est la plus grande) de couplage antiferromagnétique à des épaisseurs expérimentalement accessibles et précisément calibrables.

Comme cela a été précisé dans la section précédente, il est intéressant d'être en mesure de contrôler de manière indépendante l'état magnétique de chacune des couches

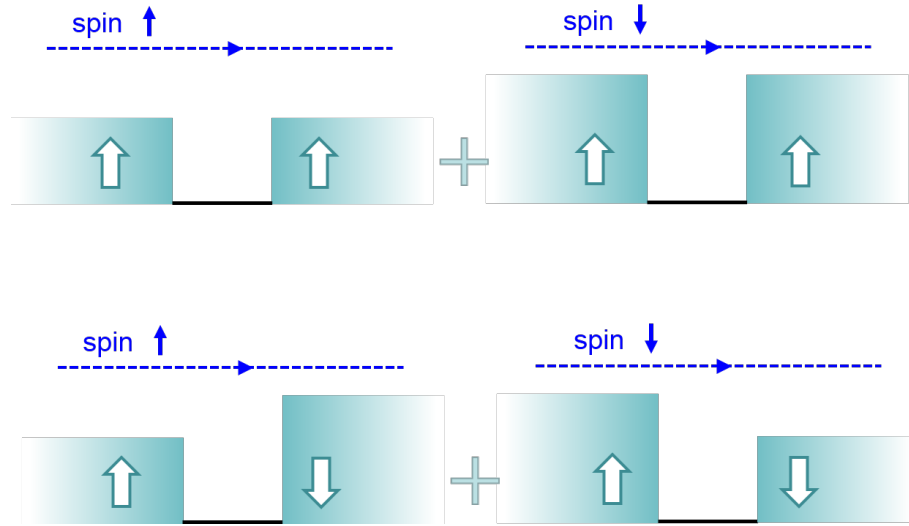


Figure III.4 – Marches de potentiel vues par un électron up (a) / down (b) en configuration parallèle des aimantations. Marches de potentiel vues par un électron up (c) / down (d) en configuration antiparallèle des aimantations.

de contrôle, de référence ou de stockage afin d'étudier le transport dans chacune des configurations magnétiques accessibles. Pour chacune des deux électrodes nous avons donc choisi cette structure AF/AFS(F) afin de piéger les couches de référence et de contrôle grâce aux couplages d'échange de deux antiferromagnétiques distincts. Dans l'électrode inférieure, nous avons choisi PtMn ($T_{B_{moy}} \approx 280^\circ C$ et $T_{B_{max}} \approx 330^\circ C$ pour 20 nm (voir fig.III.5(a))) [36], [37] pour piéger la couche de référence et FeMn ($T_{B_{max}} \approx 130^\circ C$ pour 12 nm) [56] pour piéger celle de contrôle dans l'électrode supérieure. Les températures de blocage étant suffisamment éloignées l'une de l'autre, on peut sans difficulté orienter comme on le souhaite les aimantations des couches de référence et de contrôle par deux recuits successifs.

III.1.1.1 L'électrode inférieure

On souhaite donner à l'électrode inférieure une orientation fixe. PtMn, avec une température de blocage assez haute, est un bon choix dans la mesure où il ne sera pas débloquenté par chauffage lors des mesures électriques ou par les différents chauffages intervenant pendant la nanofabrication. Par ailleurs, pour avoir une grande amplitude de champs accessibles lors des mesures, sans affecter l'état de l'électrode inférieure, il est indispensable de décaler la transition de la couche de référence à des valeurs de champs grandes. Nous avons donc choisi de déposer un antiferromagnétique synthétique (AFS) de structure CoFe / Ru / CoFeB. Cela permet d'avoir un couplage « RKKY » grand (notamment grâce à CoFe) et donc une plage de couplage antiparallèle importante. Ceci rejette donc le champ de spin flop à des champs importants (plusieurs kOe), qui ne seront pas accessibles lors des mesures électriques avals. L'orientation de la couche de référence est

fixée une fois pour toutes à l'aide d'un recuit à 300°C sous 1T pendant 1h30 après dépôt. L'antiferromagnétique synthétique possède de nombreuses propriétés intéressantes : la première, mentionnée plus haut, donne lieu à une plage de stabilité de la configuration antiparallèle grande. De plus, compte tenu du couplage antiferromagnétique médié par la couche de ruthénium (0.8 nm), les champs dipolaires rayonnés sont localisés dans l'AFS (à la condition que l'AFS soit compensé, *ie* que les normes des moments magnétiques des deux couches ferromagnétiques le constituant soient les mêmes). Ainsi, les couches magnétiques environnantes (notamment la couche de stockage), ne subissent pas l'effet d'un champ magnétique local et ne seront donc sensibles qu'à l'application d'un champ magnétique extérieur. Utiliser un AFS compensé le rend aussi très peu sensible à un champ magnétique extérieur (dans la mesure où celui-ci reste plus faible que le champ de spin flop), son état magnétique est donc très peu altérable sans recuit préalable. La figure III.5(b) présente les variations relatives du moment magnétique de l'AFS pour différentes épaisseurs de CoFe. L'épaisseur optimale de CoFe extraite de ces mesures est de 1.95 nm. On utilisera donc $t_{CoFe} = 2\text{nm}$ pour nos échantillons. Cela introduira une très légère décompensation susceptible de générer un très faible champ rayonné, mais peu gênant pour les futures mesures.

Enfin, PtMn est stable dans la phase $L1_0$ correspondant à une structure cubique face centrée dans la direction (111). Pour l'électrode inférieure, l'utilisation de NiFe ayant la bonne texture (cfc (111)) est pourtant impossible dans la mesure où la force du couplage antiparallèle dans l'AFS ne serait pas suffisante (plage de stabilité antiparallèle en champ trop étroite). Il est donc nécessaire d'utiliser CoFe avec lequel l'échange s'établit aussi [90].

III.1.1.2 L'électrode supérieure

Pour l'électrode supérieure, deux options sont envisageables :

- réaliser le même type d'électrode que l'électrode inférieure avec un AFS.
- réaliser une électrode plus simple sans structure d'AFS où l'antiferromagnétique piège directement une couche ferromagnétique (de contrôle) par couplage d'échange. Cette solution plus simple possède tout de même un léger inconvénient : la couche de contrôle va rayonner un champ dipolaire sur la couche de stockage notamment et ainsi décaler son cycle à des valeurs non nulles de champ magnétique.

L'antiferromagnétique FeMn intégré dans l'électrode supérieure cristallise dans une structure cubique face centrée. L'échange s'établit sur NiFe qui cristallise dans la même maille et donne lieu à un champ d'échange de l'ordre de 150 Oe pour 12 nm de FeMn et 3 nm de NiFe. La figure III.6 présente les mesures VSM permettant de visualiser l'échange de FeMn sur NiFe lors de 2 recuits en directions opposées.

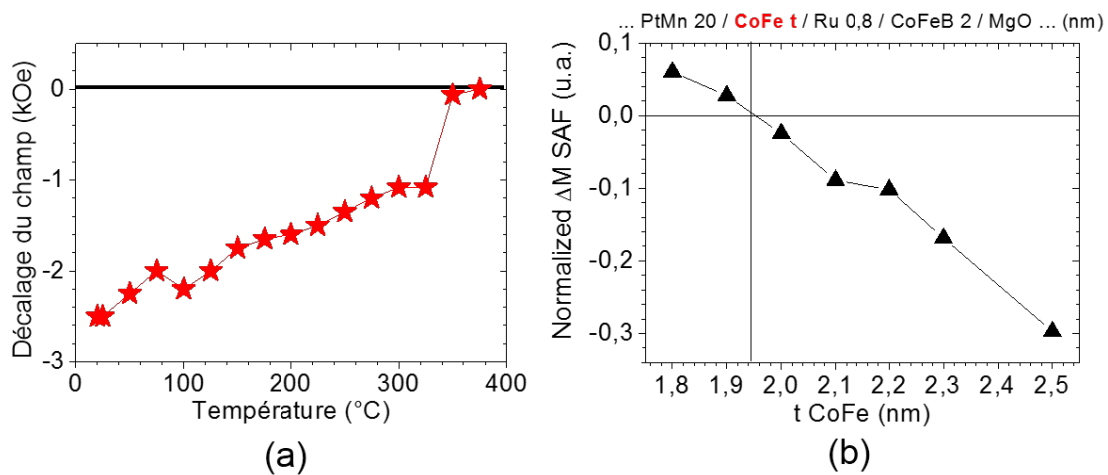


Figure III.5 – (a) Evolution du couplage d'échange de PtMn sur AFS avec la température de mesure. (b) Signal magnétique VSM de l'AFS dans l'électrode inférieure en fonction de l'épaisseur de CoFe. L'épaisseur déduite pour obtenir la compensation est de 1.95 nm. Celle qui sera choisie pour les dépôts est de 2 nm. Mesures *Crocus-Technology*.

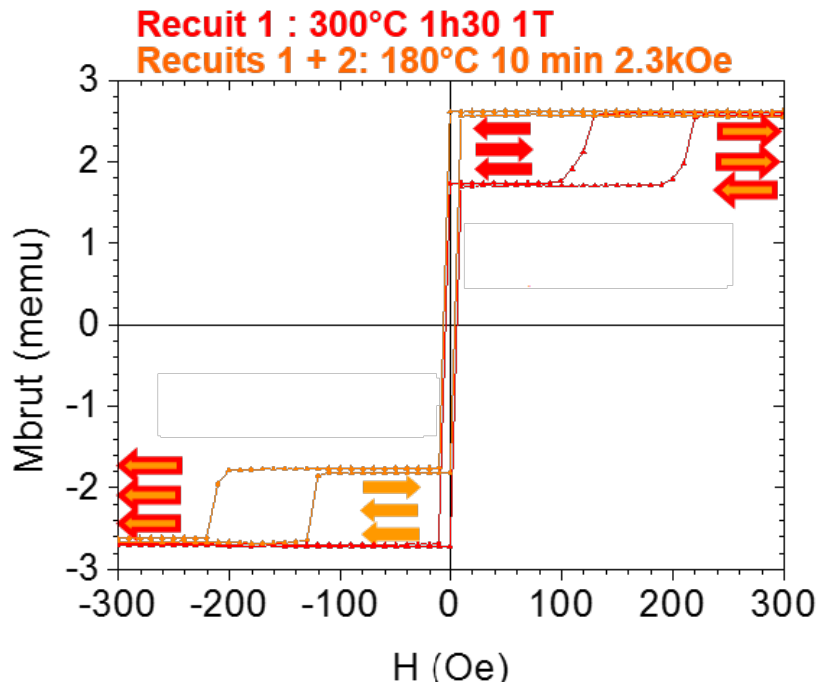


Figure III.6 – Mesures VSM sur une structure complète entre -300 et $+300$ Oe. *R1* en rouge permet d'établir l'échange de FeMn sur NiFe avec un signe négatif. A la suite de *R1*, on applique *R2* pour ne débloquer que FeMn avec un champ opposé à celui utilisé pour *R1*. Cela permet de changer le signe de l'échange. Mesures *Crocus-Technology*

III.1.2 Choix des matériaux

a. Matériaux magnétiques

Nous avons déjà discuté du choix des matériaux utilisés pour réaliser les électrodes, notamment les antiferromagnétiques qui vont piéger les couches ferromagnétiques adjacentes. Il reste maintenant à considérer les cas des couches ferromagnétiques elles-mêmes ainsi que les barrières tunnel. Pour les couches de référence, stockage et contrôle, nous choisirons CoFeB. Ce matériau présente plusieurs atouts, notamment celui de donner lieu à des taux de TMR très importants (même plus importants que les jonctions tunnel magnétiques épitaxiées) [77], [111], une aimantation à saturation ($\approx 1050 \text{ emu/cm}^3$) plus faible que CoFe ($\approx 1400 \text{ emu/cm}^3$) ainsi qu'une faible coercivité. Au fur et à mesure du dépôt, l'oxyde de magnésium, d'abord amorphe, va petit à petit cristalliser au contact de CoFeB dans une structure cubique centrée (cc) dans la direction (001). A ce stade, les couches autour de CoFeB autour des barrières tunnel sont encore amorphes mais lors du recuit sous vide (10^{-7} mbar à 300°C), la structure cc de MgO va se propager vers les couches de CoFeB adjacentes. Autour de chacune des barrières tunnel on aura donc une structure du type (CoFeB cc (001) / MgO cc (001) / CoFeB cc (001)) très favorable à donner lieu à de forts taux de TMR (de l'ordre de plusieurs centaines de % à température ambiante [53]) dans la mesure où cette structure est analogue à celle obtenue pour les jonctions épitaxiées. La présence de bore est très avantageuse pour les raisons sus-mentionnées mais il faut toutefois prendre garde à ne pas affecter les interfaces avec la barrière tunnel lors du recuit, en particulier il faut éviter la diffusion du bore vers MgO, qui dégrade la magnétorésistance tunnel. Il est donc nécessaire d'intégrer un matériau capable de « pomper » le bore loin des interfaces. On utilise pour cela du tantale pour l'électrode supérieure, le ruthénium de l'AFS jouera quant à lui ce rôle pour l'électrode inférieure.

b. Les barrières tunnel

Les premières barrières tunnel ont été réalisées avec de l'alumine amorphe (Al_2O_3) [69]. Les taux de magnétorésistance étaient certes meilleurs que ceux obtenus avec les vannes de spin à température ambiante mais ont été encore améliorés grâce à l'introduction de l'oxyde de magnésium qui présente une structure cristalline (cc dans la direction (001)) [111] favorisant un filtrage en spin très efficace (Fig. III.7 (a) vs (b)). On a pu ainsi obtenir des TMR records de l'ordre de plusieurs centaines de % [53] qui ont rendu les jonctions tunnel magnétiques encore plus intéressantes en vue des applications envisagées, notamment pour les phases de lecture dans les mémoires magnétiques à accès aléatoire. Les premières études sur des jonctions tunnel magnétiques à base de MgO ont été réalisées

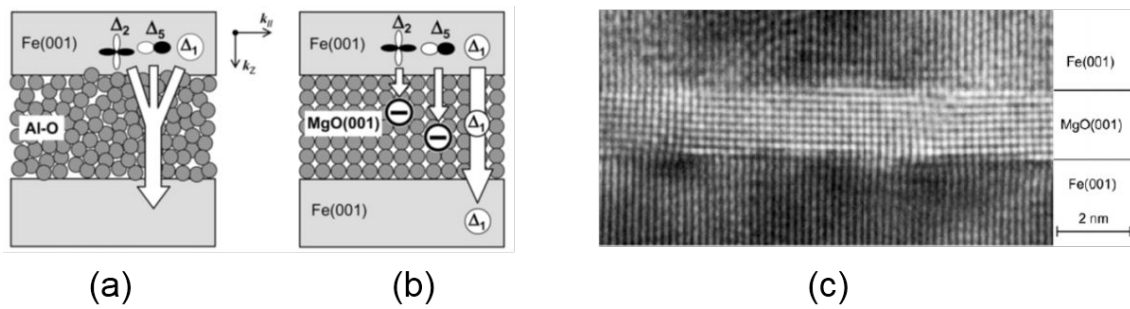


Figure III.7 – (a) Transport tunnel dans des jonctions tunnel magnétiques (JTM) à barrière amorphe (alumine par exemple). (b) Filtrage en spin dans les JTM à barrière cristalline (MgO). (c) Coupe TEM d’une jonction tunnel magnétique Fe / MgO / Fe épitaxiée [110].

sur des dépôts épitaxiés du type Fe / MgO / Fe ou Co / MgO / Co. Ces tri-couches sont très intéressantes puisqu’elles cristallisent dans la même structure (cc (001)) favorisant alors le filtrage en spin : dans ces structures complexes, à cause de l’hybridation des orbitales s, p et d notamment, on décrit le transport dans les couches ferromagnétiques grâce aux états de Bloch Δ_1 , Δ_2 et Δ_5 . Aux interfaces Fe / MgO et MgO / Fe, ces trois états se couplent aux états de même symétrie dans la barrière tunnel [116] (Fig.III.8(a)). Or celui présentant l’évanescence la moins prononcée dans la barrière MgO est l’état de symétrie Δ_1 [13] (Fig.III.8(b)). C’est donc cet état qui sera majoritairement responsable du transport tunnel. Ces états, entièrement polarisés spin, présentent un caractère comparable aux semi-métaux (Fig.III.8(c)) en conséquence de quoi les TMR prédites et mesurées sont très importantes. Ces jonctions épitaxiées présentent toutefois un inconvénient : elles ne sont pas compatibles avec les électrodes obtenues par pulvérisation cathodique qui ne présentent pas la même structure cristallographique (cfc (111)). Ce problème peut être surmonté. Il est tout à fait possible, et heureusement, de déposer un empilement complet par pulvérisation cathodique en conservant de bonnes propriétés de transport. Comme on l’a dit au paragraphe précédent, le recuit va permettre la cristallisation de CoFeB dans une maille cubique centrée dans la direction (001) pour obtenir autour de chaque barrière une structure du type CoFeB cc (001) / MgO cc (001) / CoFeB cc (001), très similaire à la structure des jonctions épitaxiées.

Dans notre cas, selon le produit résistance \times surface visé, l’élaboration des barrières tunnel est réalisée de la manière suivante. Le magnésium pur est déposé en premier par pulvérisation cathodique (0.02nm/s) puis l’oxyde de magnésium est obtenu par :

- oxydation naturelle sous flux d’oxygène (500scm, $P = 1Torr$) pour les RA inférieurs à $30\Omega.\mu m^2$.
- oxydation plasma ($P = 6 \times 10^{-3}mbar$) pour obtenir des RA plus importants.

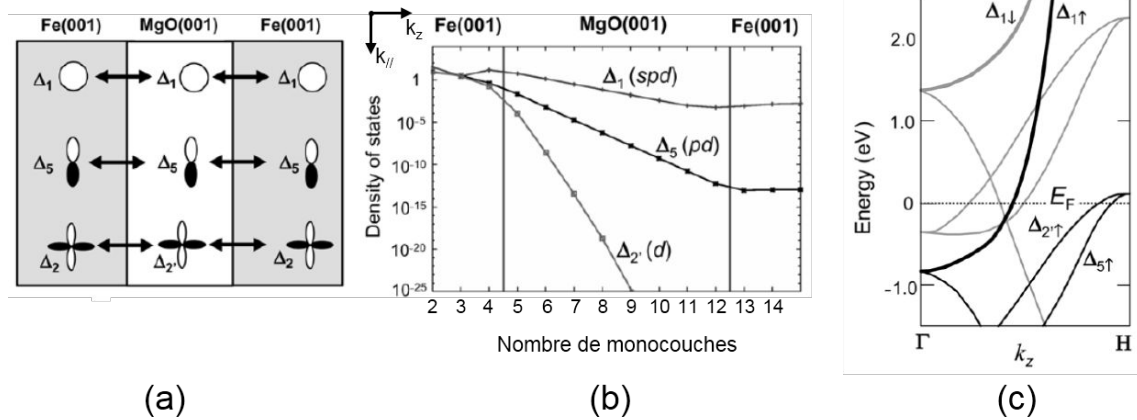


Figure III.8 – (a) Couplage des états de symétrie Δ_1 , Δ_2 , Δ_5 aux interfaces Fe / MgO et MgO / Fe. (b) Evanescence de ces trois états de Bloch dans la barrière MgO. (c) Diagramme de bande de la phase cubique centrée du Fe dans la direction (001) (Γ -H) [110], [13], [2].

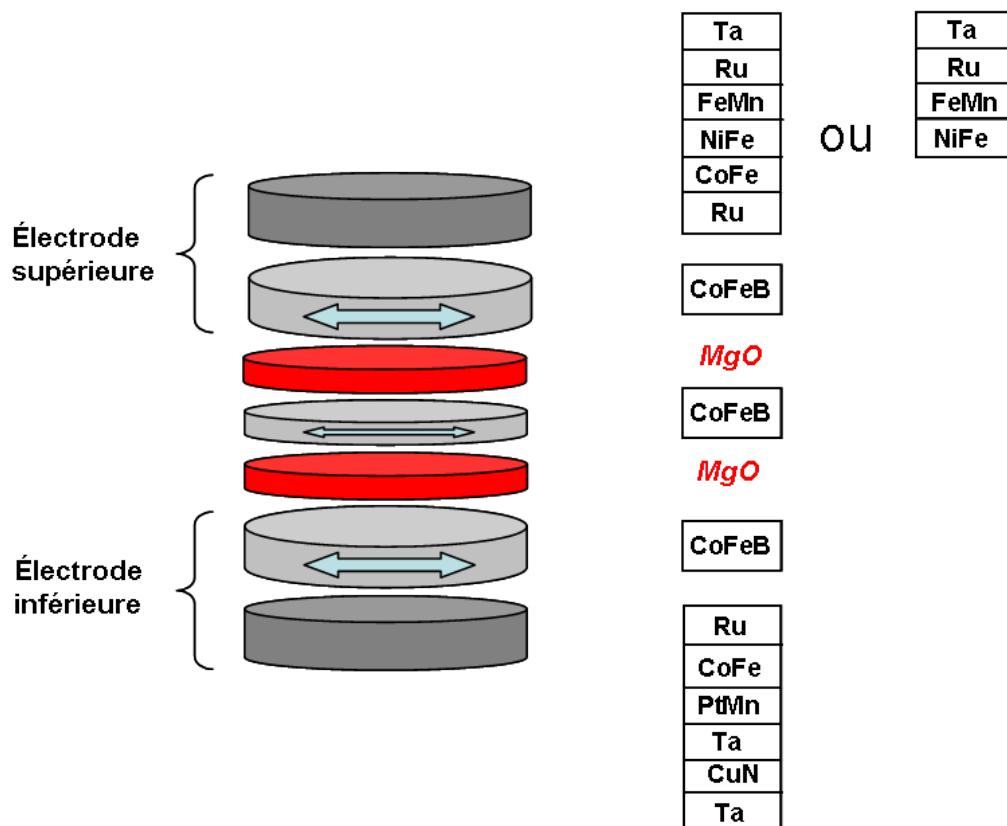


Figure III.9 – Empilement typique d'une jonction tunnel magnétique à double barrière.

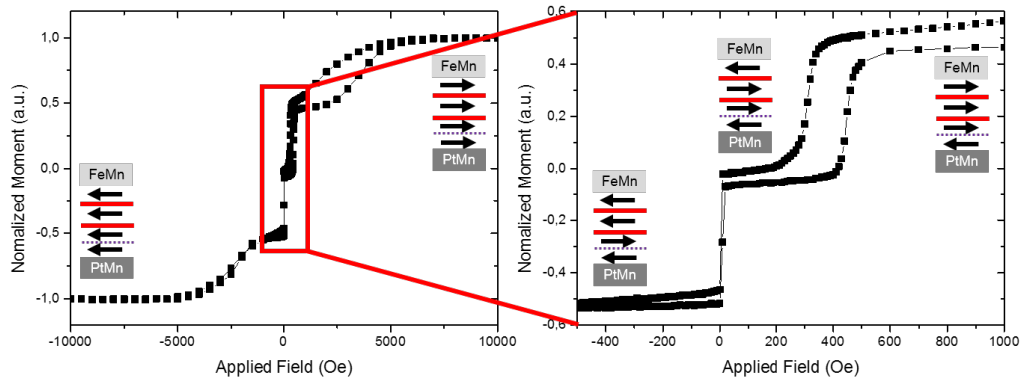


Figure III.10 – (a) Mesures VSM sur un empilement à double JTM entre -10000 et $+10000$ Oe. (b) est un zoom de (a) entre -500 et $+1000$ Oe permettant de visualiser l'échange de l'électrode supérieure (FeMn/NiFe) vers 400 Oe et le renversement de la couche libre vers 0 Oe.

III.1.3 Bilan magnétique

La figure III.10 présente les mesures VSM réalisées sur l'empilement suivant entre -10000 et $+10000$ Oe :

Ta 3 / CuN 30 / Ta 5 / PtMn 20 / CoFe 2 / Ru 0.8 / CoFeB 2 / MgO / CoFeB 2 / MgO / CoFeB 1.5 / Ta 0.2 / NiFe 1.5 / FeMn 12 / Ru 2 / Ta 5 (nm).

Aux forts champs négatifs, toutes les aimantations ont la même direction. À mesure que son intensité diminue, le moment magnétique mesuré subit une augmentation douce, débutant vers -5 kOe et correspondant au spin flop de l'AFS de l'électrode inférieure. Ce dernier, forcé en configuration parallèle par le champ magnétique externe fort, retrouve son état stable correspondant au couplage antiparallèle aux environs de -1000 Oe. Ce couplage antiparallèle est préservé jusque $+1000$ Oe où apparaît une ouverture de cycle correspondant au renversement de l'aimantation de CoFe en contact avec PtMn (Fig.III.10(a)). Aux alentours du champ nul, la variation abrupte de moment magnétique correspond au retournement de la couche de stockage (entre les deux barrières tunnel). Apparaît ensuite l'échange de FeMn sur NiFe aux alentours de 400 Oe (voir Fig.III.10(b)) illustrant le renversement de la couche de contrôle.

III.2 Micro-fabrication à la Plateforme Technologique Amont (PTA)

La phase de micro-fabrication est nécessaire pour passer d'un dépôt pleine plaque (sur wafer de 50 mm dans notre cas) à des piliers dont la taille latérale peut varier de 80 nanomètres à quelques micromètres. Cette phase va permettre d'étudier des phénomènes de transport bien plus fins que ceux étudiés dans le chapitre II. En effet, la structure en piliers

nous amène à étudier les phénomènes physiques liés à un flux d'électrons perpendiculaire aux plans des couches. Ainsi nous ferons l'hypothèse que les effets dus à un éventuel flux latéral seront négligeables. Ceci est d'autant plus vrai que nous étudions des jonctions tunnel. L'effet tunnel va privilégier la direction des vecteurs d'onde perpendiculaire aux plans des couches. Les électrons transmis le plus efficacement seront ceux qui franchiront les épaisseurs effectives de barrière les plus faibles. En effet, en appliquant les lois de la mécanique quantique élémentaires à une barrière tunnel rectangulaire, on montre que la probabilité de transmission est proportionnelle au facteur $\exp(-\alpha d_{eff})$ avec :

- $\alpha = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}(V_0 - E)}$ avec V_0 la hauteur de barrière et E l'énergie de l'électron incident
- d_{eff} l'épaisseur effective vue par un électron avec une incidence donnée.

Pour réaliser des piliers de tailles nano/micrométriques à partir d'un dépôt uniforme sur un wafer de 2 pouces, plusieurs étapes sont nécessaires :

- la lithographie électronique dont le but va être de définir les dimensions des piliers.
- plusieurs phases de gravures (physiques et chimiques) afin de graver d'une part les matériaux autour des piliers et d'autre part autour des électrodes
- plusieurs lithographies optiques afin de créer les masques pour le dépôt de différents motifs (notamment ceux des contacts inférieur et supérieur)
- des dépôts complémentaires au dépôt initial afin de créer un masque dur et les électrodes de contact.
- à tout cela s'ajoutent des étapes de contrôle réalisées au microscope électronique à balayage et au profilomètre notamment.

III.2.1 Le masque dur

Sur le dépôt initial, il est nécessaire de déposer un masque dur. Pour ce faire, on procède tout d'abord à une légère gravure physique, par bombardement d'ions d'argon, afin de décaper la couche supérieure du dépôt initial en supprimant une éventuelle couche d'oxyde formée en surface. On dépose ensuite 10 nm de d'aluminium et 170 nm de tantale. Ce choix de matériau a été fait dans la mesure où sa gravure par un plasma fluoré est assez facile.

III.2.2 La lithographie électronique

C'est l'étape qui va définir les dimensions latérales des piliers. Sur le masque dur sont déposés 80 nm de résine PMMA recuits à 180°C. L'échantillon est ensuite placée dans un masqueur électronique dont le canon à électrons génère un faisceau permettant d'écrire dans la résine avec une résolution de quelques nanomètres. La résine est fragilisée dans les zones d'insolation par rupture des chaînes polymères et ensuite dissoute par développement. Des trous de la taille des futurs piliers sont ainsi définis dans le dépôt de résine. On procède ensuite à un dépôt de 20 nm de platine qui va servir à la protection

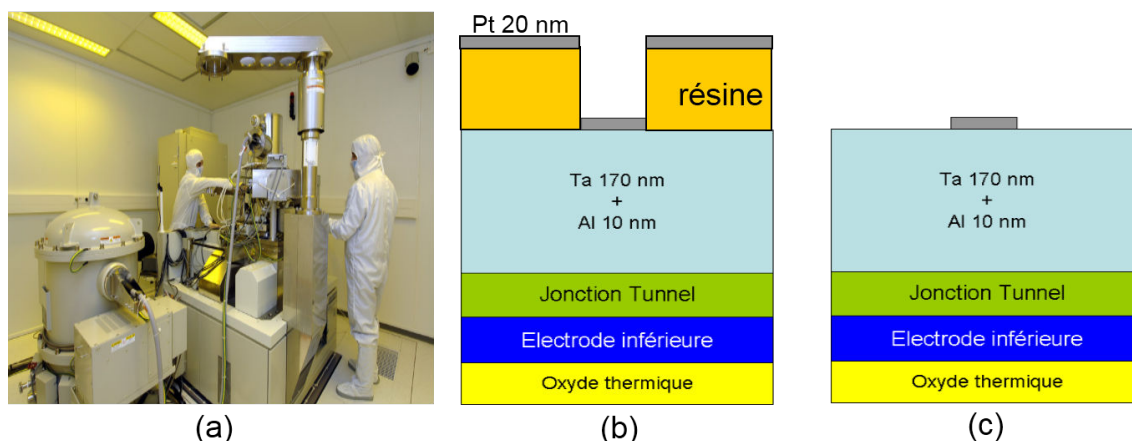


Figure III.11 – (a) Masqueur pour la lithographie électronique (b) Dépôt de 20 nm de platine après la lithographie électronique et son développement, (c) Lift-off.

du masque dur au dessus des piliers (Fig.III.11(b)). La dernière étape consiste à plonger la plaque dans l'acétone pour faire partir le reste de résine (lift-off) et alors obtenir un disque de platine de la taille du pilier sur la masque dur (Fig.III.11(c)). La figure III.12 présente les images MEB de différents motifs après le lift-off du platine.

III.2.3 Gravure des piliers

Il faut dans un premier temps graver chimiquement le masque dur dont l'utilité est de protéger le dépôt magnétique pendant la gravure physique ultérieure (Fig.III.13(a)). On place alors l'échantillon dans un plasma fluoré qui réagit directement avec le tantale. Ce plasma fluoré est réalisé à l'aide de la machine de gravure chimique réactive *ICP STS MULTIPLEX*. L'évolution de la gravure est contrôlée à l'aide de la réflectivité du matériau suivie par un signal laser. Les piliers sont préservés grâce à la présence de la sur-couche de platine. Cette étape est très critique pour la définition du profil d'un pilier. Un temps trop long entraîne une surgravure des piliers et donc un diamètre effectif plus faible que le diamètre nominal. La figure III.14 présente (a) un pilier légèrement surgravé par le plasma fluoré comme en témoignent les flans légèrement incurvés vers l'intérieur et (b) un pilier sous-gravé où il reste encore du tantale sur la surface d'aluminium. Une légère surgravure est donc très utile puisqu'elle va permettre de graver les redépôts de tantale pendant la gravure chimique et ainsi faciliter la gravure physique du pilier qui suit. Plusieurs tailles de piliers sont définies à la lithographie électronique. Les tailles les plus souvent réalisées sont les suivantes : disques de diamètre 80 nm, 100 nm, 200 nm, 500 nm, 1000 nm et ellipses 40nm × 140nm (voir figure III.15). La gravure chimique du tantale respecte plutôt bien ces cotations nominales ; on peut même à ce stade faire sortir des piliers de l'ordre de 30 nm de diamètre. Toutefois la gravure physique qui suit va altérer la valeur des cotations nominales et les piliers les plus petits vont difficilement y survivre. Sur la fi-

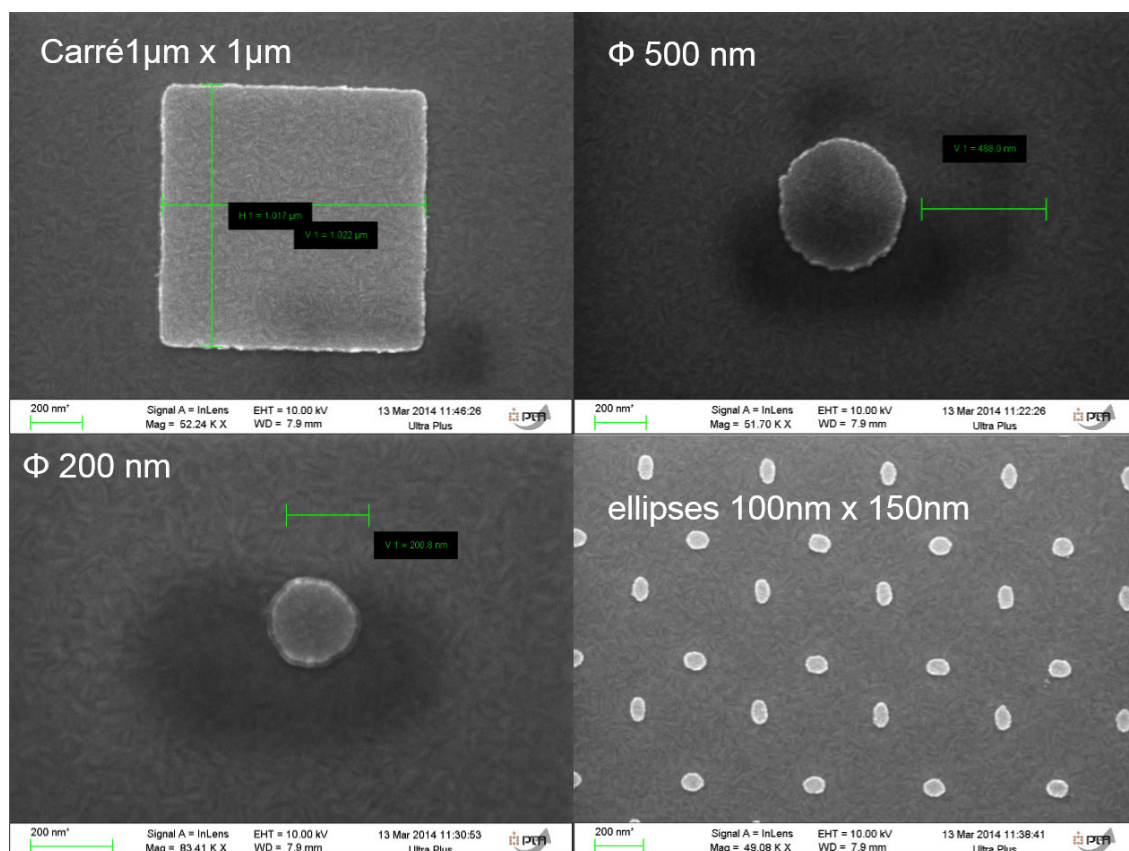


Figure III.12 – Images par microscopie électronique à balayage (MEB) de différents motifs obtenus après la lithographie électronique : ici seuls les 20 nm de platine déposés sur tantale sont observés.

gure III.15(a), on remarque une sur-épaisseur avec un contraste légèrement plus foncé, elle correspond à la fine couche de platine déposée avant la gravure du masque dur de tantale.

On procède ensuite à la gravure physique des différents matériaux constituant la jonction par un bombardement d'ions argon dans la machine *IBE Plassys MU400* (Fig. III.13(b)). Un plasma d'argon est généré à l'aide d'une source radiofréquence et accéléré en direction de l'échantillon avec une incidence connue. Le bombardement des ions d'argon grave l'empilement et l'extraction des atomes est contrôlée à l'aide d'un spectromètre de masse, permettant ainsi de suivre l'évolution de la gravure des différents matériaux. On présente en figure III.13(c) et (d) les signaux du spectromètre de masse lors de la gravure du pilier magnétique. On a choisi de stopper cette phase lors de la gravure de l'antiferromagnétique de l'électrode inférieure PtMn. Ces données ont été obtenues lors de la gravure d'une jonction à double barrière avec l'empilement suivant : Ta 3 / CuN 30 / Ta 5 / PtMn 20 / CoFe 2 / Ru 0.8 / CoFeB 2 / MgO 1.2 / CoFeB 3 / MgO 1.6 / CoFeB 1.8 / Ru 0.9 / CoFe 0.5 / NiFe 1.5 / FeMn 12 / Ru 2 / Ta 5, où les épaisseurs sont données en nanomètres. L'inconvénient de la gravure physique est le risque de redépôts sur les flans du pilier. Il s'agit donc d'une étape critique du procédé. Par ailleurs, on remarque sur la figure III.13(d) la schématisation d'un pied de gravure (flans obliques). Il résulte du fait que le bombardement des ions argon est réalisé à 45° par rapport à la normale au plan du wafer. Cette incidence correspond à une incidence moyenne sur l'ensemble des matériaux gravés dans le pilier où l'efficacité de gravure est la meilleure.

III.2.4 Définition de l'électrode inférieure

Les différents piliers sont maintenant définis. Pour accéder à une mesure macroscopique, il faut à présent définir les deux électrodes pour les futurs contacts. La taille des contacts est de 150 μm et les dimensions des pistes d'accès aux jonctions sont de l'ordre de la dizaine de microns. Pour ces échelles de longueur, il n'est pas nécessaire de mettre à profit la résolution de la lithographie électronique. Une lithographie optique sera suffisante. On va alors déposer sur le wafer une résine positive (*AZ1512HS*, 120 nm) que l'on va insoler à l'aide d'un rayonnement *UV* ($\lambda = 365$ nm) après avoir réalisé l'alignement des motifs du wafer avec ceux du masque grâce à un aligneur *MJB4*. Après développement, on obtient donc des îlots de résines qui encapsulent les différentes jonctions et laissent le reste de l'empilement à l'air (Fig. III.16(a)). On procède enfin à une seconde gravure physique jusqu'à l'oxyde thermique du substrat permettant ainsi la définition de l'électrode inférieure (Fig. III.16(b)). Les figures III.16(d), (e) et (f) montrent les signaux issus du spectromètre de masse où l'on voit la fin de gravure du tantale (f). A la suite du pic correspondant à la gravure des 3 nm de tantale, une surgavure de 5 minutes permet de graver l'oxyde de silicium sur une épaisseur de 80 nm environ afin d'isoler électriquement

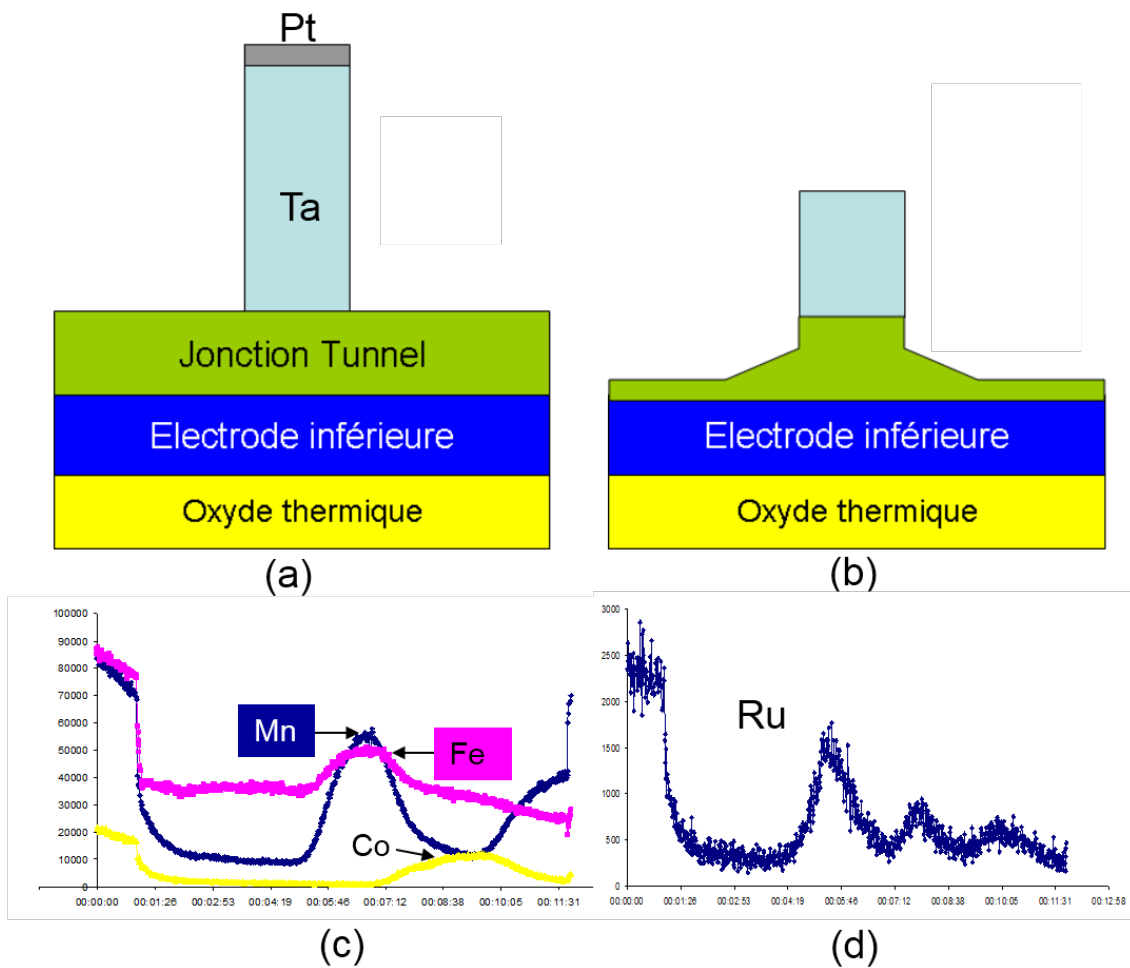


Figure III.13 – (a) Gravure chimique du tantale (b) Gravure physique de l’empilement magnétique (c) Signaux SIMS permettant le suivi de la gravure de l’électrode supérieure (Fe/Mn) puis du pilier magnétique au voisinage des barrières (Co) (d) Signal SIMS du ruthénium.

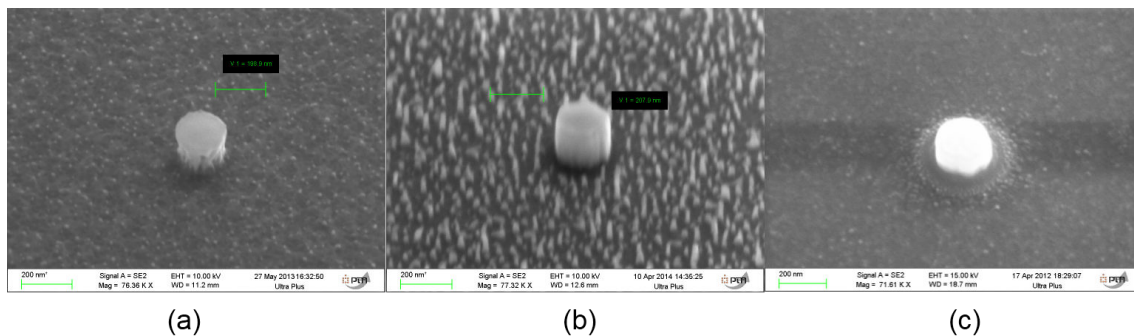


Figure III.14 – Images par microscopie électronique à balayage (MEB) d’un pilier de 200 nm après la gravure du tantale : (a) légèrement surgravé (b) à flans droits où les aspérités à contraste plus clair correspondent à des redépôts de tantale. (c) est l’image MEB obtenue après la gravure physique du pilier.

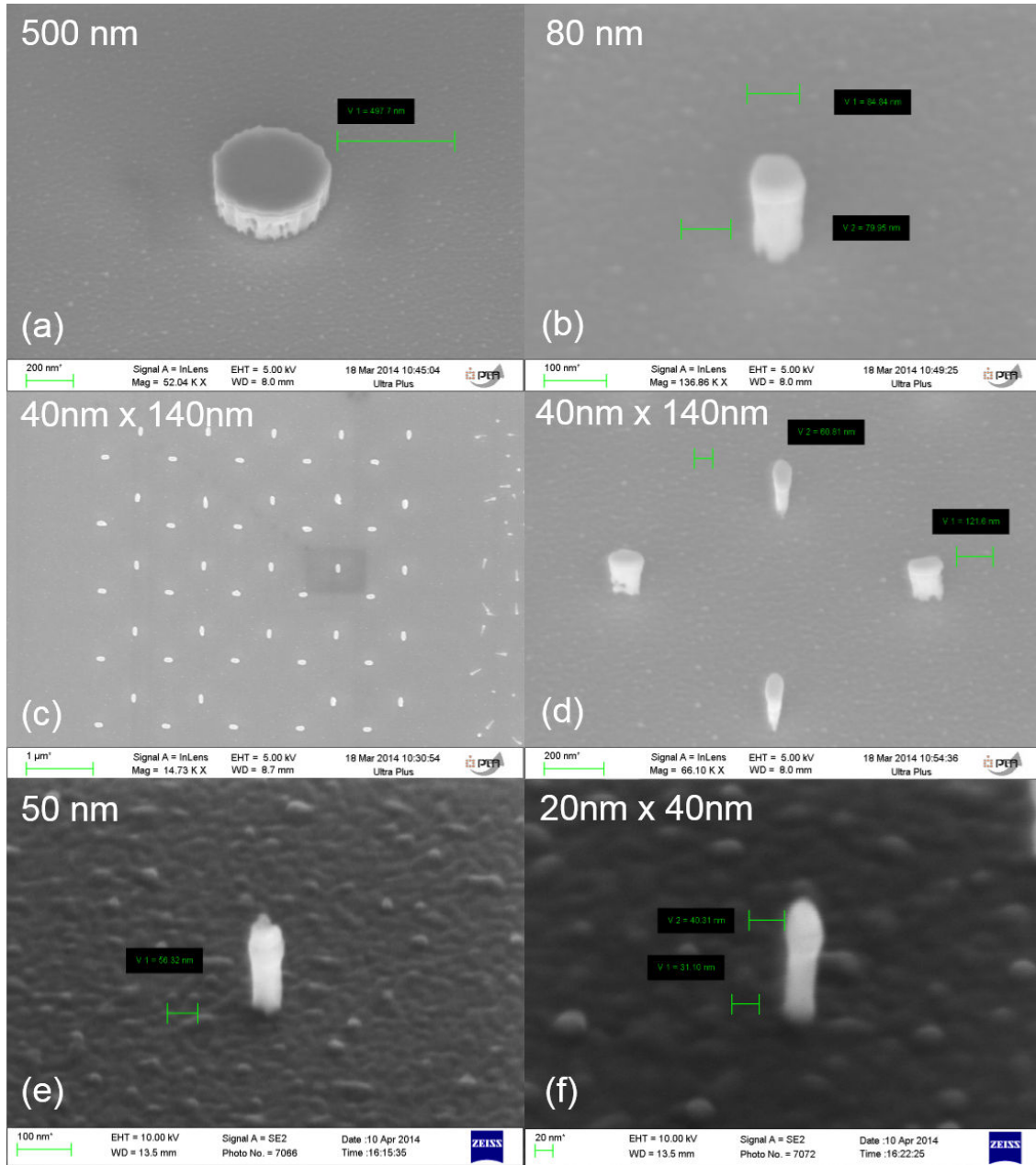


Figure III.15 – Images sous une incidence de 45° par microscopie électronique à balayage (MEB) de différents piliers (circulaires ou elliptiques) après la gravure du tantale (a) 500 nm (b) 80 nm (c) et (d) 40 × 140 nm (e) 50 nm (f) 20 × 40 nm.

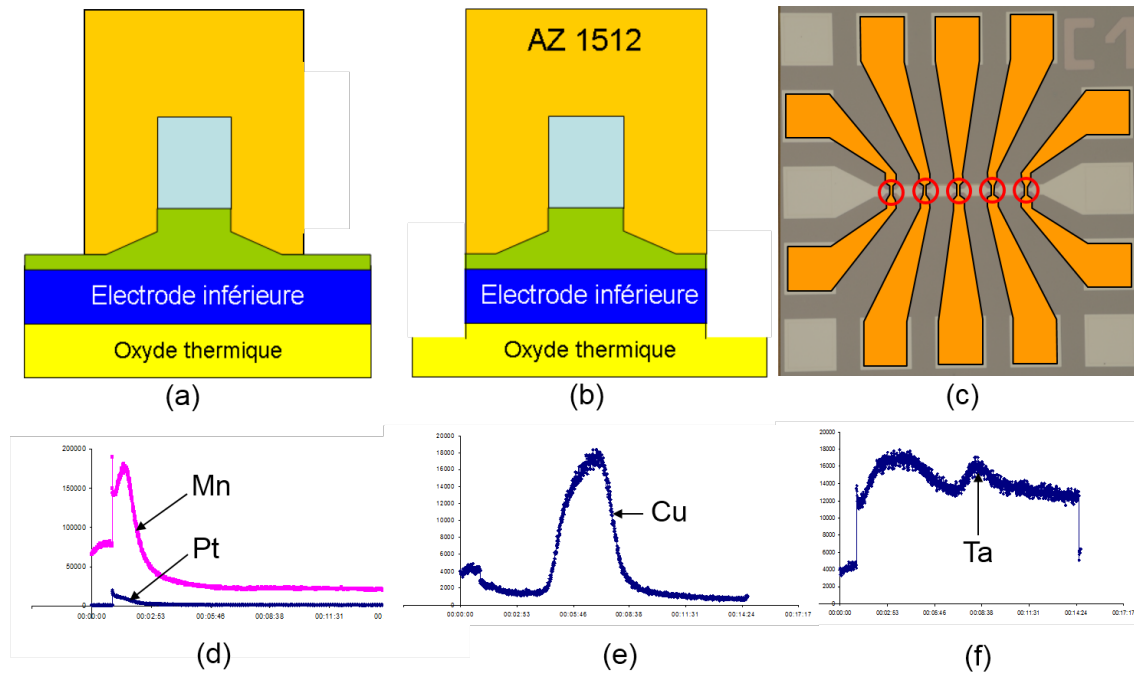


Figure III.16 – (a) Lithographie optique du niveau inférieur (b) Gravure physique de l'électrode inférieure (c) Motif de l'électrode inférieure (d) Signal SIMS montrant la fin de gravure de PtMn, (e) Gravure de CuN, (f) Gravure de Ta suivi de 5 minutes de surgravure de l'oxyde de silicium pour isoler électriquement l'électrode inférieure.

l'électrode inférieure.

III.2.5 Encapsulation des piliers

Pour prendre un deuxième contact au sommet du pilier grâce à une seconde électrode, il est indispensable d'encapsuler le pilier magnétique afin de l'isoler entre les deux électrodes. On utilisera pour cela un polymère appelé *accuflo* dont on contrôle très bien la planéité et l'épaisseur après recuit (110°C puis 180°C puis 250°C). Ces températures de recuit sont suffisamment hautes pour dépiéger FeMn, il sera donc nécessaire, avant les mesures électriques, de redéfinir l'échange de FeMn par un recuit sous champ. Le même type de lithographie que pour l'électrode inférieure est réalisé pour définir les motifs de l'accuflo autour de chaque pilier (Fig.III.17(a)). Il faut cependant réaliser une étape supplémentaire dans la mesure où l'épaisseur initiale d'accuflo est supérieure à la hauteur du pilier. On doit donc amincir le polymère afin de pouvoir ensuite contacter la partie supérieure du pilier avec la seconde électrode (Fig.III.17(b)). Ceci est réalisé grâce à des gravures chimiques successives par plasma de dioxygène à la suite de chacune desquelles on contrôle l'épaisseur restante d'accuflo au profilomètre jusqu'à ce que le pilier émerge du polymère. Cela est par la suite confirmé grâce à une mesure MEB permettant de s'assurer que le pilier dépasse significativement de l'accuflo (figures III.18).

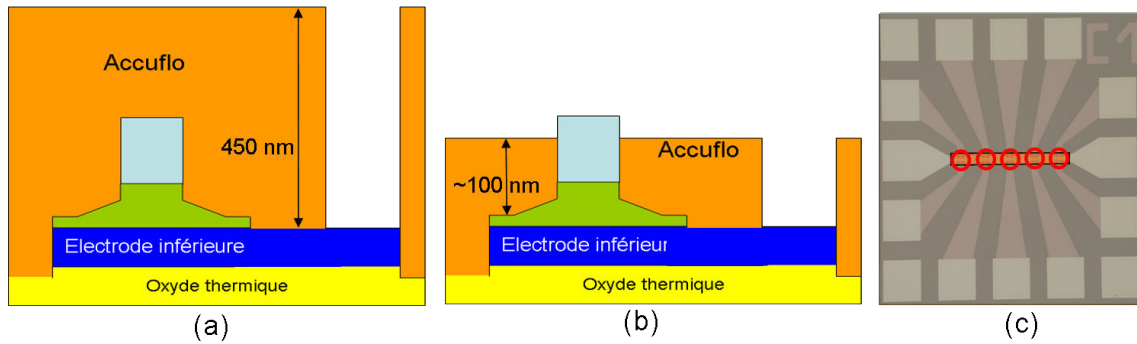


Figure III.17 – (a) Lithographie optique de l'accuflor (b) Amincissement par plasma d' O_2 (c) Motif du niveau de l'accuflor.

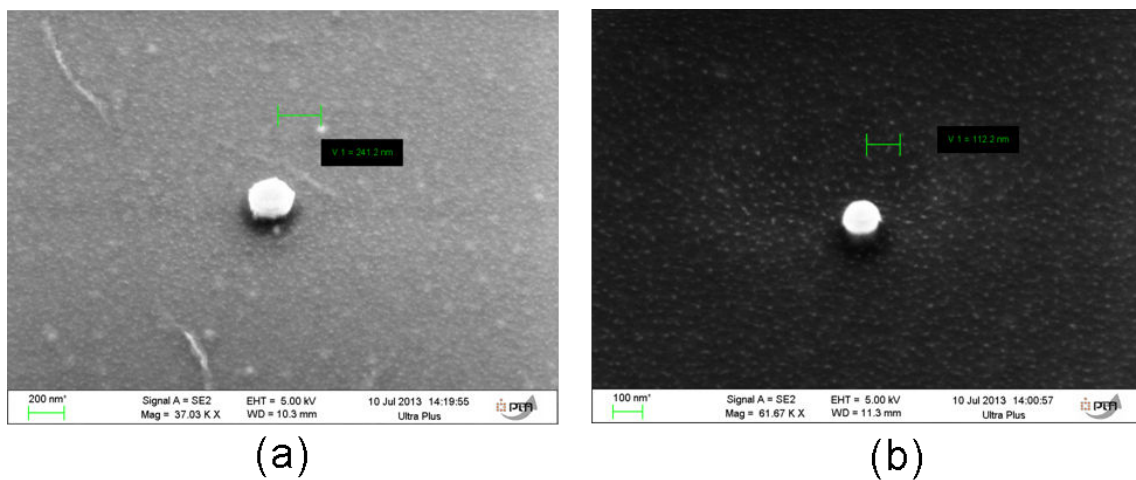


Figure III.18 – Images MEB de piliers de 200 nm (a) et 100 nm (b) après amincissement de l'accuflor à une épaisseur d'environ 100 nm.

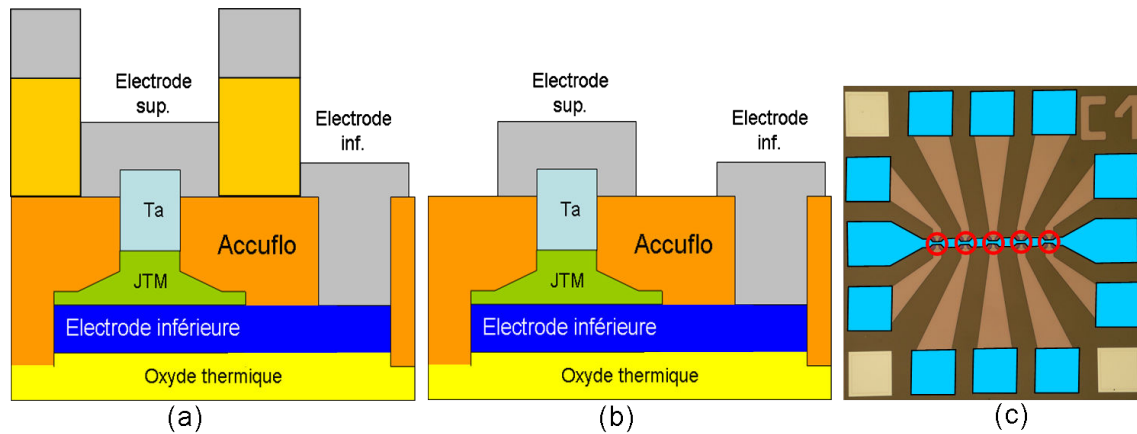


Figure III.19 – (a) Lithographie optique et dépôt de l'électrode supérieure (b) Lift-off (c) Motif de l'électrode supérieure.

III.2.6 Définition de l'électrode supérieure

Il ne reste plus qu'à prendre le contact supérieur via une seconde électrode. Une dernière lithographie optique est réalisée grâce à un troisième niveau de masque afin de créer le motif de l'électrode supérieure sous forme de trous dans la résine (Fig.III.19(a)). Après une légère gravure physique sous faisceau d'ions argon, sont déposés 10 nm de chrome puis 300 nm d'aluminium qui vont constituer la matière des électrodes. On enlèvera enfin le restant de résine par lift-off (Fig.III.16(b)). Ce niveau de lithographie permet aussi de prendre le contact sur les motifs de l'électrode inférieure (Fig.III.19(a) et (b)).

On présente en figure III.20 le dessin des différents niveaux de lithographies optiques. On y voit :

- les deux différents types de cellules : A1-A6 et B1-B5 permettant des mesures radiofréquence, C1-C6 et D1-D6 pour les mesures basses fréquences ou continues.
- les cellules de test au cours du process, notamment la cellule B6 (exclue du contour blanc) pour les différentes mesures de hauteurs (électrode inférieure, supérieure et accuflo) au profilomètre.
- les croix d'alignement gravées durant la lithographie électronique. Quatre puces possèdent ces croix pour faire les alignements wafer/masque avec l'aligneur *MJB4*.

III.3 Première caractérisation électrique

A l'issue de l'ensemble du processus de micro-fabrication, les jonctions sont prêtes à être mesurées. Avant cela, il est toutefois nécessaire de recuire à nouveau sous champ (à 180°C sous 2.3kOe pendant 30 minutes) l'échantillon pour rétablir l'échange de FeMn/NiFe dans une direction connue. Une fois cette étape réalisée, nous disposons d'un banc de mesures automatisé *Veeco*[®] capable de caractériser électriquement l'ensemble des jonctions du wafer. A la suite de ce test mesurant les caractéristiques $R(H)$ pour tous les piliers du

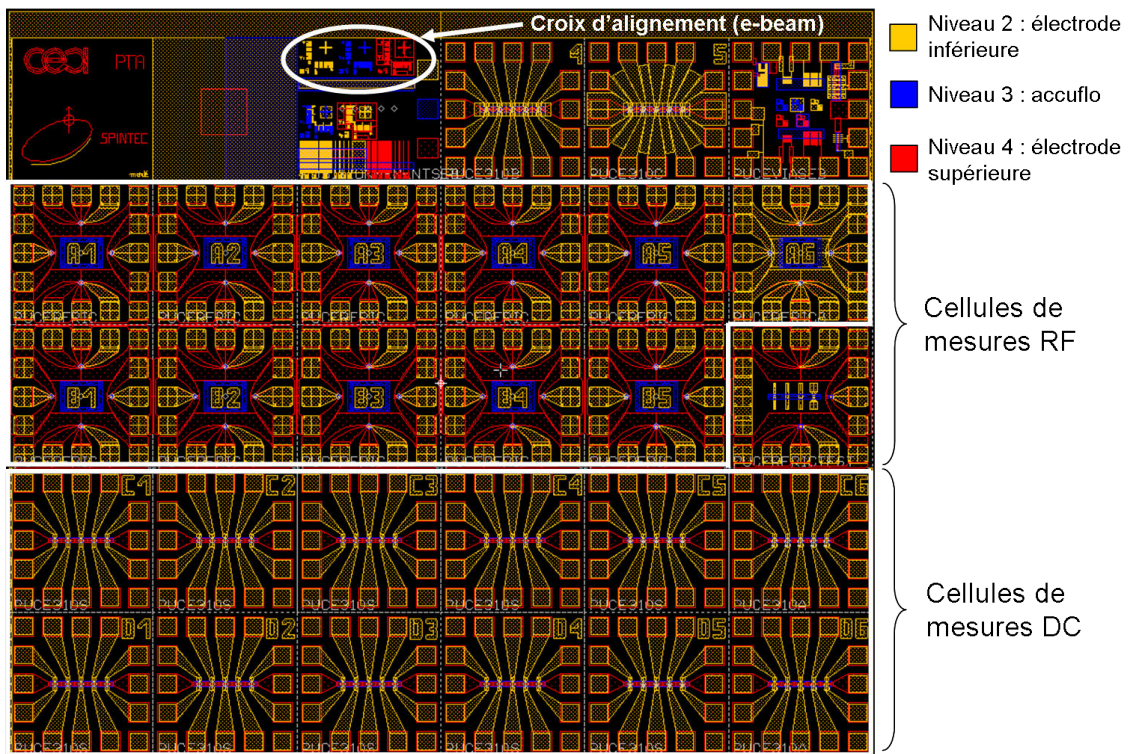


Figure III.20 – Puce du process RAM3. Sur un wafer 50mm, 35 à 40 puces sont mesurables.

wafer, nous sommes en mesure de trier² les jonctions en choisissant les plus intéressantes (figure III.21). La dernière étape sera alors de faire découper le wafer puce par puce pour mesurer les piliers montrant une plus forte probabilité de donner des résultats intéressants lors de mesures plus fines.

2. en fixant un critère sur les valeurs extrêmes de la TMR par exemple

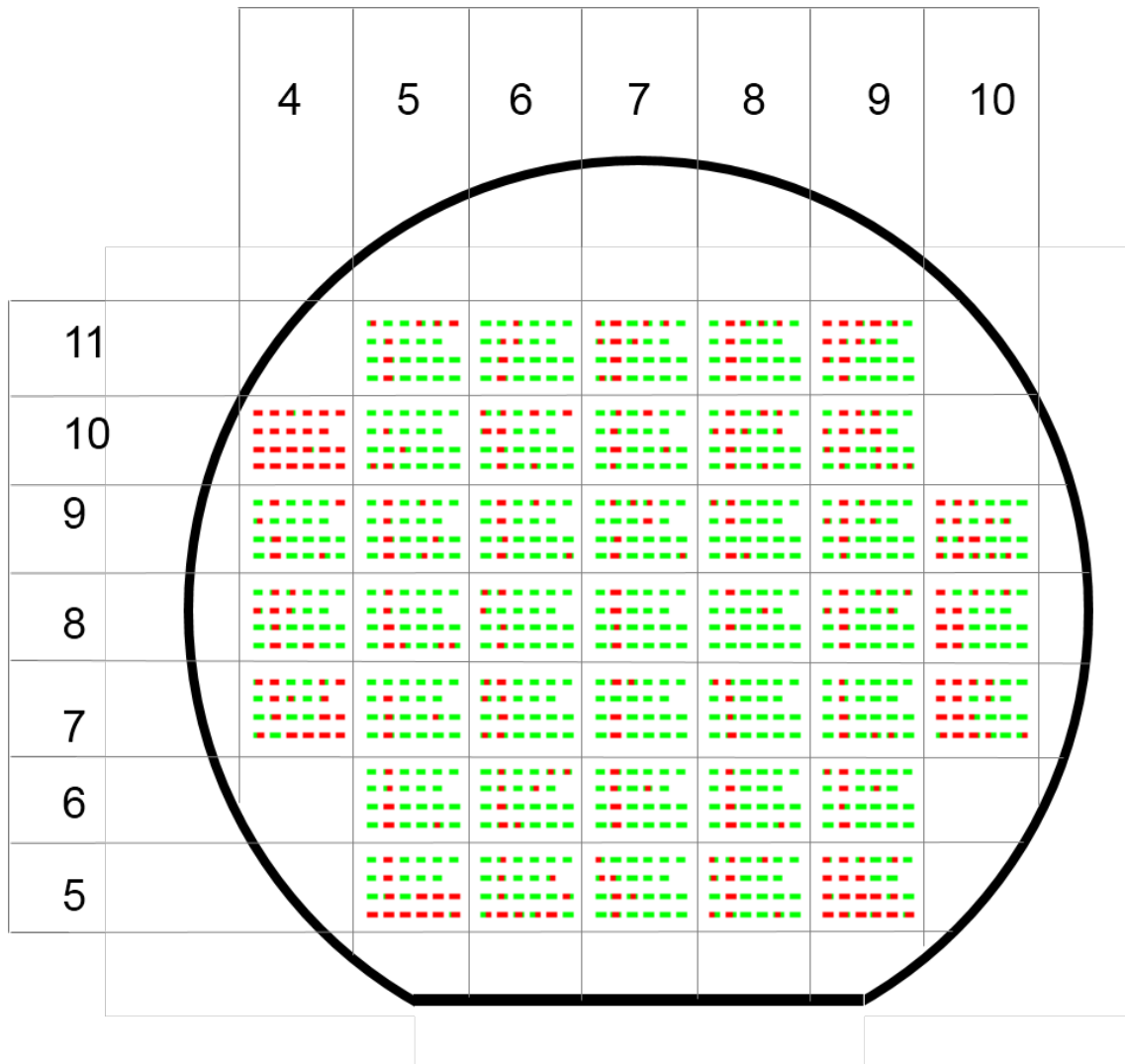


Figure III.21 – Illustration graphique du traitement des mesures *Veeco*[®] avec un critère sur la TMR comprise entre 50% et 200%. Les carrés verts désignent les piliers validant ce critère, les rouges désignent les piliers n’y répondant pas.

Wafer D751		taux de réussite par cellule			
ligne	colonne	taux	ligne	colonne	taux
	10	4	7	10	57%
	10	5	7	4	52%
	10	6	7	5	93%
	10	7	7	6	90%
	10	8	7	7	92%
	10	9	7	8	93%
	11	5	7	9	91%
	11	6	8	10	75%
	11	7	8	4	81%
	11	8	8	5	84%
	11	9	8	6	93%
	5	5	8	7	88%
	5	6	8	8	95%
	5	7	8	9	83%
	5	8	9	10	71%
	5	9	9	4	86%
	6	5	9	5	88%
	6	6	9	6	89%
	6	7	9	7	91%
	6	8	9	8	91%
	6	9	9	9	89%

taux de réussite pour la plaque entière					
81%					
taux de réussite par taille de pilier					
PL1	PL2	PL3	PL4	PL5	PL6
84%	44%	90%	89%	91%	91%
taux de réussite par lettre					
A	B	C	D		
80%	79%	85%	79%		
taux de réussite RF et DC					
DC	RF				
82%	80%				

Figure III.22 – Résultats du traitement des mesures *Veeco*® avec un critère sur la TMR comprise entre 50% et 200%. Le classement des résultats est fait sur la plaque complète, en fonction des différents types d'électrodes (DC ou RF), de la tailles des piliers (PL1 à PL6) et de l'emplacement de la puce sur le wafer.

Chapitre IV

Modulation de l'amplitude du couple de transfert de spin dans les structures à double barrière

Sommaire

IV.1 Problématiques générales	109
IV.1.1 Stabilité thermique	110
IV.1.2 Densité et consommation	112
IV.2 Problématique des jonctions tunnel magnétiques à barrière unique	113
IV.3 Ecriture et lecture dans les jonctions tunnel magnétiques à double barrière	115
IV.3.1 Avantages des structures à double barrière	115
IV.3.2 Empilement	116
IV.3.3 Configuration de l'empilement magnétique	116
IV.3.4 Effets des couples de transfert de spin	118
IV.3.5 Asymétrie des courants critiques	137
IV.4 Conclusions du chapitre	144

IV.1 Problématiques générales

L'étude des jonctions tunnel magnétiques (JTM) s'inscrit dans l'optique du développement de mémoires magnétiques à accès aléatoire (ou MRAM pour « Magnetic Random Access Memories »). Pour ce faire, il est impératif de remplir un grand nombre de critères afin d'égaliser voire de dépasser les performances des mémoires déjà commercialisées. Les mémoires MRAM s'inscrivent dans la famille des mémoires non volatiles, *ie* permettant la rétention de l'information stockée sans que le système ait besoin de consommation

électrique. La capacité à conserver l'information est donc déjà un premier critère. On le souhaite de l'ordre de 10 années. La température est alors un facteur limitant. En effet, l'énergie d'anisotropie magnétocristalline, qui stabilise un état magnétique donné, entre en compétition avec l'énergie thermique qui tend à déstabiliser cet état. Ce phénomène est connu sous le nom de superparamagnétisme. D'autres critères interviennent comme la répétabilité d'un cycle d'écriture/lecture, que l'on souhaite à l'heure actuelle autour de 10^{16} avant d'endommager le point mémoire. Des considérations de consommation électrique, de densité et donc de taille, de rapidité sont aussi à prendre en compte afin que les dispositifs proposés puissent s'imposer comme de sérieux candidats à remplacer les générations de mémoires actuelles. Développer un dispositif optimisant l'ensemble de ces critères se révèle être extrêmement difficile, voire impossible. Il est donc nécessaire de trouver un compromis afin d'obtenir le système le plus performant possible en l'état des compétences technologiques actuelles. Cependant, il n'est pas forcément nécessaire de chercher à tout prix à dépasser les technologies existantes pour tous les critères. En effet, certaines applications exigent seulement une très bonne endurance ainsi qu'une grande rapidité (technologies SRAM pour les premiers niveaux de mémoires cache par exemple), d'autres mettront l'accent sur la densité et la rétention (stockage *Solid State Disk (SSD)* grâce aux mémoires FLASH). Ici, nous allons donc nous concentrer sur seulement certains de ces aspects, notamment l'aspect basse consommation électrique et celui de la rapidité des cycles de lecture. L'intérêt d'écrire l'information avec le courant grâce au couple de transfert de spin est aujourd'hui accepté dans la mesure où il favorise clairement la structuration à très petites échelles (nanométriques). Les mémoires issues de cette technologies sont appelées « STT-RAM » et sont aujourd'hui sur le point d'être commercialisées. Elles utilisent une structure de jonction tunnel magnétique à barrière MgO. Le développement de ce produit représente déjà une avancée majeure, mais il peut être amélioré pour certains types d'applications grâce à l'utilisation d'une structure à double barrière. Regardons dans un premier temps toutes les difficultés à surmonter pour développer une mémoire performante.

IV.1.1 Stabilité thermique

Si l'on considère une couche ferromagnétique seule, la direction de son aimantation est donnée par la minimisation de l'énergie totale. Elle est usuellement composée de l'énergie d'anisotropie magnétocristalline (imposée par le cristal et éventuellement des effets de surface pour les films minces), l'énergie magnétostatique résultant de l'interaction entre l'aimantation et le champ démagnétisant et l'énergie Zeeman qui rend compte de l'interaction avec un champ externe. En l'absence de champ externe et une fois les énergies magnétostatique et magnétocristalline minimisées, l'aimantation a une direction donnée. Ceci serait vrai sans compter les effets thermiques. En effet, la température est responsable

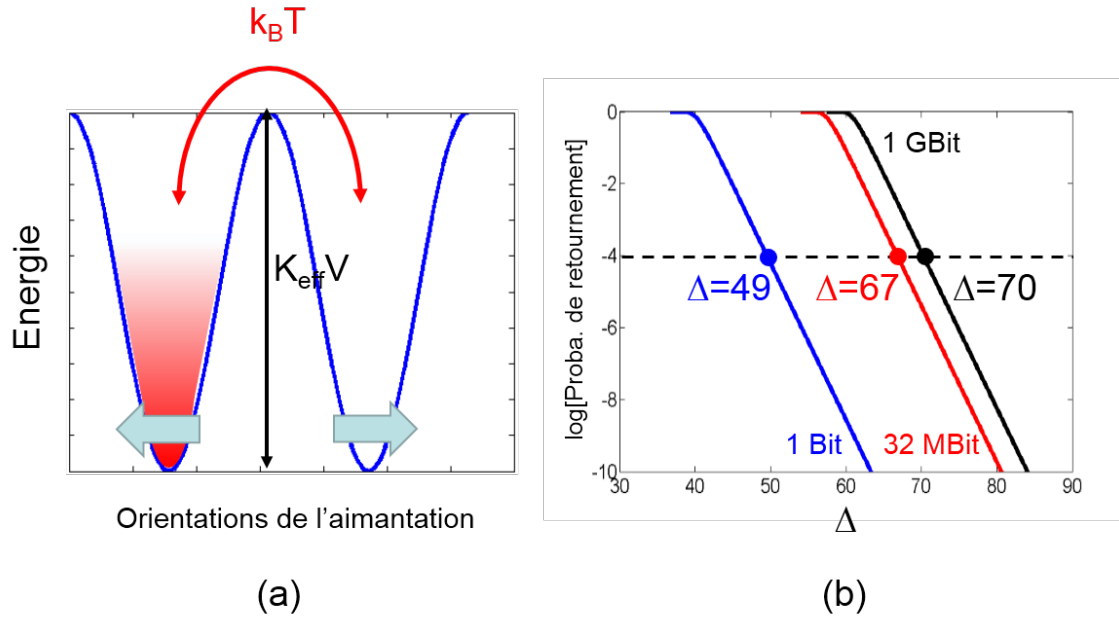


Figure IV.1 – (a) Illustration du phénomène de superparamagnétisme : la compétition entre les énergies d'anisotropie et thermique peut retourner l'aimantation de manière spontanée. (b) Critères de rétention d'une mémoire MRAM pour différentes capacités, avec $\Delta = \frac{K_{eff}V}{k_B T}$.

de l'excitation de l'aimantation et l'écarte donc de sa position d'équilibre définie par la minimisation précédente. L'énergie magnétostatique ne variera pas sous cette excitation dans la mesure où aimantation et champ démagnétisant resteront « anti-alignés ». Ceci est vrai tant que la particule a une forme sphérique. Pour une couche mince, avec une épaisseur très petite devant les dimensions latérales de la couche, il faut prendre en compte la contribution de l'énergie magnétostatique, à cause de laquelle la constante d'anisotropie vaut maintenant $K_{eff} = K_u - \frac{1}{2}\mu_0 M_S^2$. K_u est la constante d'anisotropie uniaxiale et le terme additionnel en $\frac{1}{2}\mu_0 M_S^2$ est la signature du champ démagnétisant orienté orthogonalement au plan des couches. Ainsi, il nous faut considérer la compétition entre l'énergie d'anisotropie et l'énergie thermique illustrée en figure IV.1(a).

Le modèle de Néel Brown [12] permet de connaître la probabilité qu'une telle particule magnétique se retourne sous cet effet. Elle est donnée par $p(t) = 1 - e^{-t/\tau}$, où τ désigne le temps caractéristique de retournement :

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{K_{eff}V}{k_B T}\right) \quad (\text{IV.1})$$

où V est le volume de la particule magnétique, T la température de la particule, k_B la constante de Boltzmann et τ_0 est de l'ordre de la nanoseconde.

Pour concurrencer les mémoires de type FLASH, le critère de rétention est $\tau = 10$ ans ce qui implique que le facteur de stabilité thermique $\Delta = K_{eff}V/k_B T$ soit supérieur à 40 pour une seule particule magnétique, *ie* pour un bit. Pour N bits la probabilité de

retournement devient :

$$p_N(t, \frac{K_{eff}V}{k_B T}) = 1 - e^{-\frac{Nt}{\tau_0} \exp(-\frac{K_{eff}V}{k_B T})} \quad (IV.2)$$

En traçant p_N en fonction du facteur Δ , on peut extraire les critères de stabilité thermique pour des mémoires de 1 bit, 32 Mbit ou 1 Gbit dans le cas où l'on souhaite une probabilité de retournement inférieure à 10^{-4} . Pour développer une mémoire de 1 Gbit, il faut donc $\Delta > 70$ (voir fig.IV.1(b) en noir).

IV.1.2 Densité et consommation

La rétention est un critère crucial pour concurrencer les mémoires FLASH. Néanmoins le critère $\Delta > 70$ va aussi être à l'origine de difficultés à partir du moment où l'on souhaite réduire la taille des points mémoire. En effet réduire le volume implique qu'il faut simultanément augmenter l'anisotropie uniaxiale K_u afin de valider le critère de rétention. Ceci est problématique dans la mesure où K_u et la constante d'amortissement α ont une origine commune, le couplage spin-orbite. Satisfaire simultanément une bonne rétention ainsi qu'une faible taille des points mémoires se révèle être un vrai défi. En effet, si l'on égale le couple dû à l'amortissement au couple par transfert de spin ainsi qu'aux contributions de l'anisotropie magnétocristalline et du champ démagnétisant, on peut calculer la densité de courant critique pour retourner l'aimantation (voir formule IV.3, [34]). On se rend alors compte que la réduction de la taille a un double inconvénient : l'augmentation de l'anisotropie K simultanément à celle de la constante d'amortissement α .

$$j_{C_0} = \frac{2e \alpha t_S}{\hbar \eta} \left(\mu_0 M_S H \pm \frac{\mu_0 M_S^2}{2} \right) \quad (IV.3)$$

où e est la charge de l'électron, \hbar est la constante de Planck réduite, t_S l'épaisseur de la couche libre, η l'efficacité du transfert de spin, M_S l'aimantation à saturation de la couche libre, K_{eff} l'anisotropie effective ressentie par l'aimantation de la couche libre et H le champ appliqué.

On peut remarquer que le terme $\frac{\mu_0 M_S^2}{2}$ provenant de l'énergie magnétostatique rend compte du prix à payer pour vaincre le champ démagnétisant lors de la précession hors du plan de l'aimantation (dans le cas de jonctions à aimantations dans le plan des couches). Tous ces facteurs pénalisent d'une part la consommation du dispositif mais aussi sa taille. En effet, la quantité de courant électrique qu'il sera possible d'injecter dans la jonction tunnel sera contrôlée par la taille du transistor de sélection. Ainsi plus j_{C_0} sera grand plus le dispositif consommera de puissance et plus il sera gros. Les jonctions tunnel magnétiques à double barrière peuvent apporter une solution, au moins partielle, à ce problème

dans la mesure où deux contributions au couple nécessaire au retournement de l'aimantation de la couche libre seront mises à profit. Ainsi on peut imaginer diviser par deux les courants d'écriture d'un point mémoire.

On se rend ainsi compte que le défi principal que les STT-RAM doivent vaincre est d'assurer simultanément une bonne rétention ainsi qu'une faible densité de courant d'écriture.

IV.2 Problématique des jonctions tunnel magnétiques à barrière unique

Les mémoires magnétiques utilisant des jonctions tunnel doivent faire face à une problématique délicate lors des cycles d'écriture et de lecture des points mémoires. En effet, il est nécessaire de séparer de manière très distincte les distributions de tensions d'écriture, de lecture et de claquage afin que tous ces phénomènes soient indépendants pour une tension appliquée donnée. Le critère utilisé par *Everspin* est de six fois la somme des deux écarts-types de deux distributions adjacentes (voir figure IV.2). Ainsi, lors d'une lecture, on est certain de ne pas écrire la couche de stockage. Avec les matériaux, les techniques de dépôt et de nanostructuration actuelles, on cherche à obtenir une distribution des tensions d'écriture de moyenne $0.5V$ environ. Cette valeur impose de descendre les tensions de lecture aux alentours de $0.15V$. En effet, lors d'une phase de lecture, le courant traversant la jonction, tout comme le courant d'écriture, est responsable d'un couple de transfert de spin sur la couche libre. On considère que cela va affecter la barrière d'énergie d'anisotropie uniaxiale (décrite dans la section précédente) avec un préfacteur correctif en $1 - \frac{I_{Lecture}}{I_{Ecriture}}$ (voir figure IV.3), en conséquence de quoi il faut estimer une valeur du rapport $\frac{I_{Lecture}}{I_{Ecriture}}$ qui satisfera le critère de rétention. Sur la figure IV.3(b), on remarque que le point de fonctionnement pour assurer simultanément le critère de rétention $\Delta > 70$ et une probabilité de retournement de 10^{-4} se situe aux alentours de $\frac{I_{Lecture}}{I_{Ecriture}} \approx 0.28$. On pourra donc choisir comme critère simplifié $\frac{I_{Lecture}}{I_{Ecriture}} = \frac{1}{4}$ qui diminuera encore la probabilité de renverser spontanément l'aimantation. Cette condition limite fortement les tensions de lecture et donc les vitesses de lecture à cause des capacités de fuite du transistor de sélection. Ce problème peut être résolu par l'utilisation de jonctions tunnel magnétiques à double barrière qui permettent, comme on va le voir par la suite, d'appliquer des tensions de lecture bien plus élevées sans craindre d'écrire la couche de stockage.

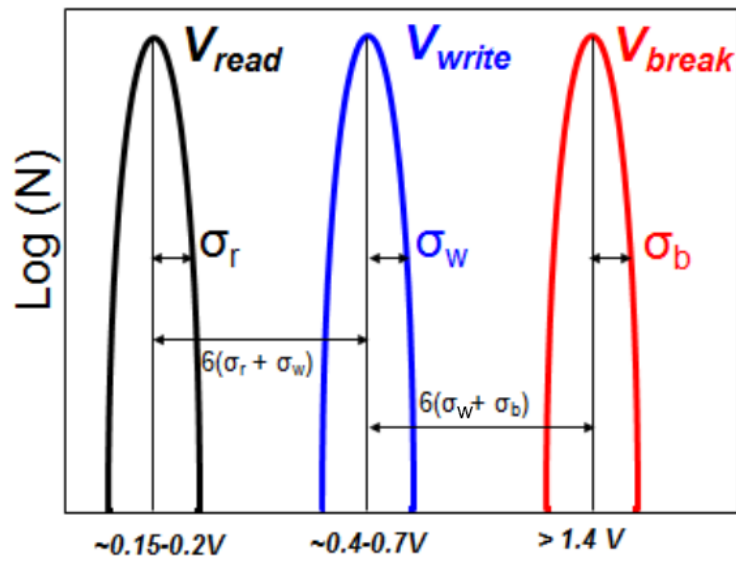


Figure IV.2 – Cahier des charges concernant les distributions des tensions de lecture, écriture et claquage dans une jonction tunnel magnétique à barrière unique. D'après [86].

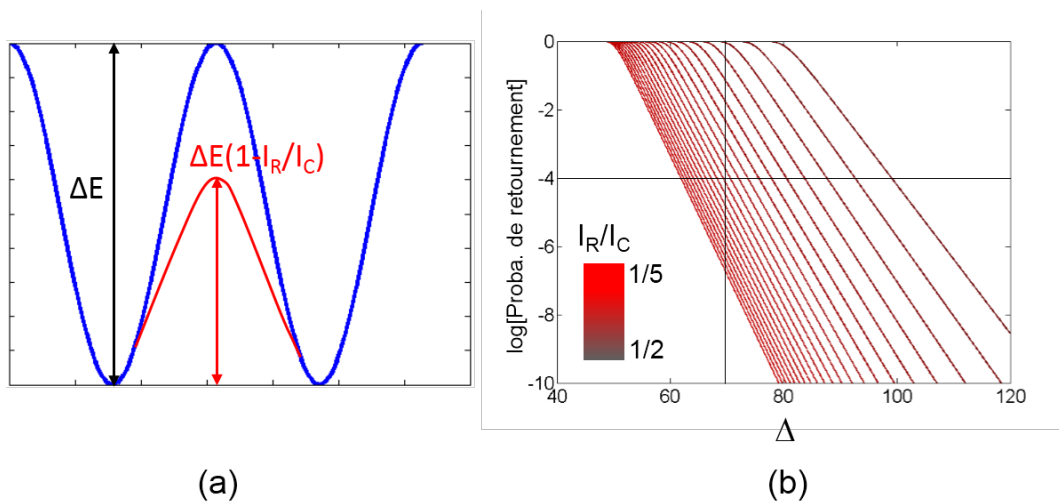


Figure IV.3 – Effet du courant de lecture sur (a) la forme de la barrière d'énergie et (b) le critère de rétention des données (ici 10 ans).

IV.3 Ecriture et lecture dans les jonctions tunnel magnétiques à double barrière

IV.3.1 Avantages des structures à double barrière

On a vu dans la section précédente que les JTMs à barrière unique imposent d'appliquer des tensions de lecture de l'ordre du quart de celles d'écriture afin que le couple déposé par le courant lors d'une phase de lecture ne soit pas trop grand. Ceci ralentira fortement les vitesses de lecture de la mémoire. En utilisant des JTMs à double barrière, on peut s'affranchir de ce problème en mettant à profit deux configurations magnétiques distinctes, l'une favorable à l'écriture et l'autre à la lecture. En effet, une telle structure présente l'avantage d'avoir deux électrodes dont les états magnétiques peuvent être contrôlés indépendamment de celui de la couche de stockage. Il sera donc possible, selon les états magnétiques des électrodes, de contrôler l'amplitude du couple de transfert de spin exercé sur l'aimantation de la couche libre :

- si les électrodes sont configurées de sorte que leurs aimantations soient antiparallèles (voir fig. IV.4(a)), alors le couple par transfert de spin provenant de la barrière tunnel inférieure sera dans la même direction que celui provenant de la barrière supérieure. Ainsi, si la couche centrale est suffisamment épaisse ($\geq 2nm$), le couple résultant exercé sur l'aimantation de la couche libre sera la somme des deux couples provenant de chacune des deux barrières. Il sera donc possible d'écrire la couche de stockage avec des densités de courant plus faibles puisque le couple sera plus important (comparé aux structures à une seule barrière). Cette configuration sera appelée **mode écriture**.
- a contrario, si les aimantations des deux électrodes ont la même direction (voir fig. IV.4(b)), alors les deux couples provenant de chacune des deux barrières auront des directions opposées et le couple résultant sera très faible. Ainsi la probabilité d'écrire, même à des tensions élevées (*ie* du même ordre que les tensions d'écriture : 0.5 V), sera très petite. On pourra donc appliquer de fortes tensions pour lire l'état de la couche de stockage sans craindre de l'écrire par couple de transfert de spin. Les vitesses de lecture seront donc nettement améliorées en comparaison des JTMs à barrière unique. Cette configuration sera appelée **mode lecture**.

Ainsi, l'avantage de la structure à double barrière est double : le mode écriture permet de diminuer les densités de courant d'écriture et donc de restreindre la consommation du dispositif tandis que le mode lecture permet d'augmenter les vitesses d'accès à l'information stockée.

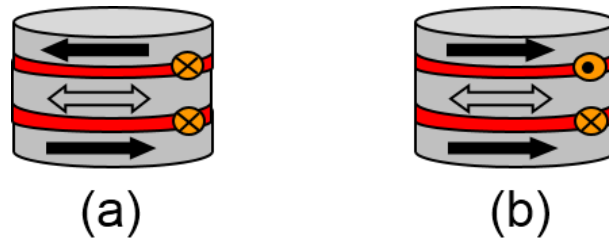


Figure IV.4 – Mode écriture (a) vs mode lecture (b).

IV.3.2 Empilement

Afin de surmonter le problème de tensions de lecture (et donc des vitesses) faibles, il peut être intéressant d'utiliser une structure à double barrière dont l'empilement est donné dans la figure IV.5. Il est constitué de deux barrières tunnel MgO dont il est possible de choisir les caractéristiques électriques (*ie* le produit résistance \times surface RA et le taux de magnétorésistance MR associés à chaque barrière). Dans ce chapitre, les résultats présentés auront été mesurés pour des structures symétriques avec des barrières nominale-ment équivalentes (avec la même recette au stade du dépôt) ($RA_1 = RA_2 \approx 20 - 25\Omega \cdot \mu m^2$) ainsi que des structures asymétriques ($RA_1 \approx 50\Omega \cdot \mu m^2, RA_2 \approx 10\Omega \cdot \mu m^2$ ou $RA_1 \approx 10\Omega \cdot \mu m^2, RA_2 \approx 40\Omega \cdot \mu m^2$). Trois couches « actives » définissent quatre configurations magnétiques accessibles. La couche de stockage (en bleu sur la figure IV.5) est prise en sandwich entre les deux barrières. C'est grâce à elle que sera définie l'information dans le point mémoire. La couche de référence (en orange sur la figure IV.5), contenue dans l'électrode inférieure, fait partie d'un antiferromagnétique synthétique piégé par échange par un antiferromagnétique avec une température de blocage haute. On a choisi PtMn dont la température de blocage (T_B^{PtMn}) se situe légèrement sous $300^\circ C$. Enfin la couche de contrôle, ou de sélection du mode (en vert sur la figure IV.5) est contenue dans l'électrode supérieure et fait partie d'un antiferromagnétique synthétique piégé par un antiferromagnétique avec une température de blocage basse. On a choisi FeMn dont la température de blocage (T_B^{FeMn}) se situe aux alentours de $100^\circ C$ [56]. Les deux températures de blocage sont différentes afin de pouvoir, par chauffage et sous champ, choisir l'orientation de l'aimantation de la couche de contrôle sans que celle de la couche de référence ne soit modifiée. Cela nous permettra donc de basculer du mode lecture au mode écriture et réciproquement.

IV.3.3 Configuration de l'empilement magnétique

A la suite du dépôt, un premier recuit est effectué. Il est réalisé à $300^\circ C$ sous un champ de $1T$ appliqué dans le plan des couches pendant 1h30. Cela permet de dépiéger à la fois PtMn et FeMn. Pendant la phase de refroidissement, le champ appliqué va orienter les aimantations des couches de contrôle et de référence dans le même sens. Durant la

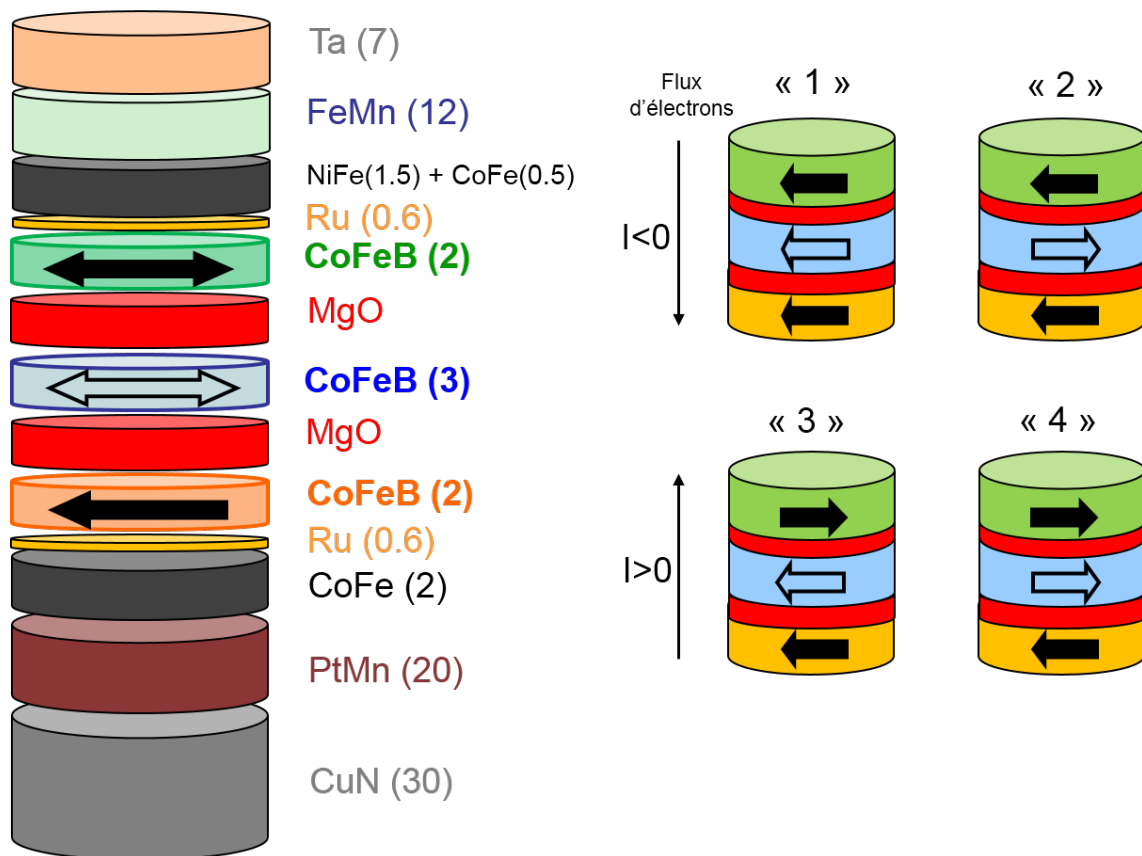


Figure IV.5 – Schéma de l'empilement mesuré dans ce chapitre avec les quatre configurations magnétiques accessibles à droite. Les champs accessibles sur le banc de mesure étant de l'ordre du kOe et les champs de spin flop de l'AFS de l'électrode inférieure étant de plusieurs kOe , on considérera que la couche de contrôle a une orientation fixe dans toutes les expériences. Les conventions de signe du courant utilisées dans la suite du chapitre sont également indiquées sur le schéma.

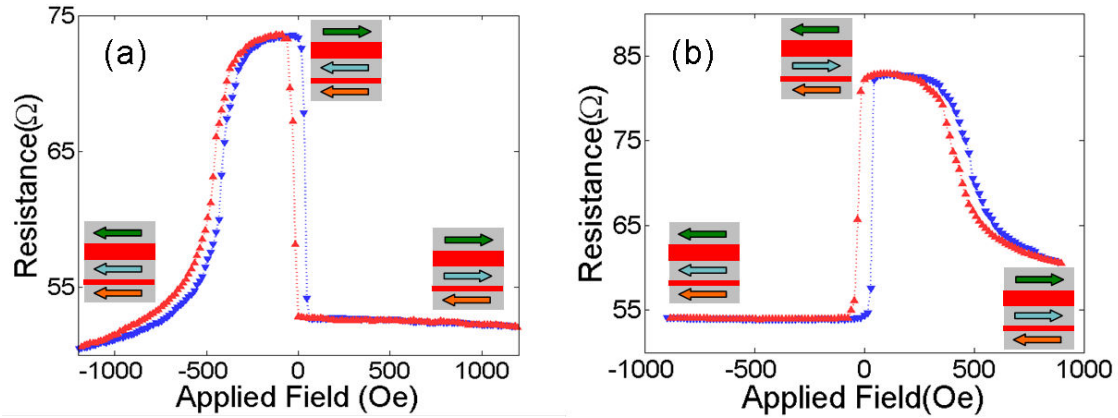


Figure IV.6 – (a) Cycle de résistance en fonction du champ appliqué pour une jonction circulaire de diamètre $1\mu m$. Au voisinage du champ nul, les couches de référence et de contrôle sont antiparallèles. L'échantillon est donc configuré en mode écriture. (b) Après un recuit sous champ, la couche de contrôle est renversée de sorte qu'au voisinage du champ nul, les électrodes ont maintenant leurs aimantations parallèles. L'échantillon est donc configuré en mode lecture.

nanostructuration en salle blanche, des recuits pouvant atteindre $250^{\circ}C$ sont susceptibles de dépiéger FeMn et alors de définir des états magnétiques non contrôlés. Il est donc nécessaire d'effectuer avant toute mesure un dernier recuit pour définir l'état de la couche de contrôle selon le sens du champ appliqué. Le mode « lecture » sera associé à la configuration où les couches de contrôle et de référence seront parallèles puisqu'elle minimise l'amplitude du couple exercé sur l'aimantation de la couche de stockage. A contrario, lorsque les aimantations des couches de contrôle et de référence seront antiparallèles, on pourra définir un mode « écriture » qui maximise l'amplitude du couple exercé sur l'aimantation de la couche libre. Afin de s'assurer du mode dans lequel est placé l'échantillon, on réalise un cycle de résistance en fonction du champ appliqué afin de connaître le signe du champ d'échange de FeMn sur NiFe (voir fig. IV.6). Pour les champs accessibles avec l'électro-aimant de mesure, il n'est pas possible de visualiser le retournement de la couche de référence qui se produit à plusieurs milliers d'Oersted. Lorsque le champ de spin flop de l'AFS de la couche supérieure est négatif (IV.6(a)), les couches de contrôle et de référence sont antiparallèles (mode écriture) au voisinage du champ nul et parallèles lorsque ce champ de spin flop est positif (mode lecture) (fig. IV.6(b)).

IV.3.4 Effets des couples de transfert de spin

Lorsqu'un électron voyage par effet tunnel d'une couche ferromagnétique vers une autre, séparées par une troisième couche non magnétique, il « se charge » d'une certaine quantité de moment angulaire magnétique dans la première couche qu'il est susceptible de transférer localement à l'aimantation de la seconde. Ce phénomène est connu sous le nom de transfert de spin de Slonczewski. Il est mis profit dans les JTMs pour ren-

verser l'aimantation de la couche de stockage lorsque la quantité de moments magnétiques apportés par les électrons est suffisante, *ie* lorsque le courant est suffisamment grand. On peut facilement imaginer que la présence de deux barrières va renforcer ce phénomène. Cependant, il faut prendre garde à l'orientation de ce qu'on considère être les polariseurs : les couches de référence et de contrôle. La double jonction peut de ce point de vue être considérée comme deux jonctions simples mises en série et le couple reçu par l'aimantation de la couche de stockage sera la somme algébrique des contributions provenant des barrières supérieure et inférieure¹. De manière générale, le couple de transfert de spin exercé sur l'aimantation d'une couche ferromagnétique libre par les électrons polarisés en spin dans le cas d'une jonction tunnel magnétique est donné par la formule suivante :

$$\vec{T}_{//} = T_{//} \vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{p}) \quad (\text{IV.4})$$

où \vec{m} est l'aimantation normalisée de la couche de stockage et \vec{p} l'aimantation normalisée du polariseur. De nombreuses études ont été réalisées pour déterminer le préfacteur $T_{//}$ [99], [17], [59], [47], [107], [87], [88]. Sa dépendance en tension fait encore l'objet d'études mais on peut en première approximation écrire $T_{//} = a_1V + a_2V^2$. Pour des tensions qui ne sont pas trop grandes ($< 0.7V$ ²), l'amplitude du couple est contrôlé par le terme a_1V . Ce sera donc le signe du courant (ou de la tension appliquée) qui permettra de choisir l'orientation du couple exercé sur l'aimantation de la couche de stockage.

Pour une structure à double barrière, le couple total exercé sur l'aimantation de la couche centrale de stockage sera donc simplement donné par :

$$\begin{aligned} \vec{T}_{//_{tot}} &= T_{C//} \vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{p}_C) + T_{R//} \vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{p}_R) \\ &= T_{//_C} + T_{//_R} \end{aligned} \quad (\text{IV.5})$$

L'indice // fait référence au fait que le vecteur $\vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{p})$ est contenu dans le plan (\vec{m}, \vec{p}) et sera par la suite confronté à un autre couple orienté perpendiculairement à ce plan. Les indices « C » et « R » font respectivement référence aux couches de contrôle et de référence.

IV.3.4.1 Jonctions asymétriques à barrière supérieure épaisse

Dans cette section, l'appellation « jonctions asymétriques » fait référence à l'asymétrie des barrières tunnel : la barrière tunnel supérieure aura un produit résistance surface de l'ordre de $RA_1 \approx 50\Omega \cdot \mu m^2$ tandis que celui de la barrière inférieure sera de l'ordre de $RA_2 \approx 10\Omega \cdot \mu m^2$. L'empilement est donc le suivant :

1. Ceci est vrai tant que l'épaisseur de la couche de stockage est supérieure à la distance sur laquelle est déposé le couple planaire par chaque barrière, *ie* 2nm [59].

2. Cette valeur dépend entre autres du décalage d'échange Δ_{ex} dans les matériaux magnétiques considérés. Pour le fer par exemple, $\Delta_{ex} \approx 3.8eV$ [107], [99].

D6068 :Ta 3 / CuN 30 / Ta 5 / PtMn 20 / CoFe 2 / Ru 0.8 / CoFeB 2 / MgO ($RA \approx 10\Omega\mu m^2$) / CoFeB 3 / MgO ($RA \approx 50\Omega\mu m^2$) / CoFeB 1.8 / Ru 0.9 / CoFe 0.5 / NiFe 1.5 / FeMn 12 / Ru 2 / Ta 5 (nm)

a. Mode écriture

Imaginons dans un premier temps qu'à la suite du second recuit l'échantillon soit placé dans la configuration (a) (fig. IV.6), *ie* les couches de contrôle et de référence sont orientées dans des directions opposées au voisinage du champ nul. Plaçons-nous par exemple dans l'état « 3 » (fig. IV.5), *ie* l'état de haute résistance et appliquons un courant négatif, c'est-à-dire que les électrons vont de l'électrode de contrôle vers celle de référence. Les électrons vont dans un premier temps de \vec{p}_C vers \vec{m} . L'état initial autour de la barrière supérieure est un état antiparallèle. Les électrons, polarisés suivant \vec{p}_C , exercent alors un couple favorisant une déstabilisation de l'état initial, c'est à dire un retournement de l'aimantation de la couche de stockage. Les électrons voyagent ensuite de \vec{m} vers \vec{p}_R . L'état initial autour de la barrière inférieure est un état parallèle, les électrons transmis exercent donc un couple de stabilisation de la couche de référence, piégée. Par contre, une fraction des électrons peut être réfléchiée à la deuxième interface de la barrière inférieure se polarisant suivant \vec{p}_R et sont alors responsables d'un second couple sur la couche de stockage. Ainsi l'amplitude du couple total exercé sur l'aimantation de la couche de stockage vaut $|T_{//tot}| = |T_{//C}| + |T_{//R}|$. Les deux états autour de chacune des deux barrières sont déstabilisés et l'application d'un courant négatif favorise alors le retournement de l'aimantation de la couche de stockage (*ie* le passage de l'état magnétique « 3 » à « 4 », voir fig. IV.5). De la même façon, on montre facilement qu'un courant positif stabilise la configuration magnétique « 3 ». L'amplitude du couple total sera grande, valant $|T_{//tot}| = |T_{//C}| + |T_{//R}|$ dans le sens de la stabilisation de « 3 ». On ne pourra alors pas écrire la couche de stockage avec ce signe de courant.

Si l'on se place dans la configuration « 4 », le raisonnement fait précédemment est identique à la différence près que les états magnétiques autour de chacune des deux barrières sont inversés. Les critères de stabilisation ou de déstabilisation en courant de la couche de stockage seront donc eux eux aussi inversés. Ainsi le retournement de la couche de stockage se fera pour un courant positif alors que la stabilisation de l'état initial sera obtenue pour un courant négatif. Le mode écriture ainsi défini permet donc d'écrire la couche de stockage grâce aux effets cumulés de couple de transfert de spin provenant de chacune des deux barrières.

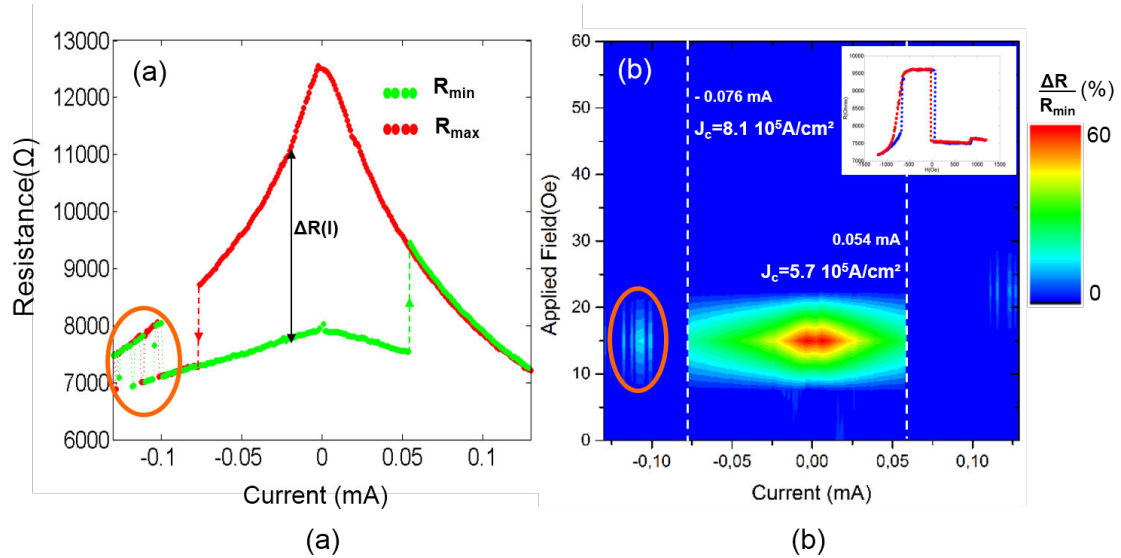


Figure IV.7 – L’empilement est configuré en mode écriture comme le montre l’encart de la figure (b). (a) Cycle de résistance en fonction du courant pour un champ appliqué de 15 Oe. (b) Diagramme de phase de $\Delta R/R_{min}$ en fonction du courant pour des champs appliqués entre 0 et 60 Oe. La zone entourée en orange illustre la compétition qui existe, à haute tension, entre le couple dans le plan des couches et celui orthogonal à ce plan, qui sera discutée plus tard.

Sur des échantillons de forme elliptique et de taille ($80\text{nm} \times 150\text{nm}$) structurés en salle blanche, ont été mesurés plusieurs cycles de résistance en fonction du courant pour différentes valeurs de champ appliqué dans le plan des couches. On a représenté sous forme de diagramme de phase (fig. IV.7(b)) l’ensemble de ces mesures avec en code couleur le rapport $\Delta R/R_{min}$ où ΔR est la différence entre les valeurs de résistance pour les courants croissants et décroissants (voir Fig. IV.7(a)). R_{min} fait référence à la valeur minimale de résistance pour un courant donné. Les mesures ont été réalisées pour des champs allant de -1000 Oe à $+1000 \text{ Oe}$ et nous avons ensuite « zoomé » entre 0 et 60 Oe . En figure IV.7(a) est représentée une mesure de résistance en fonction du courant électrique à un champ de 15 Oe. On remarque les retournements successifs de la couche de stockage pour des signes de courant en adéquation avec les prédictions faites précédemment. On est donc en mesure d’écrire la couche de stockage grâce au courant électrique avec des densités de courant faibles³. $j_c^n = 8.1 \times 10^5 \text{ A/cm}^2$ pour les courants négatifs et $j_c^p = 5.7 \times 10^5 \text{ A/cm}^2$ pour les courants positifs sont de trois à quatre fois inférieures aux densités de courant obtenues pour les jonctions tunnel magnétiques à barrière unique avec le même bâti de dépôt.

3. Les densités de courants sont calculées à partir de la surface réelle $80\text{nm} \times 150\text{nm}$ mesurée au microscope électronique à balayage.

b. Mode lecture

En pratiquant un recuit à une température supérieure à la température de blocage de FeMn avec un champ appliqué dans le plan des couches, on peut réorienter l'aimantation de la couche de contrôle de sorte que l'échantillon soit maintenant placé dans la configuration (b) (fig. IV.6), *ie* les couches de contrôle et de référence sont orientées dans la même direction autour du champ nul. On peut facilement montrer que, quelque soit l'état magnétique de départ (« 1 » ou « 2 », fig. IV.5), il n'existe pas de signe de courant pour lequel les effets des couples de transfert de spin provenant de chacune des deux barrières sont cumulatifs (que ce soit dans le sens de la stabilisation de l'état initial ou de sa déstabilisation). Le couple total exercé sur l'aimantation de la couche de stockage sera donné par $|T_{//tot}| = \left| |T_{//C/R}| - |T_{//R/C}| \right|$. Ainsi son amplitude sera plus faible que celle obtenue en mode écriture où les effets du transfert de spin étaient cumulés. Ici, ces effets s'annihilent et il devient alors impossible d'écrire la couche de stockage aux tensions accessibles sans claquer la barrière soumise à la plus forte différence de potentiel. On peut ainsi lire le point mémoire avec des tensions très fortes (même au delà de 0.5V) sans craindre d'écrire la couche de stockage, ce qui pourrait permettre d'obtenir des vitesses de lecture bien meilleures que celles qui sont usuellement atteintes dans les jonctions ne contenant qu'une seule barrière. On peut toutefois se questionner sur la faisabilité d'augmenter les tensions de lecture. En effet, on sait que la magnétorésistance tunnel diminue significativement avec la tension appliquée [114], [112]. Il a cependant été démontré [68] que la décroissance de la TMR avec la tension est moins rapide dans le cas des structures à double barrière. Ceci est assez naturel, puisque dans l'hypothèse où l'on met en série deux jonctions tunnel identiques alors la tension pour laquelle on mesurera une TMR donnée sera deux fois celle obtenue dans le cas d'une barrière unique. Le groupe de F. Montaigne [68] a pourtant reporté un rapport 4 lorsque la couche ferromagnétique (Co) entre les deux barrières est de 2 nm. Cela a été attribué à un transport cohérent sur l'ensemble de la structure. Par ailleurs, en mode lecture, couches de contrôle et de référence sont parallèles. Les deux états accessibles de la couche de stockage correspondent donc à un état complètement parallèle (état « 1 » de la figure IV.5), *ie* états parallèles autour des barrières supérieure et inférieure, et à un état complètement antiparallèle (état « 2 » de la figure IV.5), *ie* états antiparallèles autour des barrières inférieure et supérieure. Ainsi les effets de magnétorésistance provenant des deux barrières s'ajoutent. Pour ces deux raisons, la distinction des deux états accessibles de la couche de stockage sera aisée, même à des tensions élevées.

La figure IV.8(b) rassemble les résultats de différents cycles de résistance en fonction du courant (Fig. IV.8(a)) pour différents champs appliqués entre -1000 Oe et $+1000$ Oe. Quel que soit le champ appliqué, le renversement de la couche de stockage n'a jamais été

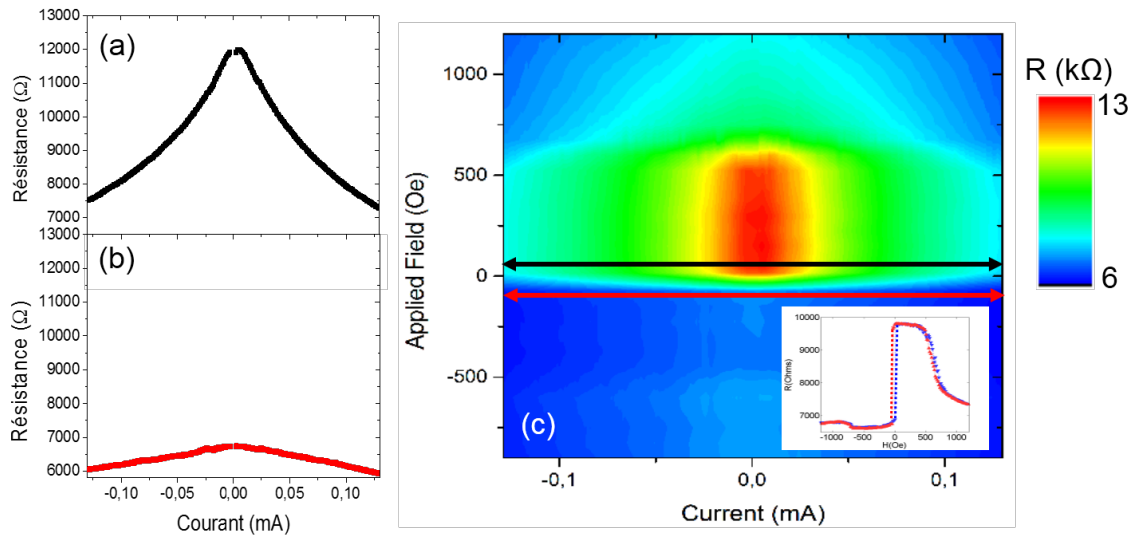


Figure IV.8 – Cycles de résistance en fonction du courant dans l'état de haute résistance pour un champ appliqué de 75 Oe (a) et dans l'état de basse résistance pour un champ de -15 Oe (b). (c) Diagramme de phase des cycles de résistance en fonction du courant pour des champs appliqués allant de -1000 Oe à $+1000$ Oe lorsque l'empilement est configuré en mode lecture (voir encart).

observé, pour des tensions allant jusqu'au volt.

Nous avons donc démontré ici l'intérêt d'utiliser des jonctions tunnel à double barrière dans le développement des nouvelles générations de STT-RAMs. Le mode écriture permet d'appliquer de plus faibles tensions, ce qui est très intéressant pour des considérations de consommation électrique et donc de taille des dispositifs. Le mode lecture permet quant à lui d'appliquer des tensions du même ordre de grandeur que les tensions d'écriture, ce qui permet à la mémoire d'accéder bien plus rapidement à l'état de la couche de stockage.

c. Effets du couple de transfert de spin transverse

Les figures IV.7(a) et (b) font apparaître différentes transitions entre les états de haute et basse résistances (encerclées en orange) dont nous allons discuter l'origine. Rappelons tout d'abord que celles intervenant aux normes de courants les plus faibles ont été interprétées grâce au couple de transfert de spin de Slonczewski (voir IV.3.4), exercé dans le plan des aimantations de part et d'autre des barrières tunnel. Ce couple est de forte intensité et est très souvent prépondérant dans les phénomènes de transfert de spin, notamment dans les vannes de spin. Toutefois, il se peut qu'intervienne de manière parfois non négligeable un autre couple, orthogonal au plan formé par les aimantations non colinéaires autour d'une barrière. Dans le cas où l'espaceur est un métal, un grand nombre de directions des vecteurs d'onde est autorisé générant alors un déphasage des fonctions d'onde associées à chaque particule. Ces fonctions d'ondes vont interférer de manière prin-

principalement incohérente (*ie* destructive) de sorte que le courant de spin n'aura qu'une très faible composante transverse et donnera ainsi lieu à un couple transverse faible (voir la section I.3.3 du chapitre I). Dans le cas d'une barrière tunnel, la direction normale au plan des couches est celle qui fait ressentir aux particules l'épaisseur tunnel la plus faible. Elle est donc sélectionnée plus efficacement, ce qui va diminuer l'importance du déphasage non cohérent, en comparaison des vannes de spin. Dans les JTMs, on peut donc s'attendre à ce qu'une composante non négligeable transverse au plan (\vec{m}, \vec{p}) du couple apparaisse. Cette nouvelle composante, que l'on appellera logiquement T_{\perp} peut être mise sous la forme $T_{\perp} \propto \vec{m} \times \vec{p}$, où les appellations sont identiques à celles de la formule IV.4. Ce couple est non nul même en l'absence de courant appliqué car un courant de spin (dû au désalignement des aimantations) existe sans courant de charges et sa contribution, à courant de charges nul, est appelée couplage d'échange conservatif [88, 28, 42]. Il a été démontré que son intensité est inférieure à celle du couple de Slonczewski [107], [99], [47] mais augmente fortement avec la tension appliquée aux bornes de la jonction (comme le carré de la tension principalement) alors que la contribution principale au couple de Slonczewski est linéaire avec la tension appliquée. Aux fortes tensions, une compétition survient donc entre ces deux couples et le couple transverse peut dépasser les valeurs atteintes par le couple de Slonczewski. Sur les figures IV.7(a) et (b) on voit survenir des oscillations à fortes tensions négatives entre les états de haute et basse résistances, résultant de cette compétition (voir cercles oranges sur la figure IV.7(a) et (b)). Par ailleurs, les oscillations ne surviennent qu'en courant négatif car c'est pour cette polarité seulement que les effets des couples transverse et planaire sont opposés (stabilisation de l'état de haute résistance pour le couple transverse et de basse résistance pour le couple planaire). En courant négatif, couples transverse et planaire stabilisent tous les deux l'état de haute résistance. Cet effet d'oscillations est évidemment non souhaitable dans l'optique de l'intégration dans une mémoire dans la mesure où il s'oppose à la transition contrôlée par le couple de Slonczewski. Il est donc indispensable de caractériser ces oscillations en déterminant notamment une tension critique à ne pas dépasser pour éviter leur apparition.

Le couple transverse favorise généralement un alignement antiparallèle des aimantations autour d'une barrière tunnel dans le cas d'une structure symétrique autour de la barrière tunnel. On peut donc envisager la possibilité que des problèmes surviennent en mode lecture lorsque les aimantations des trois couches actives (référence, stockage et contrôle) sont parallèles. En effet, le couple transverse va tendre à déstabiliser cet état de sorte de retourner l'aimantation de la couche de stockage afin d'accéder à un état antiparallèle autour de chacune des deux barrières. Ce phénomène a d'autant plus de risques de se produire que la compétition entre les couples de Slonczewski et transverse dans cette configuration magnétique est maintenant à l'avantage du couple transverse⁴. Les contributions provenant de chacune des deux barrières s'ajoutent dans le cas du couple transverse tandis

4. T_{\perp} étant principalement en V^2 , il est indépendant du signe du courant.

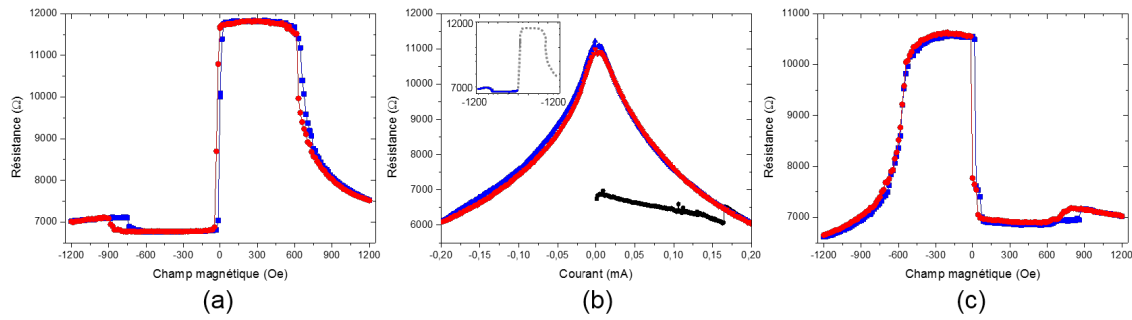


Figure IV.9 – Retournement de l'électrode de stockage par chauffage Joule. (a) L'empilement est configuré en mode lecture. (b) Mesure d'un cycle de résistance en fonction du courant appliqué. L'échantillon initialement préparé dans l'état de basse résistance transite vers l'état de plus haute résistance. L'insert témoigne de la préparation de l'échantillon (toujours en mode lecture) avant la mesure $R(I)$. (c) Cycle de résistance en fonction du champ : l'empilement est dans le mode écriture maintenant. Le changement d'état magnétique observé sur la figure (b) aux alentours de 0.16mA résulte donc du retournement de la couche de contrôle et non de l'écriture de la couche de stockage par couple transverse. Les mesures ont été faites dans l'ordre chronologique (a), (b) puis (c).

qu'elles se retranchent pour celui de Slonczewski. Toutefois sur l'ensemble des jonctions asymétriques mesurées et présentées dans cette section, nous n'avons jamais répertorié d'écriture de la couche de stockage grâce au couple transverse. Nous avons fait croître le courant appliqué jusqu'à observer un changement d'état magnétique du pilier. Cependant, ce changement d'état ne trouve pas sa source dans l'écriture de la couche de stockage mais dans le retournement de la couche de contrôle à cause des effets thermiques : par effet Joule, le courant appliqué a fait croître localement la température du pilier au-dessus de la température de blocage de FeMn, qui s'est dépiégé. Une fois l'échange de l'antiferromagnétique sur la couche ferromagnétique voisine rompu, le faible champ magnétique appliqué lors de la mesure électrique a suffi à retourner le couche de contrôle. Ceci se matérialise par la variation soudaine de résistance à $+0.164\text{mA}$ sur la figure IV.9(b) et est confirmé par une seconde mesure de cycle de résistance en fonction du champ externe qui montre que le champ de spin flop (et donc le champ d'échange FeMn /NiFe) a changé de signe (Fig.IV.9(c)). Nous avons par ailleurs remarqué que cet effet n'était pas dépendant du signe du courant électrique et qu'il était reproductible pour les structures asymétriques : jamais le couple transverse n'a pu retourner l'aimantation de la couche de stockage avant que le chauffage Joule ait débloquent FeMn.

Les résultats présentés précédemment sont rassurants dans l'optique d'intégrer les JTMs à double barrière dans des mémoires de type RAM mais ils sont quelque peu surprenants. En effet, le phénomène de « back-switching » observé sur la figure IV.7 notamment montre qu'une « action » dont il faut discuter plus en détails l'origine à tendance à ramener la structure dans un état de haute résistance en favorisant l'état parallèle autour de la barrière la plus fine et antiparallèle autour de la barrière la plus épaisse. Cette

première observation est en cohérence avec un effet du couple transverse provenant de la barrière épaisse. Cette dernière porte la plus grande partie de la tension imposée aux bornes de l'ensemble de la structure. Ainsi, le couple transverse est de faible intensité aux bornes de la barrière fine et de forte intensité aux bornes de la barrière épaisse, favorisant alors la transition de l'état de basse résistance vers celui de haute résistance. Cependant, une incohérence survient lorsque l'on analyse les résultats obtenus en mode lecture. Dans la configuration de basse résistance où les aimantations sont parallèles autour de chacune de deux barrières, le couple transverse est d'intensité maximale puisqu'il déstabilise les deux configurations autour des deux barrières. On s'attendrait donc à ce que son effet se manifeste à des tensions plus faibles que celles pour lesquelles le « back-switching » a été observé en mode écriture. Or il n'en a rien été, nous n'avons jamais observé de transition attribuable au couple transverse (voir fig. IV.9). On peut proposer trois pistes pour expliquer ces observations a priori contradictoires :

- la barrière inférieure a été développée pour donner lieu à un bas RA . 1 nm de Mg est déposé à la suite de quoi une première oxydation naturelle est réalisée. Sont à nouveau déposés 2 Å de Mg aussi oxydés naturellement. D'une part la très faible épaisseur de la barrière peut favoriser une rugosité des interfaces importante et donc un couplage ferromagnétique de type peau d'orange ; d'autre part, les oxydations très douces peuvent faire subsister quelques trous d'épingle métalliques favorisant eux-aussi un couplage ferromagnétique autour de la barrière fine.
- cette « recette » de barrière à bas RA reste à ce stade expérimentale. Les conditions d'oxydation de l'ensemble de son épaisseur sont encore mal connues. Il est donc possible qu'une oxydation non homogène de cette barrière génère une contribution linéaire en la tension du couple transverse comme l'ont montré Kalitsov et al. [41]. Ceci pourrait, sur une certaine gamme de tensions, inverser son effet usuel et alors favoriser une configuration parallèle autour de la barrière fine.
- enfin, nous avons vu dans le chapitre I que, pour les très fortes tensions, le couple de Slonczewski pouvait renverser son signe. La polarisation des électrons apportés par une électrode peut changer de signe lorsque l'énergie incidente des électrons devient trop importante et alors renverser le signe du couple de Slonczewski [107], [99]. Ainsi à forte tension négative, on peut envisager que, de manière surprenante, le couple planaire favorise un état antiparallèle autour de la barrière épaisse. C'est elle qui contrôlera ce phénomène puisque c'est à ses bornes qu'il y a la plus forte différence de potentiel.

IV.3.4.2 Jonctions asymétriques à barrière inférieure épaisse

Etudions à présent des jonctions asymétriques mais dont la barrière inférieure présente dorénavant le RA le plus grand. L'empilement, en terme d'électrodes, de matériaux utilisés et de leurs épaisseurs est exactement le même que celui de la section précédente

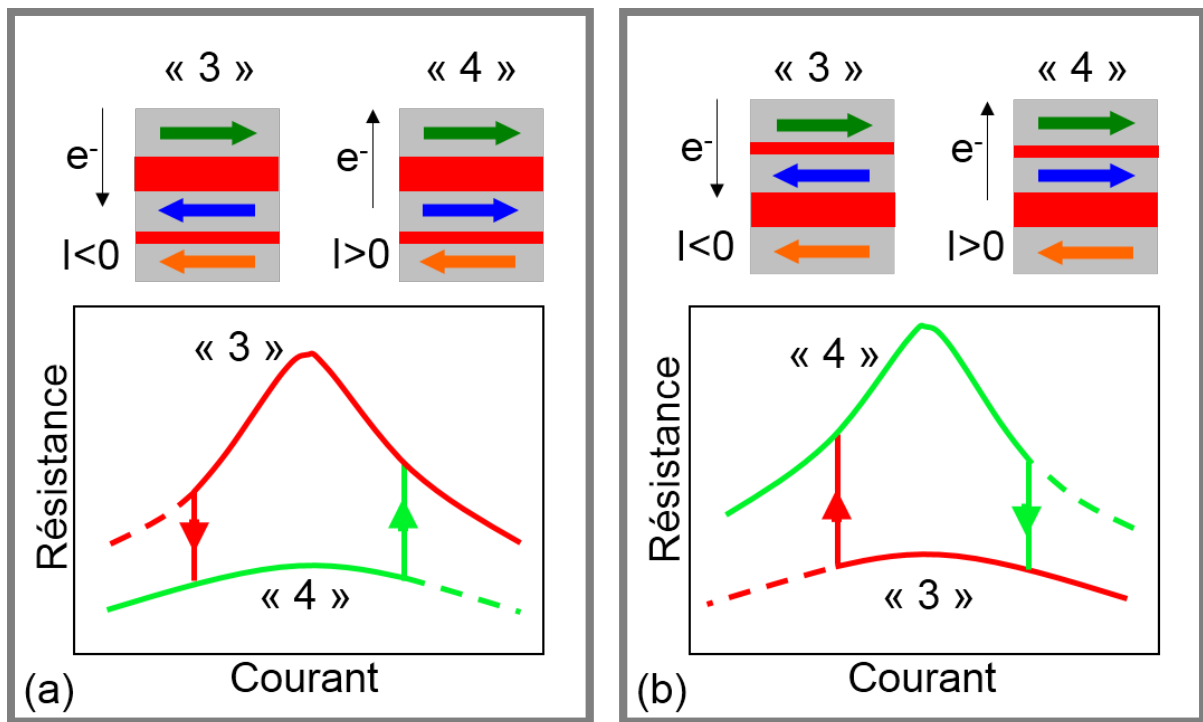


Figure IV.10 – Les schémas (a) et (b) comparent les cycles de résistance en fonction du courant selon que le rapport $\frac{RA_1}{RA_2}$ est supérieur (a) ou inférieur (b) à 1.

IV.3.4.1 à la différence près que l'ordre des barrières a été interverti. L'empilement est donc le suivant :

E0420 : Ta 3 / CuN 30 / Ta 5 / PtMn 20 / CoFe 2 / Ru 0.8 / CoFeB 2 / MgO ($RA \approx 40\Omega\mu m^2$) / CoFeB 3 / MgO ($RA \approx 5 - 10\Omega\mu m^2$) / CoFeB 1.8 / Ru 0.9 / CoFe 0.5 / NiFe 1.5 / FeMn 12 / Ru 2 / Ta 5 (nm)

Avant de s'intéresser aux mesures, voyons déjà les différences que ce renversement de symétrie va générer. Dans la section précédente, on a vu que la transition de l'état « 3 » de haute résistance (AP autour de la barrière supérieure et P autour de la barrière inférieure) vers celui de plus basse résistance « 4 » (P autour de la barrière supérieure et AP autour de la barrière inférieure) se produit en courant négatif, la transition inverse, de « 4 » vers « 3 », se produisant quant à elle en courant positif (fig. IV.10(a)). Lorsque la symétrie des barrières est inversée, l'état « 3 » est dorénavant est un état de basse résistance et l'état « 4 » un état de haute résistance. Par contre, les transitions « 4 » vers « 3 » et « 3 » vers « 4 » se feront bien entendu pour les mêmes signes de courant que précédemment, renversant ainsi les cycles de résistance en fonction du courant (fig. IV.10(b)).

La figure IV.11 représente un cycle de résistance en fonction du champ pour une jonction elliptique $100nm \times 170nm$ recuite dans la configuration du mode écriture. La figure IV.12 présente les cycles en courant pour un champ de 37.5 Oe (a) et 45 Oe (b). Les densités de courant associées valent :

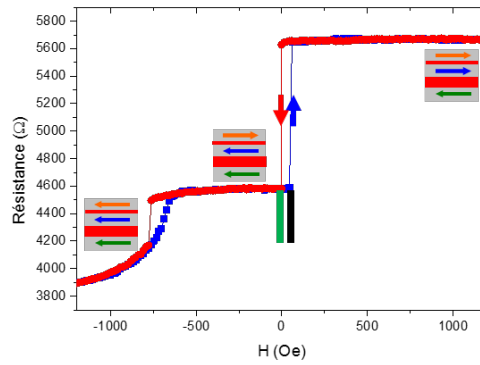


Figure IV.11 – Cycle de résistance en fonction du champ pour l'empilement E0420 configuré en mode écriture. Les rectangles de couleur indiquent les valeurs de champs auxquelles ont été réalisés les cycles en courant de la figure IV.12.

- à 37.5Oe : $j_c^p = 1.32 \times 10^6 A/cm^2$ en courant positif et $j_c^n = 1.03 \times 10^6 A/cm^2$ en courant négatif.
- à 45Oe : $j_c^p = 1.75 \times 10^6 A/cm^2$ en courant positif et $j_c^n = 6.5 \times 10^5 A/cm^2$ en courant négatif.

Calculons l'écart entre j_c^p et j_c^n :

- à 37.5 Oe, $\Delta j_c = 2.35 \times 10^6 A/cm^2$
- à 45 Oe, $\Delta j_c = 2.41 \times 10^6 A/cm^2$

On remarque une certaine proximité entre ces deux valeurs que nous expliquerons dans une prochaine partie.

Sur la figure IV.12(b), on remarque le même type d'oscillations que celles observées en IV.7. On peut les attribuer à la compétition qui existe entre le couple planaire de Slonczewski et le couple transverse. Pour cet échantillon, les oscillations interviennent en courants positifs car le couple transverse favorise une configuration antiparallèle (état « 4 ») autour de la barrière qui porte la plus grande différence de potentiel. Il s'agit à présent de la barrière inférieure. Cependant, cette compétition intervient dès que le couple planaire est efficace ce qui permet de dire que, pour cette jonction, les couples planaire et transverse sont du même ordre de grandeur.

IV.3.4.3 Autres jonctions asymétriques

Un autre dépôt avec le RA le plus important pour la barrière inférieure a été mesuré. Il est quelque peu différent de celui des sections précédentes, de part la symétrie des barrières dans un premier temps, mais aussi de part la structure de l'électrode supérieure. Cet empilement ne contient pas d'antiferromagnétique synthétique dans son électrode supérieure, l'antiferromagnétique FeMn piège directement la couche de contrôle (NiFe + CoFeB). Par ailleurs, la couche de stockage est un peu plus fine que celle des sections précédentes (2nm vs 3nm), ce qui peut avoir un effet bénéfique puisque la densité de

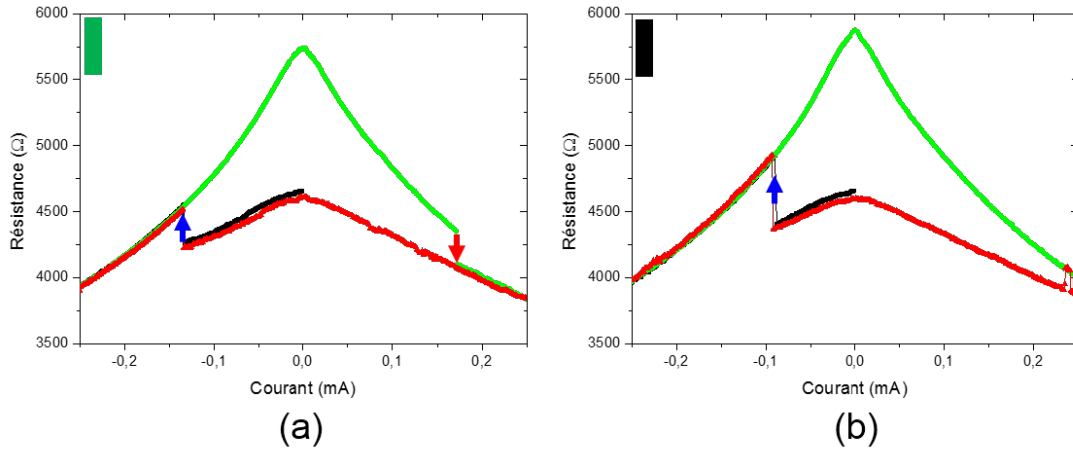


Figure IV.12 – Ecriture de la couche de stockage pour une jonction elliptique $100\text{nm} \times 170\text{nm}$ pour un champ appliqué de 37.5 Oe (a) et 45 Oe (b).

courant critique est proportionnelle à l'épaisseur de la couche libre (voir formule IV.3). L'empilement mesuré dans cette section est le suivant :

D938 : Ta 3 / CuN 30 / Ta 5 / PtMn 20 / CoFe 2 / Ru 0.8 / CoFeB 2 / MgO ($RA \approx 50\Omega\mu\text{m}^2$) / CoFeB 2 / MgO ($RA \approx 15\Omega\mu\text{m}^2$) / CoFeB 2 / Ta 0.2 / NiFe 3 / FeMn 12 / Ru 2 / Ta 5 (nm)

La figure IV.13 représente un cycle de résistance en fonction du champ pour une jonction circulaire de diamètre 250 nm recuite dans la configuration du mode écriture. On y remarque l'échange de FeMn / NiFe valant environ 250 Oe très coercitif avec une transition beaucoup moins « molle » que celle rencontrée dans les sections précédentes où l'électrode supérieure contenait un AFS (voir figure IV.4). La figure IV.14 présente les cycles en courant pour un champ de 82.5 Oe (a) et 90 Oe (b)⁵. Les densités de courant associées valent :

- à 82.5Oe : $j_c^p = 5.3 \times 10^5 \text{ A/cm}^2$ en courant positif et $j_c^n = 1.1 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$ en courant négatif.
- à 90Oe : $j_c^p = 1.2 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$ en courant positif et $j_c^n = 3.2 \times 10^5 \text{ A/cm}^2$ en courant négatif.

Les densités de courant critique sont ici plus faibles que celles mesurées dans les deux sections précédentes. Ceci peut être attribué à une réduction de l'épaisseur de la couche de stockage.

De la même manière que dans la section précédente on peut calculer l'écart entre les deux densité courant critique pour ces deux champs appliqués.

- à 82.5 Oe, $\Delta j_c = 1.60 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$

5. Ces champs sont plus importants que ceux des sections précédentes dans la mesure où l'électrode supérieure rayonne davantage sur la couche de stockage. La structure en AFS des empilements précédents permettait en effet de localiser le champ rayonné dans l'électrode.

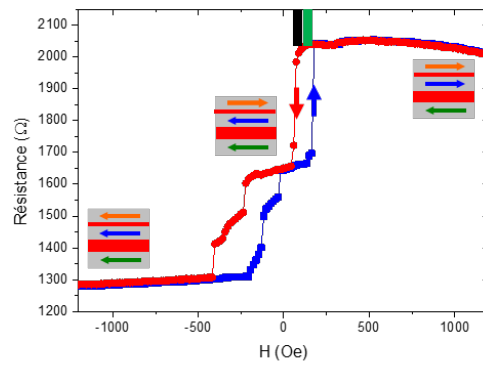


Figure IV.13 – Cycle de résistance en fonction du champ pour l'empilement D938 configuré en mode écriture. Les rectangles de couleur indiquent les valeurs de champs auxquelles ont été réalisés les cycles en courant de la figure IV.14.

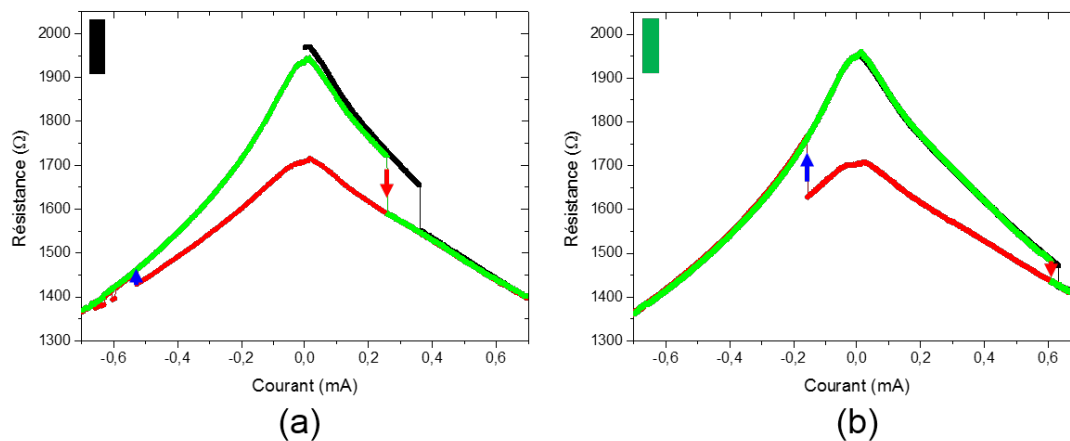


Figure IV.14 – Ecriture de la couche de stockage pour une jonction de diamètre 250nm pour un champ appliqué de 82.5 Oe (a) et 90 Oe (b).

– à 90 Oe, $\Delta j_c = 1.56 \times 10^6 A/cm^2$

A 82.5 Oe (Fig.IV.14(a)), le champ appliqué est proche de la transition magnétique correspondant à la chute de résistance de l'état haut vers l'état intermédiaire (flèche rouge sur la figure IV.13) mais éloigné de la transition dans le sens inverse (flèche bleue sur la figure IV.13). Le courant nécessaire à la première transition (courant positif) sera donc plus faible que celui nécessaire à la seconde (courant négatif). Pour 90 Oe, on observe le phénomène inverse puisque l'on s'est magnétiquement éloigné de la transition matérialisée par la flèche rouge pour se rapprocher de celle matérialisée par la flèche bleue.

IV.3.4.4 Jonctions symétriques

Dans cette section, nous présentons dans un premier temps les mesures de couples lorsque l'échantillon est placé en mode écriture (voir figure IV.15) pour lequel les pro-

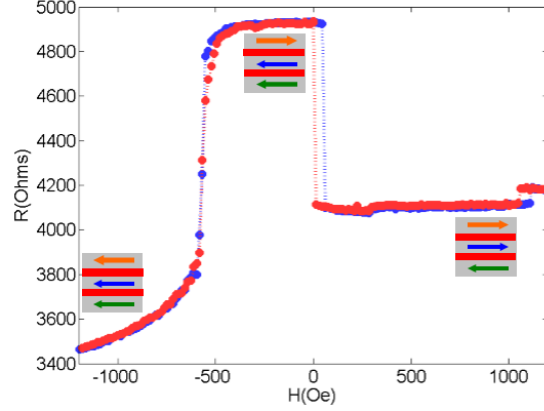


Figure IV.15 – Cycle de résistance en fonction du champ pour l'empilement E0413 configuré en mode écriture.

duits résistance \times surface valent approximativement $RA_1 \approx 20 - 25 \Omega \cdot \mu m^2$, $RA_2 \approx 20 - 25 \Omega \cdot \mu m^2$. Viennent ensuite les mesures de couple transverse seul en mode lecture. En effet, les JTMs à double barrière présentent une configuration magnétique (celle où les aimantations des deux polariseurs sont parallèles) où le couple planaire de Slonczewski est très peu efficace dans la mesure où les deux contributions provenant de chacune des deux barrières se compensent tandis que le couple transverse est maximisé. Ainsi il sera possible de mesurer seulement le couple transverse, à une éventuelle petite contribution résiduelle du couple planaire près.

a. Mode écriture

L'échantillon est ici placé dans le mode écriture (Fig. IV.15), les électrodes ont leurs aimantations antiparallèles à champ nul. Il s'agit d'un empilement « symétrique » dans la mesure où les deux RA sont nominalelement identiques. La mesure du cycle de résistance en fonction du champ en figure IV.15 montre toutefois que ça n'est pas exactement le cas puisque les deux états hybrides, « 3 » et « 4 » sur la figure IV.5, présentent deux résistances différentes. Cela peut être attribué d'une part à un léger écart entre RA_1 et RA_2 mais aussi à une différence entre les magnétorésistances de chacune des deux barrières MR_1 et MR_2 . En effet, la résistance de la configuration « 3 » est principalement donnée par $R_3 = \frac{1}{A} [RA_1 (1 + MR_1) + RA_2]$ tandis que la celle de la configuration « 4 » est donnée par $R_4 = \frac{1}{A} [RA_1 + RA_2 (1 + MR_2)]$. La différence entre ces deux états vaut donc $\Delta R_{3-4} = RA_1 MR_1 - RA_2 MR_2$. Ces deux états sont tout de même proches, l'écart relatif de leurs résistances à courant nul est de l'ordre de 20% tandis qu'il était de quasiment 70% pour les jonctions asymétriques présentées dans la section IV.3.4.1.

La figure IV.16 présente les cycles de résistance en fonction du courant appliqué pour deux jonctions elliptiques de $100nm \times 170nm$. En (b), apparaît la manifestation de la com-

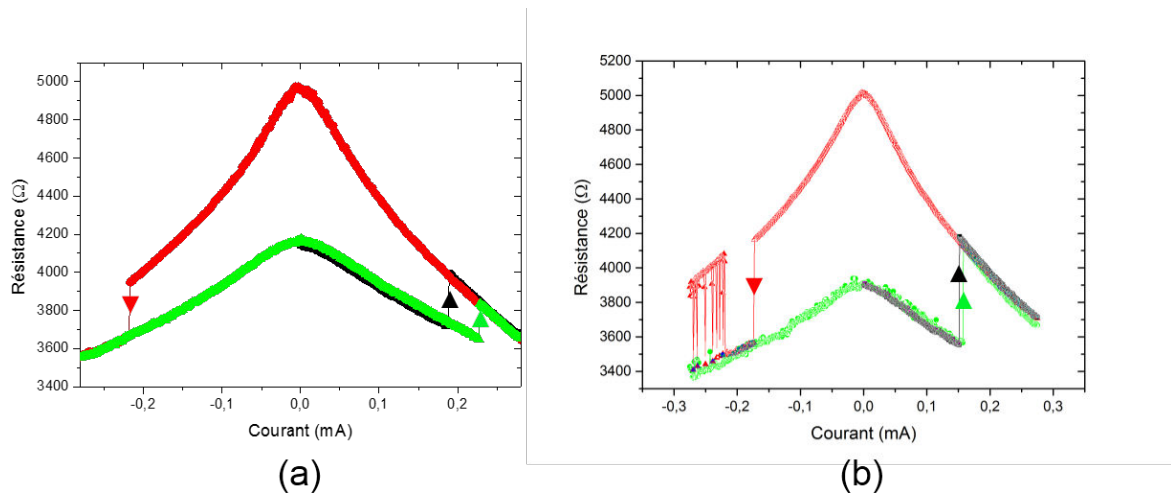


Figure IV.16 – Ecriture de la couche de stockage pour deux jonctions elliptiques distinctes $100\text{nm} \times 170\text{nm}$. Sur la mesure (b), on remarque une nouvelle fois l'apparition du couple transverse responsable d'oscillations de la résistance à fort courant négatif.

pétition entre les couples planaire et transverse sous forme d'oscillations de la résistance à fort courant négatif. Les densités de courant associées à l'écriture de la couche de stockage sont :

- (a) : $j_c^p = 1.70 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$ en courant positif et $j_c^n = 1.63 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$ en courant négatif.
- (b) : $j_c^p = 1.13 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$ en courant positif et $j_c^n = 1.30 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$ en courant négatif.

Comparées au cas des jonctions asymétriques, on remarque que les densités de courant critiques sont un peu plus grandes. Reste à discuter l'effet de « back-switching » observé sur la figure IV.16. Il faut dans un premier temps remarquer que si les deux barrières étaient parfaitement identiques, il n'y aurait pas de différence de résistance entre les états « 3 » et « 4 » et les contributions du couple transverse provenant des barrières inférieure et supérieure se compenseraient. On s'attend donc à ce que le couple transverse n'ait pas d'effet sur ce type de structures en mode écriture. Toutefois, il est extrêmement complexe d'obtenir deux barrières parfaitement identiques, les états « 3 » et « 4 » n'ont jamais exactement la même résistance. Ainsi la variation de résistance entre « 3 » et « 4 » nous renseigne sur l'asymétrie entre les deux barrières. Les deux jonctions dont les mesures sont présentées dans ce paragraphe ont des cycles de résistance en fonction du champ de la même forme que celui de la figure IV.15. Ainsi pour ces deux jonctions, il existe une asymétrie entre les deux barrières avec une barrière supérieure plus épaisse. Toutefois l'asymétrie n'est pas la même pour les deux jonctions. Pour la jonction de la figure IV.16(a), $\frac{\Delta R_{3-4}}{R_4} \approx 19\%$ tandis que pour la jonction de la figure IV.16(b), ce rapport est de quasiment 26%. La part de la tension portée par la barrière supérieure est donc plus importante dans le cas (b) que dans le cas (a). On aura donc un effet du couple

transverse plus fort, ce qui se manifeste par les oscillations de résistance à fort courant négatif, absentes lorsque l'asymétrie est moins marquée.

b. Mode lecture : effets du couple transverse

Comme mentionné plus haut, les jonctions tunnel magnétiques à double barrière présentent une singularité très intéressante puisque ce sont des empilements qui, d'un point de vue structurel uniquement, permettent de dissocier les contributions des couples planaire et transverse. En effet, dans le cas d'une jonction symétrique, lorsque l'empilement est configuré en mode lecture, le couple planaire de Slonczewski est proche de zéro puisque les deux contributions provenant de chacune de deux barrières se compensent. Par ailleurs, s'il l'on place l'échantillon dans la configuration de basse résistance du mode lecture (« 1 » de la figure IV.5), *ie* les aimantations des couches de référence, stockage et contrôle sont parallèles, le couple transverse sera quant à lui maximal. La configuration de basse résistance sera déstabilisée et le retournement de la couche de stockage sera favorisé par le couple transverse seul pour atteindre la configuration de haute résistance, correspondant à un état antiparallèle autour de chacune des deux barrières (« 2 » de la figure IV.5). Il est à noter que seules les JTMs à double barrière permettent de mesurer indépendamment ces deux couples de transfert de spin. La figure IV.18 présente les mesures de couple transverse réalisées sur une jonction symétrique configurée en mode lecture, comme en témoigne la figure IV.17. On se place par ailleurs dans l'état « 1 », de résistance minimale où les aimantations des couches actives sont toutes parallèles. Les figures IV.18(a), (b) et (c) représentent les cycles de résistance en fonction du courant à mesure que l'on s'éloigne de la transition magnétique (30, 22.5 puis 15 Oe) en commençant le cycle par des courants négatifs. Le courant nécessaire au retournement de la couche de stockage croît à mesure que l'on s'éloigne de la transition. Par ailleurs, afin de s'assurer que cet effet ne provient pas d'un éventuel résidu de couple planaire, nous avons effectué les mêmes mesures que (a), (b) et (c) mais en commençant le cycle par des courants positifs (Fig.IV.18(d), (e) et (f)). On remarque que les courants positifs sont eux aussi capables de retourner la couche de stockage. Cependant une asymétrie nette entre l'efficacité des courants positifs et négatifs intervient : à mesure que l'on s'éloigne de la transition magnétique au voisinage du champ nul, on peut noter que les courants négatifs apportent suffisamment de couple pour retourner la couche de stockage (Fig.IV.18(c)) tandis que les courants positifs n'y parviennent pas.

Il nous faut chercher l'origine de ces observations dans un phénomène variant de façon impaire avec le courant appliqué. L'idée naturelle à laquelle on peut alors penser est le couple de Slonczewski qui varie linéairement avec la tension appliquée lorsque celle-ci

reste suffisamment faible. Le mode lecture est une configuration dont l'objectif initial est justement d'annihiler les effets de ce couple planaire. Toutefois, si les barrières ne sont pas identiques, la contribution de la barrière inférieure et celle de la barrière supérieure peuvent ne pas se compenser et peut donc survivre une faible contribution du couple planaire favorisant la transition vers l'état de haute résistance en courant négatif. Ceci est peu probable puisque toutes les jonctions mesurées dites « symétriques » avaient une asymétrie modérée avec une barrière supérieure plus épaisse. Ainsi la tension à ses bornes est plus grande que celle aux bornes de la barrière inférieure et donc le couple planaire provenant de la barrière supérieure est plus grand que celui provenant de la barrière inférieure. Or, si l'on se place dans la configuration de basse résistance de la figure IV.17 où les états sont parallèles autour de chacune des deux barrières et que l'on applique un courant négatif (les électrons vont de la couche de contrôle vers celle de référence), alors le couple planaire tend à stabiliser la configuration autour de la barrière supérieure, avec une forte intensité, et à déstabiliser la configuration autour de la barrière inférieure, mais avec une plus faible intensité. De la même manière, si une faible contribution résiduelle du couple planaire existait, alors elle tendrait à déstabiliser l'état de basse résistance en courant positif. Ainsi, l'hypothèse d'un effet du couple de Slonczewski comme explication de l'asymétrie observée en figure IV.18(f) est peu probable. Un autre phénomène qui peut ne pas être pair en la tension appliquée est le couple transverse. Comme mentionné plus tôt en section IV.3.4.1 de ce chapitre et dans le chapitre I, lorsqu'une asymétrie intervient autour d'une barrière tunnel, alors, une contribution linéaire en tension au couple transverse peut apparaître [75], [107], [99]. Ainsi une forte tension positive peut apporter moins de couple que son opposé. On voit sur la figure IV.19 une illustration de cette asymétrie : la tension $+V_{app}$ apporte le couple Γ_{\perp}^{+} inférieur au couple Γ_{\perp}^{-} apporté par la tension $-V_{app}$.

IV.3.4.5 Bilan sur l'importance relative des couples mis en jeu

A ce stade, nous avons invoqué la présence de deux couples différents, planaire et transverse, qui chacun ont des effets distincts. Ces deux couples ont été étudiés sur deux types de structures différents. Il paraît donc opportun de présenter ici un bilan schématique permettant de visualiser plus clairement quel est le rôle relatif de chacun de ces couples dans les différentes structures étudiées.

La figure IV.20 présente les différentes contributions des deux couples en jeu :

- sous forme de barres verticales est représentée l'intensité du couple planaire.
- sous forme de barres horizontales est représentée l'intensité du couple transverse.
- la couleur bleue fait référence à la barrière inférieure.
- la couleur rouge fait référence à la barrière supérieure.
- la couleur verte fait référence à la somme des deux barrières.

Nous avons démontré la modulation du couple planaire. En mode écriture, les effets

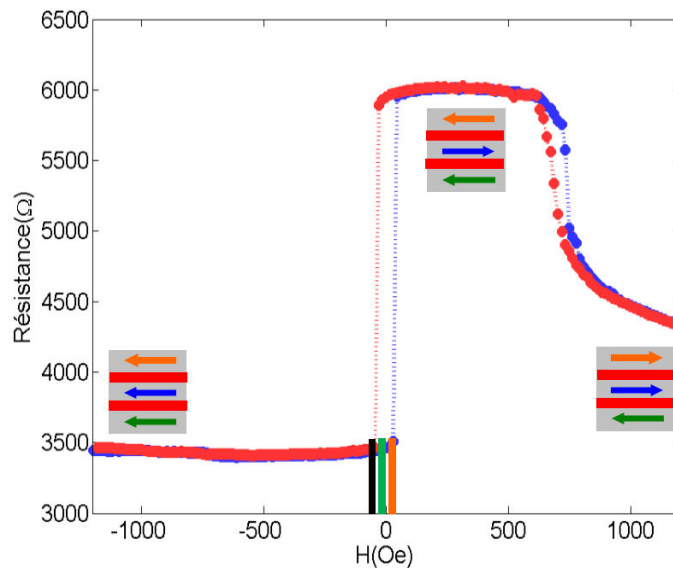


Figure IV.17 – Cycle de résistance en fonction du champ appliqué pour une jonction « symétrique » configurée en mode lecture. Les rectangles de couleur indiquent les valeurs de champs auxquelles ont été réalisés les cycles en courant de la figure IV.18.

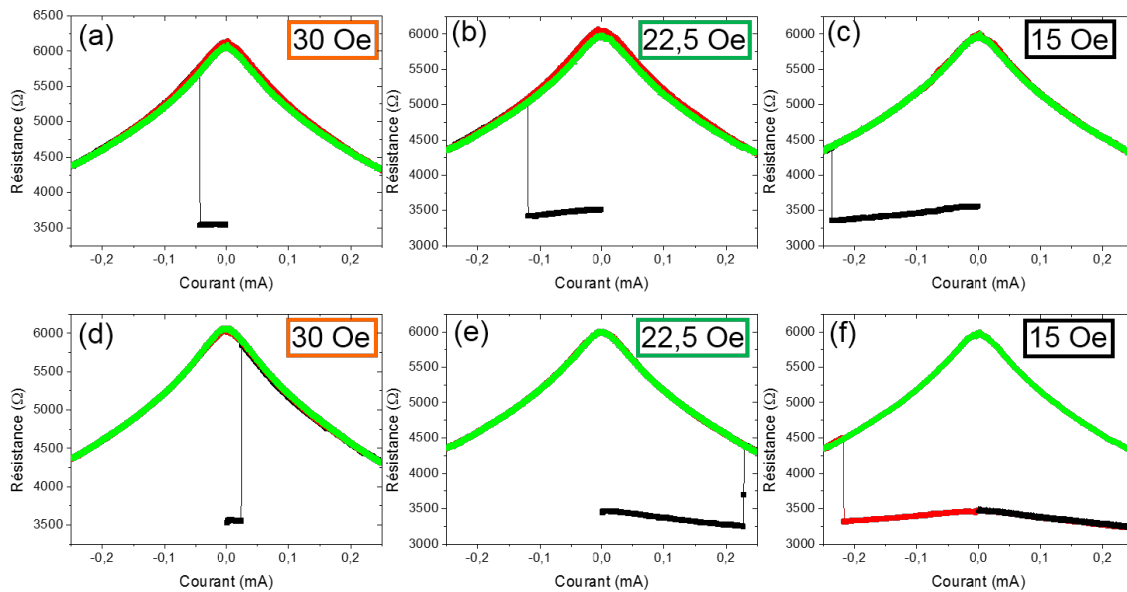


Figure IV.18 – Cycles de résistance en fonction du courant en mode lecture. La structure est placée initialement dans son état de basse résistance. (a) A 30 Oe, le champ est extrêmement proche de la transition magnétique de la couche de stockage, le courant nécessaire à son retournement est alors faible ($43 \mu A$). A mesure que l'on s'en éloigne, il faut appliquer plus de courant pour écrire la couche de stockage ($119 \mu A$ à 22.5 Oe et $236 \mu A$ à 15 Oe). Pour les courants positifs, cette tendance est respectée mais une forte asymétrie apparaît : à 15 Oe, le courant positif ne dépose pas suffisamment de couple transverse, contrairement au courant négatif (f). Le code couleur est le suivant : l'initialisation est en noir (de 0 à I_{min} pour (a), (b) et (c) ou de 0 à I_{max} pour (d), (e) et (f)). Les courants croissants sont en vert et les courants décroissants en rouge.

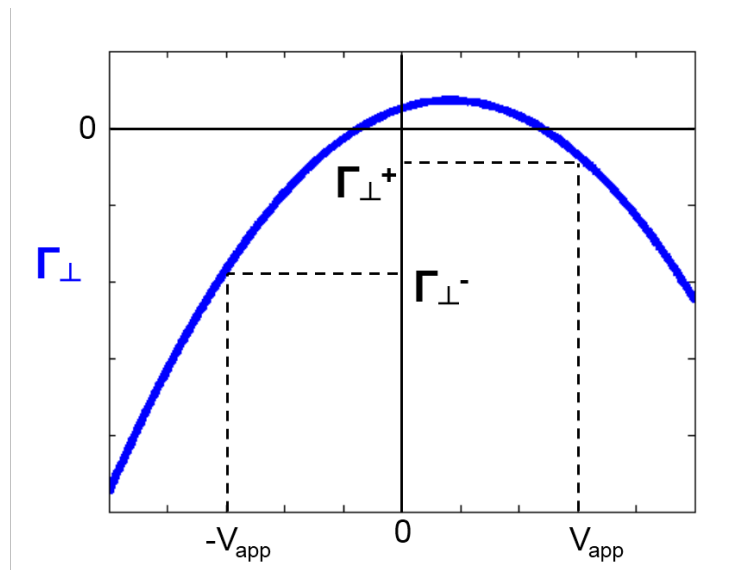


Figure IV.19 – Schéma du couple transverse en fonction de la tension appliquée lorsqu'une asymétrie est introduite dans la structure. La tension $+V_{app}$ apporte moins de couple que son opposée $-V_{app}$.

	ECRITURE		LECTURE	
	T_{\parallel}	T_{\perp}	T_{\parallel}	T_{\perp}
Barrières asymétriques Couplage Ferro	 Faible J_c	 Back-switching : Oui	 Ecriture résiduelle : Non	 Switching : Non
Barrières symétriques 	 Faible J_c	 Back-switching : Non	 Ecriture résiduelle : Non	 Switching : Oui

Figure IV.20 – Bilan schématique sur l'importance de chacun des deux couples planaire T_{\parallel} et transverse T_{\perp} pour les structures asymétriques (en haut) et symétriques (en bas).

provenant des deux barrières se cumulent faisant apparaître un couple résultant fort tandis qu'ils se retranchent en mode lecture. Schématiquement, la même modulation existe pour le couple transverse, mais en sens opposé : les effets sont amplifiés en mode lecture et atténués en mode écriture. Toutefois, il ne faut pas pour autant songer à utiliser le couple transverse comme moyen d'écriture d'un point mémoire. En effet, son évolution avec la tension étant principalement quadratique, les deux polarités du courant favoriseront toujours la même transition (parallèle vers antiparallèle).

Des effets notables de ce couple ont été observés. Dans les jonctions asymétriques, dans un premier temps, configurées en mode écriture. L'évolution quadratique avec la tension du couple transverse a permis, pour les tensions suffisamment fortes, d'égaliser les valeurs prises par le couple planaire, qui ne varie que linéairement avec la tension. Leurs deux effets étant opposés, cette compétition s'est manifestée par l'apparition de « back-switchings ». De manière naturelle, nous nous attendions donc à observer un effet du couple transverse en mode lecture dans la mesure où celui-ci rend le couple transverse total maximal. Cela n'a pourtant pas été observé. On a attribué ce résultat à un couplage ferromagnétique fort autour de la barrière tunnel inférieure stabilisant la configuration de préparation de l'échantillon.

Enfin, afin de s'abstraire du couplage ferromagnétique autour de la barrière inférieure (Néel ou direct via trous d'épingle), cette dernière a été épaissie pour donner lieu à des structures plus symétriques. On y a remarqué un effet fort du couple transverse qui, lorsque la structure est en mode lecture avec l'ensemble des aimantations initialement parallèles, est capable de retourner l'aimantation de la couche de stockage pour atteindre l'état antiparallèle autour de chacune des deux barrières.

IV.3.5 Asymétrie des courants critiques

Dans toutes les mesures que l'on a faites précédemment, *ie* pour différentes tailles de jonctions et pour différents rapports $\frac{RA_1}{RA_2}$, on a toujours remarqué une disymétrie, plus ou moins forte, entre j_c^p et j_c^n . Pour expliquer cela, il suffit de déterminer les conditions de stabilité de l'aimantation de la couche libre grâce à l'équation de Landau-Lifschitz-Gilbert (LLG) [43], [46]. Dans le cas d'une jonction tunnel magnétique à double barrière, on s'intéressera à la dynamique de l'aimantation de la couche libre, prise en sandwich entre les deux barrières tunnel⁶. Soit \vec{m} son aimantation normalisée. Plusieurs contributions à la dynamique sont à prendre en compte [31] :

- le champ effectif \vec{H}_{eff} ressenti par \vec{m} responsable d'un couple $-\gamma_0 \vec{m} \times \vec{H}_{eff}$. Ce champ effectif comprendra la contribution du champ externe appliqué \vec{H}_{app} ainsi que celle du champ d'anisotropie uniaxiale \vec{H}_K : $H_{eff} = H_{app} \pm H_K$.
- le champ démagnétisant qui dans le cas d'une couche mince à aimantation planaire

6. La démarche développée ici s'inspire directement du travail de Julie Grollier et collaborateurs [31].

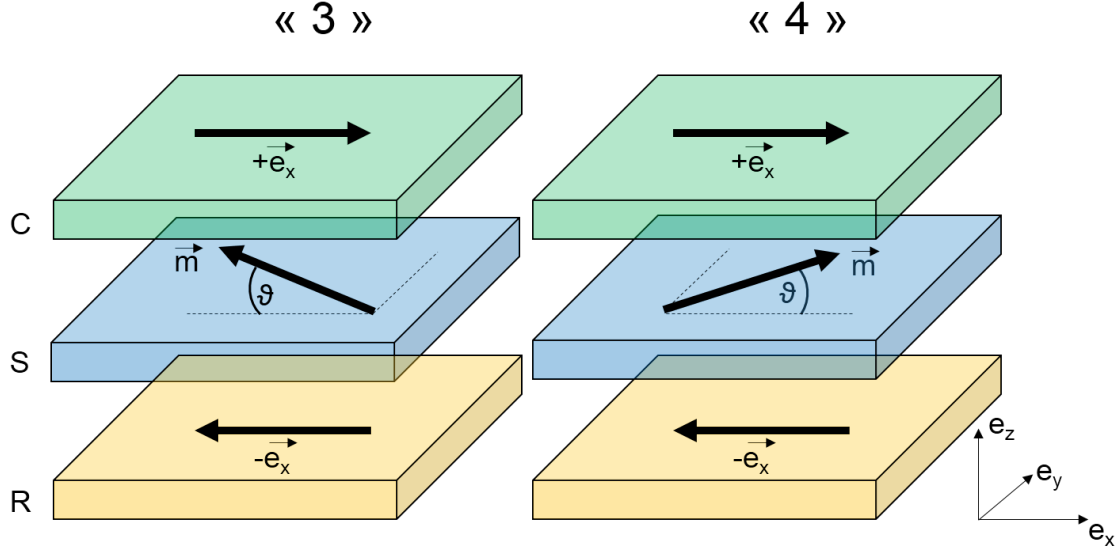


Figure IV.21 – Configuration de l'aimantation de la couche de stockage dans l'empilement à double barrière. Sous les différentes excitations, l'aimantation va acquérir une faible composante hors du plan (x;y) puis se retourner. On cherche donc les conditions de déstabilisation de l'état initial.

imposera le couple $\gamma_0 \vec{m} \times H_d (\vec{m} \cdot \vec{e}_z) \vec{e}_z$ où \vec{e}_z est le vecteur unitaire du repère orthonormé orthogonal au plan des couches (voir fig.IV.21).

- l'amortissement décrit par $\alpha \vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt}$.
- et enfin le couple planaire de transfert de spin provenant de chacune des deux barrières $t_R j \vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{e}_x)$ pour la barrière inférieure et $t_C j \vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{u})$ pour la barrière supérieure avec $\vec{u} = \pm \vec{e}_x$ selon l'orientation de la couche de contrôle.

j fait référence à la densité de courant injecté perpendiculairement au plan des couches. Dans le cas où l'échantillon est configuré en mode écriture (celui qui nous intéresse ici), le couple total planaire s'écrira :

$$\begin{aligned}
 \vec{T}_{j/tot} &= -t_C j \vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{u}) + t_R j \vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{e}_x) \\
 &= -(t_C + t_R) j \vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{u}) \\
 &= -t_E j \vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{u})
 \end{aligned} \tag{IV.6}$$

Avec $t_C + t_R = t_E$ soulignant qu'il s'agit du préfacteur au couple de transfert de spin en mode Ecriture.

L'équation décrivant la dynamique de l'aimantation sous l'influence de ces différentes excitations peut alors se mettre sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{m}}{dt} = & -\gamma_0 \vec{m} \times \left[\vec{H}_{eff} - H_d (\vec{m} \cdot \vec{e}_z) \vec{e}_z \right] \\ & + \alpha \vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt} \\ & - (t_C + t_R)j \vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{e}_x) \end{aligned} \quad (\text{IV.7})$$

La résolution macrospin de l'équation (IV.7) dans l'hypothèse où l'angle θ est petit, ie les composantes m_y et m_z sont d'ordre 1 et $\alpha \ll 1$, mène au système couplé :

$$\begin{cases} m_x = \pm 1 \\ \dot{m}_y = \mp (\alpha\gamma_0 H_{eff} + t_E j) m_y + [-\gamma_0 (H_{eff} \pm H_d) + \alpha t_E j] m_z \\ \dot{m}_z = (\gamma_0 H_{eff} - \alpha t_E j) m_y \mp [\alpha\gamma_0 (H_{eff} \pm H_d) + t_E j] m_z \end{cases} \quad (\text{IV.8})$$

Ce système peut être réécrit sous la forme :

$$\begin{cases} m_x = \pm 1 \\ \dot{m}_y = \chi m_y + \beta m_z \\ \dot{m}_z = \gamma m_y + \mu m_z \end{cases} \quad (\text{IV.9})$$

En prenant la dérivée temporelle de ce système, on obtient immédiatement l'équation différentielle d'ordre 2 en m_y :

$$\ddot{m}_y - (\chi + \mu) \dot{m}_y + (\chi\mu - \beta\gamma) m_y = 0 \quad (\text{IV.10})$$

On peut en rechercher les solutions sous la forme $m_{y0} \exp(\omega t)$ pour obtenir l'équation d'ordre 2 IV.11 que doit vérifier ω .

$$\omega^2 - (\chi + \mu) \omega + (\chi\mu - \beta\gamma) = 0 \quad (\text{IV.11})$$

En négligeant le terme en $\alpha^2 t_E^2 j^2$, le discriminant de l'équation (IV.11) vaut :

$$\begin{aligned} \Delta &= 8\alpha\gamma_0 t_E j \left(H_{eff} \pm \frac{H_d}{2} \right) - 4\gamma_0^2 \left(H_{eff}^2 - \frac{1}{4} \alpha^2 H_d^2 \pm H_{eff} H_d \right) \\ &= \Delta_1 + \Delta_2 \end{aligned} \quad (\text{IV.12})$$

Quelle que soit la valeur du champ appliqué, on a toujours $|\Delta_1| \ll |\Delta_2|$, ce qui implique que $\Delta \approx 4\gamma_0^2 (H_{app} \pm H_K) \cdot (-H_{app} \mp H_K \mp H_d)$, lorsque le terme en $\alpha^2 H_d^2$ a été négligé.

a. Cas $H_{app} < H_K$, $H_{app} > 0$

Plaçons nous initialement dans l'état « 4 » correspondant à un état parallèle autour de

la barrière supérieure avec $H_{app} < H_K$. Dans cette configuration, le discriminant vaut $\Delta = -4\gamma_0^2 (H_{app} + H_K) \cdot (H_{app} + H_K + H_d)$, il est donc négatif. Les solutions de l'équation [IV.11](#) s'écriront donc sous la forme :

$$\begin{aligned}\omega &= \frac{1}{2} \left(\chi + \mu \pm i\sqrt{|\Delta|} \right) \\ &= \omega_{re} \pm i\omega_{im}\end{aligned}\tag{IV.13}$$

La configuration « 4 » sera instable si $\omega_{re} > 0$ ce qui implique :

$$j_c^{4 \rightarrow 3} = -\frac{\alpha\gamma_0}{t_E} \left(H_{app} + H_K + \frac{1}{2}H_d \right)\tag{IV.14}$$

La transition inverse (de « 3 » vers « 4 ») sera obtenue en considérant que le champ effectif ressenti par l'aimantation de la couche de stockage sera $H_{app} - H_K$ puisque dans l'état initial (« 3 »), l'aimantation de la couche de stockage est orientée selon $-\vec{e}_x$. Ainsi la densité de courant critique sera :

$$j_c^{3 \rightarrow 4} = \frac{-\alpha\gamma_0}{t_E} \left(H_{app} - H_K - \frac{1}{2}H_d \right)\tag{IV.15}$$

Les deux équations [IV.14](#) et [IV.15](#) rendent compte d'une interprétation plus intuitive : lorsque l'on augmente le champ magnétique en se rapprochant du champ d'anisotropie, la barrière énergétique séparant les deux configurations stables de l'aimantation de la couche de stockage diminue dans le sens « 3 » vers « 4 » mais augmente dans le sens « 4 » vers « 3 ». Il est donc naturel que $j_c^{3 \rightarrow 4}$ diminue avec le champ tandis que $j_c^{4 \rightarrow 3}$ augmente. Ces équations expliquent aussi pourquoi on a observé une asymétrie entre j_c^p et j_c^n dans les sections [IV.3.4.2](#) et [IV.3.4.3](#). $j_c^{3 \rightarrow 4}$ et $j_c^{4 \rightarrow 3}$ possèdent la même pente ($-\frac{\alpha\gamma_0}{t_E}$) dans leur dépendance avec H_{app} mais ont une ordonnée à l'origine opposée. Ainsi, pour tous les champs appliqués non nuls, $j_c^{3 \rightarrow 4}$ et $j_c^{4 \rightarrow 3}$ auront des valeurs non symétriques comme l'illustre la figure [IV.22](#) et comme en rend compte le rapport $\left| \frac{j_c^{4 \rightarrow 3}}{j_c^{3 \rightarrow 4}} \right|$ qui peut s'écrire :

$$\left| \frac{j_c^{4 \rightarrow 3}}{j_c^{3 \rightarrow 4}} \right| = \left| \frac{1 + h_{app}}{1 - h_{app}} \right|\tag{IV.16}$$

$$\text{où } h_{app} = \frac{H_{app}}{H_K - \frac{H_d}{2}}$$

Néanmoins, puisque les pentes des deux densités de courant critique en fonction du champ appliqué ont la même valeur absolue, la différence $|j_c^{4 \rightarrow 3} - j_c^{3 \rightarrow 4}|$ doit être conservée pour tous les champs testés. Expérimentalement, il est difficile de faire une étude quantitative principalement à cause de la faible résolution en champ du banc de mesure au regard de la faible coercitivité de la couche de stockage. Nous sommes tout de même parvenus sur quelques jonctions à mesurer Δj_c (voir sections [IV.3.4.2](#) et [IV.3.4.3](#)) dont la valeur est effectivement restée constante pour les différents champs de mesure :

- en section [IV.3.4.2](#), nous avons réalisé deux mesures à 37.5 et 45 Oe pour lesquelles

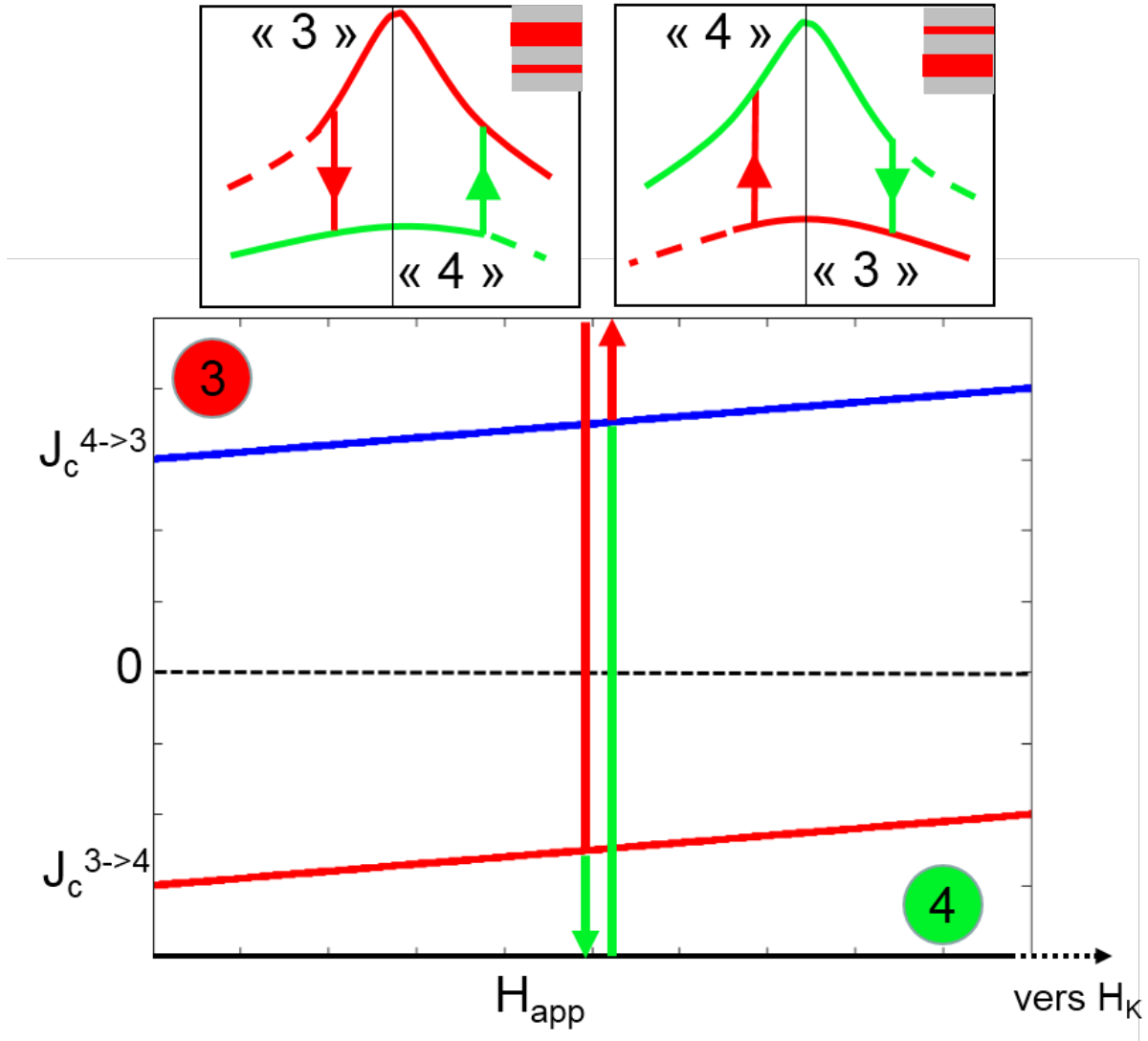


Figure IV.22 – Représentation schématique des densités de courant critique pour les transitions de « 3 » vers « 4 » et de « 4 vers » « 3 » en fonction du champ appliqué pour les deux types des jonctions asymétriques testées.

- nous avons respectivement mesuré $\Delta j_c = 2.35 \times 10^6 A/cm^2$ et $\Delta j_c = 2.41 \times 10^6 A/cm^2$.
- en section IV.3.4.3, nous avons réalisé deux mesures à 82.5 et 90 Oe pour lesquelles nous avons respectivement mesuré $\Delta j_c = 1.60 \times 10^6 A/cm^2$ et $\Delta j_c = 1.56 \times 10^6 A/cm^2$.

b. Cas $H_{app} > H_K$ et $H_{app} < H_K + H_d$, $H_{app} > 0$

Dans le cas où le champ appliqué est supérieur au champ d'anisotropie, les conditions de stabilité décrites dans le paragraphe précédent peuvent être modifiées selon l'état initial de l'échantillon. En effet prenons tout d'abord comme configuration initiale de l'échantillon l'état « 4 ». Le discriminant de l'équation (IV.11) reste négatif dans ce cas et la condition

d'instabilité n'a pas changé. A contrario, lorsque la configuration initiale est l'état « 3 », alors le discriminant a pour expression $\Delta = 4\gamma_0^2 (H_{app} - H_K) \cdot (-H_{app} + H_K + H_d)$ et est, dans ces conditions, positif. La condition d'instabilité sur la densité de courant est alors obtenue lorsque ω , solution de l'équation (IV.11) est positif, ce qui implique une densité de courant critique valant :

$$j_c^{3 \rightarrow 4} = -\frac{\gamma_0}{t_E} \sqrt{(H_{app} - H_K) \cdot (-H_{app} + H_K + H_d)} \quad (\text{IV.17})$$

L'équation fait apparaître une nouvelle tendance pour la densité de courant critique en fonction du champ appliqué. Elle est représentée en figure IV.23 où l'on voit que les deux densités de courant critique pour les transitions « 3 » \leftrightarrow « 4 » peuvent même être du même signe. Le comportement de la résistance avec le courant sera nettement différent de celui où le champ appliqué était inférieur au champ d'anisotropie. Imaginons que l'on configure l'échantillon dans l'état « 4 » et commençons les mesures en courant négatif. Balayons ensuite le courant en direction des valeurs positives. Lorsque le courant aura atteint la valeur repérée par le point A, alors la transition vers l'état « 3 » débutera. Toutefois, cet état n'est pas stable pour ces valeurs de courant. La transition se fera donc continûment jusqu'à atteindre l'état « 3 » au point B. Lors du balayage retour, la même transition continue sera observée, commençant au point B et se terminant au point A. Cette situation est tout à fait remarquable : d'une part, les transitions entre les deux états de haute et basse résistance se font pour le même signe de courant, et d'autre part, ces deux transitions sont réversibles, elles ne font pas apparaître d'hystérésis. Les cycles R(I) attendus dans cette gamme de champ appliqué sont représentés en haut de la figure IV.23. Le comportement des densités de courant critique en champ appliqué négatif sera obtenu en symétrisant les résultats précédents par rapport à l'origine. Il est à noter aussi que l'ensemble de la démarche a été réalisée en faisant l'hypothèse qu'aucun couplage (par champ dipolaire notamment) n'imposait la configuration de la couche de stockage en champ nul. Ceci n'est pas réaliste pour nos échantillons nanostructurés, il faut donc faire le changement de variable suivant $H_{app} \rightarrow H'_{app} + H_{dip}$ où H_{dip} fait référence au champ dipolaire rayonné par les couches voisines sur la couche de stockage.

Sur nos échantillons, nos sommes parvenus à visualiser les transitions continues prédites par ce modèle. Elles sont représentées en figure IV.24 pour deux champs appliqués différents. En (a), le champ appliqué est tel que $H_{app} < H_{dip} - H_K$ tandis qu'en (b), $H_{app} > H_{dip} + H_K$. Les transitions font apparaître un caractère continu entre les deux états « 3 » et « 4 », mais certaines instabilités sont aussi à remarquer. Cela est certainement à attribuer au fait que le champ appliqué était tel que le balayage en courant passait à proximité des points C et F, points qui localisent la limite entre les deux régimes étudiés précédemment.

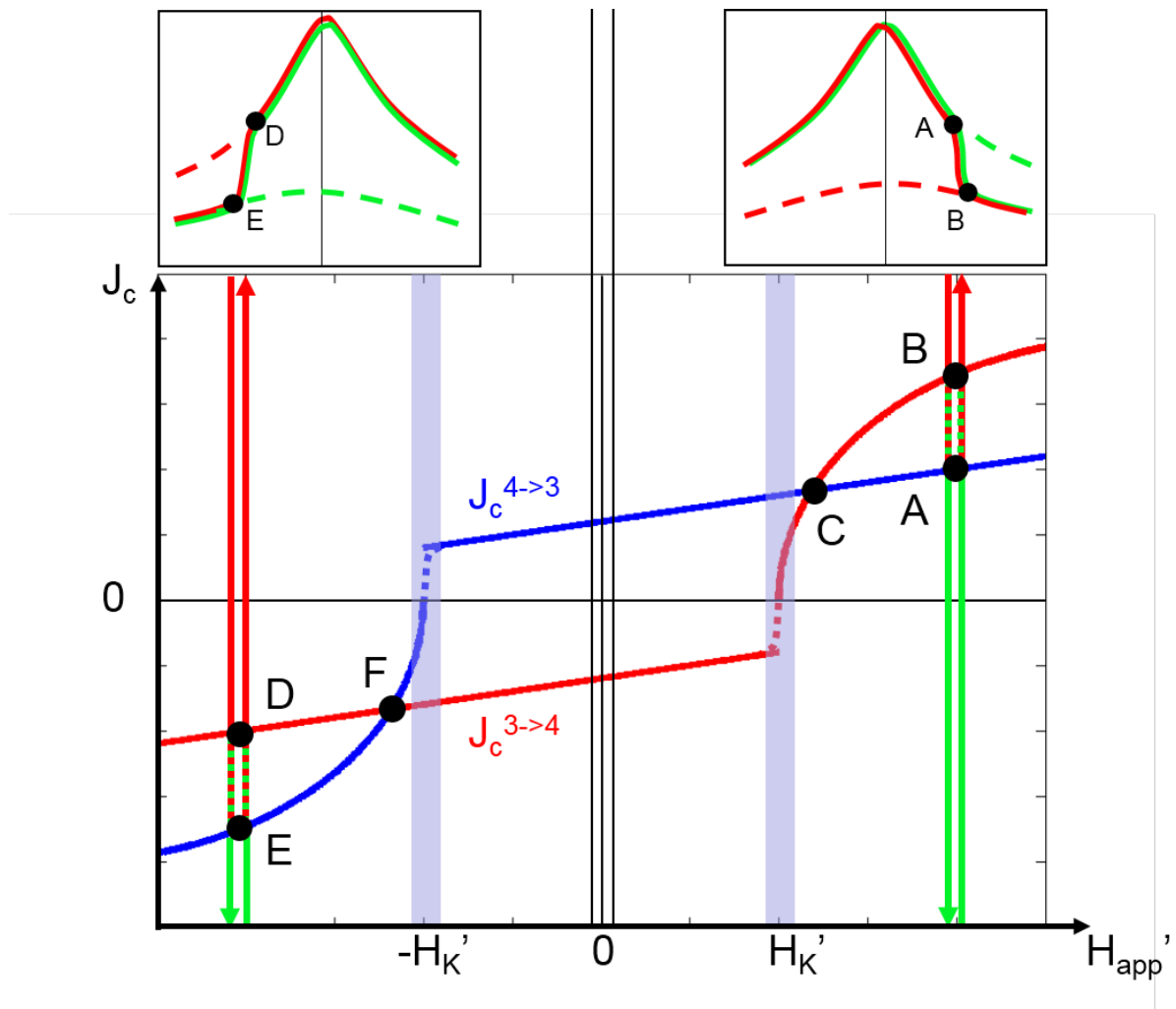


Figure IV.23 – Représentation schématique des densités de courant critique pour les transitions de « 3 » vers « 4 » et « 4 » « 3 » en fonction du champ appliqué. Les schémas au-dessus représentent les cycles $R(I)$ attendus pour le régime où $|H_{app}| > |H_K|$.

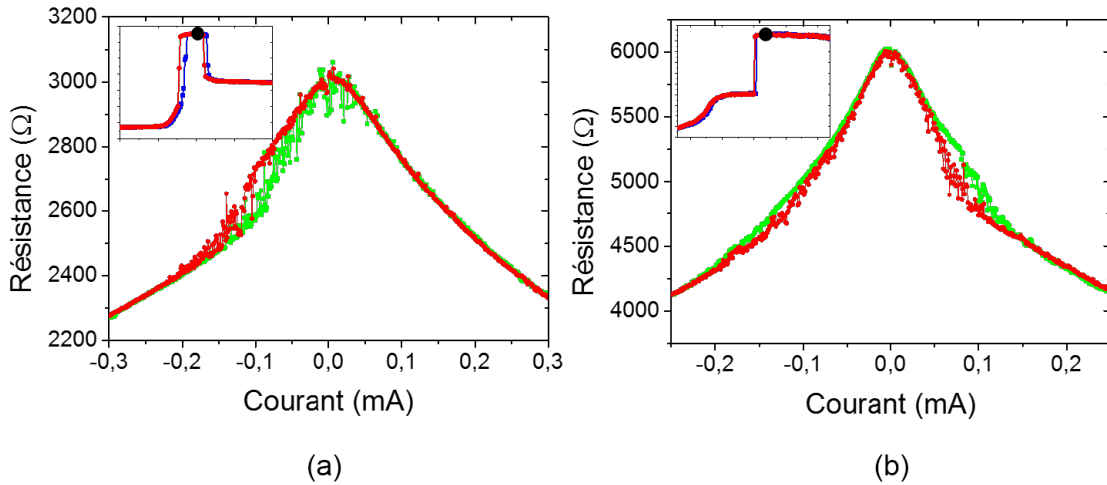


Figure IV.24 – Cycles de résistances en fonction du courant lorsque le champ appliqué est supérieur au champ d'anisotropie. (a) lorsque $H_{app} < H_{dip} - H_K$ (pour une jonction asymétrique dont la barrière supérieure est la plus épaisse comme le montre l'insert présentant un cycle $R(H)$) et (b) lorsque $H_{app} > H_{dip} + H_K$ (pour une jonction asymétrique dont la barrière inférieure est la plus épaisse comme le montre l'insert présentant un cycle $R(H)$).

IV.4 Conclusions du chapitre

Dans le cadre du développement des jonctions tunnel magnétiques comme cellule de stockage de l'information pour les applications MRAM, on a vu que les structures ne contenant qu'une seule barrière tunnel présentent certaines limites. La première est qu'il n'existe qu'une seule contribution au couple exercé sur l'aimantation de la couche de stockage, ce qui pénalise le développement de dispositifs basse consommation puisque les densités de courant d'écriture seront plutôt grandes. La seconde limite est aussi liée au phénomène de couple de transfert de spin. Lors d'une phase de lecture, il est nécessaire d'appliquer un courant électrique à travers une JTM afin d'en connaître l'état. Ce courant est alors responsable d'un couple qui, s'il est trop grand, peut renverser l'aimantation de la couche de stockage. Une contrainte forte pour ces dispositifs est de fortement réduire la tension (ou le courant) de lecture afin d'éviter des écritures non souhaitées. Les JTMs à double barrière peuvent apporter des solutions à ces deux problématiques : en mode écriture, le couple total provenant des contributions cumulatives des deux barrières permet de réduire fortement les densités de courant d'écriture et donc de laisser entrevoir la possibilité de développer des dispositifs basse consommation. En mode écriture au contraire, les contributions des deux barrières au couple total se détruisent mutuellement. On peut ainsi avoir l'assurance d'appliquer des tensions aussi grandes que celles utilisées pour l'écriture sans avoir à craindre le changement d'état de la couche de stockage. Les vitesses de lecture peuvent donc par ce mécanisme être fortement augmentées en comparaison aux JTMs à simple barrière.

Chapitre V

Perspectives

Sommaire

V.1 Contrôle de l'aimantation de la couche de sélection du mode	145
V.1.1 Position du problème et intégration dans une mémoire STT-RAM	145
V.1.2 Contrôle par chauffage externe	148
V.1.3 Contrôle par chauffage direct	151
V.2 Optimisation de la couche de stockage en vue d'application	
STT-RAMs	155
V.2.1 Problématique	155
V.2.2 Couche de stockage en antiferromagnétique synthétique	157
V.2.3 Optimisation de la plage de couplage antiferromagnétique de l'AFS	157
V.2.4 Résultats préliminaires sur piliers	162

V.1 Contrôle de l'aimantation de la couche de sélection du mode

V.1.1 Position du problème et intégration dans une mémoire STT-RAM

Les résultats présentés dans le chapitre **IV** visent à être implémentés dans une technologie à base de STT-MRAM. Comme le montre la figure **V.1**, on tire profit d'un polariseur supplémentaire (la couche de contrôle) qui permet de définir deux modes d'utilisation (lecture ou écriture). L'empilement présenté ici fait apparaître une structure en antiferromagnétique synthétique comme couche de stockage dont l'utilité sera justifiée à la section **V.2**. Par ailleurs, on voit que le passage du mode lecture au mode écriture, et réciproquement, est réalisé grâce à l'application d'un champ magnétique généré par un courant électrique circulant au dessus de l'électrode de contrôle. Bien entendu, le passage du mode lecture au

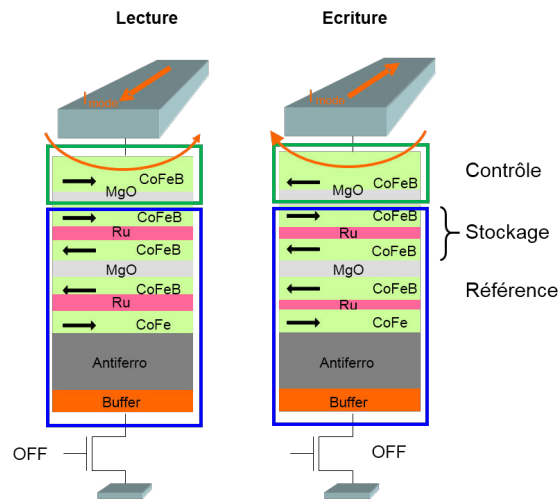


Figure V.1 – Concept d’intégration d’une double jonction tunnel magnétique dans une technologie MRAM. Le courant circulant dans la ligne de champ au-dessus du point mémoire permet de faire basculer l’aimantation de la couche de contrôle du mode lecture au mode écriture, et réciproquement.

mode écriture (et réciproquement) est long et ce dispositif sera peu avantageux, en terme de rapidité, pour une mémoire pour laquelle il serait nécessaire de basculer fréquemment entre ces deux modes. Néanmoins, il existe des mémoires pour lesquelles plusieurs lectures successives sont réalisées entre deux écritures. Ce dispositif présente donc un avantage certain pour les applications où plusieurs lectures (respectivement écritures) successives sont réalisées sans écritures (respectivement lectures) intermédiaires de sorte que l’état de la couche de contrôle ne soit pas changé pour l’ensemble d’une séquence.

On voit sur la figure V.1 que la couche de contrôle possède une structure très simple, elle n’est composée que d’une couche ferromagnétique de CoFeB dont on contrôlera le retournement en comparant le champ appliqué à son champ coercitif. Ce dernier est piloté par le rapport $\frac{K}{M_S}$ où K est la constante d’anisotropie magnétocristalline du matériau considéré et M_S son aimantation à saturation. Si ce champ coercitif est trop faible, la couche de contrôle peut alors être retournée par des champs rayonnés résiduels même faibles, ce qui est évidemment non souhaitable. Au contraire, s’il est grand, il devra être surpassé par le champ magnétique généré par le courant électrique circulant dans le conducteur au dessus du point mémoire. Un courant important sera alors nécessaire ce qui affaiblira les performances de la mémoire. On peut donc imaginer une autre structure pour l’électrode supérieure qui à la fois renforcerait la stabilité de la couche de contrôle face aux champs résiduels et permettrait son retournement à des faibles champs appliqués, donc de faibles courants. Cette structure est celle qui a été proposée dans la démonstration de concept du chapitre précédent. On peut proposer une électrode avec un antiferromagnétique (FeMn par exemple) qui piège la configuration magnétique du ferromagnétique voisin. Pour changer de mode (lecture/écriture), on peut distinguer deux choix possibles.

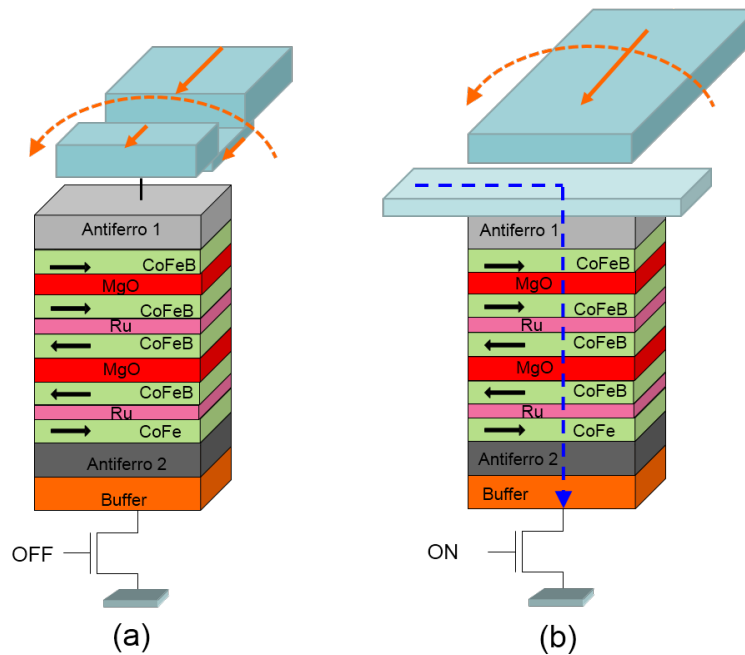


Figure V.2 – Processus de chauffage externe (a) et direct (b) de la couche de contrôle (ou de sélection du mode)

- Un chauffage local par une source de chaleur extérieure au point mémoire (par exemple grâce au courant circulant dans le conducteur au-dessus du point mémoire) permettrait d'accéder localement à une température supérieure à la température de blocage de l'antiferromagnétique et ainsi de le dépiéger. Pour diminuer le courant à injecter, on peut diminuer localement (au-dessus du point mémoire) l'épaisseur de ce conducteur afin d'en augmenter la résistance et donc la puissance dissipée par effet Joule (voir fig.V.2), ou, de manière équivalente, remplacer localement le conducteur par un matériau à forte résistivité (tantale par exemple). Cela permettrait ainsi d'avoir recours à des courants électriques faibles pour atteindre la température de blocage de FeMn. Une fois l'antiferromagnétique dépiégé, le champ magnétique généré par le courant de chauffage suffira à orienter la couche de contrôle dans le sens souhaité.
- Un chauffage interne avec un courant électrique circulant directement dans le point mémoire. Cette deuxième solution présente un avantage certain : un premier courant envoyé dans la jonction va dépiéger l'antiferromagnétique et réduire simultanément le champ coercitif de la couche ferromagnétique en contact qui pourra donc être « écrite » via un champ magnétique faible généré par un second courant électrique circulant dans la piste conductrice au-dessus du point mémoire. Cette technique est connue sous le nom d'écriture par assistance thermique (*TAS* pour *Thermally Assisted Switching*) et a été beaucoup étudiée, notamment par la start-up *Crocus-Technology*, afin d'être implémentée dans des structures MRAM (voir les travaux [80]).

Pour passer du mode écriture au mode lecture (et réciproquement), on peut aussi imaginer une structure où la couche de contrôle serait une piste composée de différents domaines magnétiques. L'orientation de l'aimantation au dessus du point mémoire (et donc la sélection du mode) serait réalisée par la propagation longitudinale d'une paroi de domaine par courant l'électrique dans un sens ou dans l'autre.

Dans ce contexte, on a pris conscience qu'il était nécessaire de bien connaître la température de blocage de l'antiferromagnétique intervenant dans l'électrode supérieure afin d'évaluer au mieux la puissance de chauffage à injecter dans le conducteur au dessus du point mémoire (dans le cas d'une solution par chauffage externe) ou directement dans la jonction (par chauffage direct). Rappelons en effet que nous avons parfois observé (dans le chapitre IV) l'écriture de la couche de contrôle par chauffage direct lors de nos mesures sur piliers, lorsque le courant atteignait des valeurs élevées.

V.1.2 Contrôle par chauffage externe

V.1.2.1 Couche de contrôle en antiferromagnétique synthétique

La structure en antiferromagnétique synthétique pour l'électrode supérieure est intéressante dans la mesure où elle diminue le rayonnement dipolaire sur la couche de stockage. On va donc tenter de déterminer la température de blocage pour cet empilement magnétique par mesures VSM. Nous avons donc réalisé par pulvérisation cathodique un dépôt correspondant à l'électrode supérieure seule sur une barrière de MgO afin d'obtenir un fort signal magnétique :

Ta 3 / CuN 30 / Ta 5 / CoFeB 0.4 / MgO / CoFeB 1.8 / Ru 0.9 / CoFe 0.5 / NiFe 1.5 / FeMn 12 / Ru 2 / Ta 5 (nm)

La figure V.3 représente la mesure VSM du moment magnétique d'un tel empilement en fonction du champ appliqué sur un carré de $1 \times 1 \text{ cm}^2$ environ. Le saut de moment magnétique entre 1000 Oe et 3000 Oe correspond au spin flop de l'AFS lors du retournement de NiFe (1.5 nm) + CoFe (0.5 nm). Par ailleurs le saut de moment magnétique entre -2000 Oe et -500 Oe illustre le spin flop lors du retournement de CoFeB (1.8nm). On fera ici l'hypothèse que les 4Å de CoFeB n'apportent pas de signal magnétique significatif, ce qui est vérifié par la très faible variation du signal en champ nul. Nous disposons à Spintec d'un Système de Mesure des Propriétés Physiques (*PPMS*) au sein duquel est intégré un VSM. Nous avons donc mesuré les cycles d'hystérésis (voir par exemple fig. V.4) de l'électrode supérieure seule entre 200 K et 400 K par pas de 20 K. Ces mesures permettent de voir l'évolution des champs de spin flop et de saturation en fonction de la température et

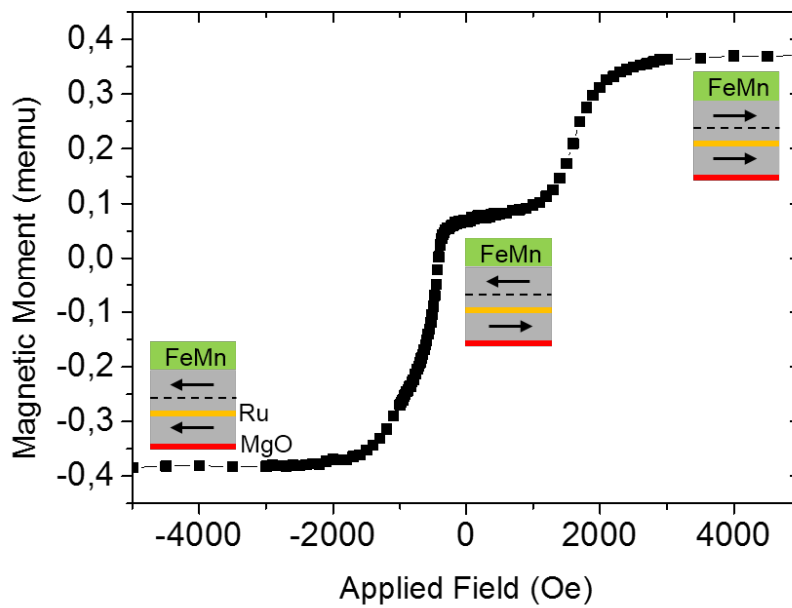


Figure V.3 – Mesure VSM de l'électrode supérieure seule sur MgO à température ambiante

d'en déduire le champ d'échange de FeMn sur l'AFS (fig. V.5). La température de blocage maximale extraite de la régression linéaire donne $T_B^{FeMn} = 127 \pm 6^\circ C$.

V.1.2.2 Couche de contrôle ferromagnétique

On va voir ici que la température de blocage dépend de l'environnement magnétique au voisinage de l'antiferromagnétique étudié. En effet, si la couche de contrôle n'est plus un antiferromagnétique synthétique mais une bicouche ferromagnétique (NiFe + CoFeB), alors la température de blocage de FeMn à son voisinage va être modifiée. L'échantillon étudié est maintenant :

MgO / CoFeB 2 / Ta 0.2 / NiFe 3 / FeMn 12 / Ru 3 (nm)

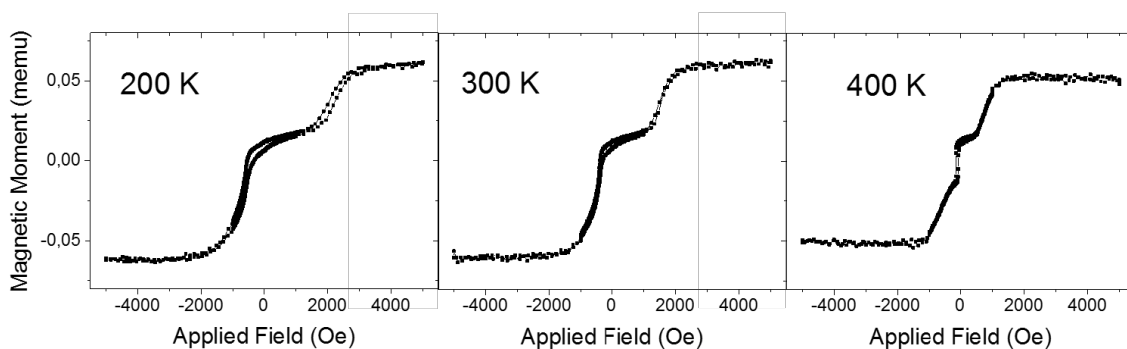


Figure V.4 – Mesures VSM de l'électrode supérieure à 200 K, 300 K et 400 K. A 400 K, le spin flop est quasiment symétrique en champ. Cela témoigne que la température de mesure est proche de la température de blocage maximale de FeMn.

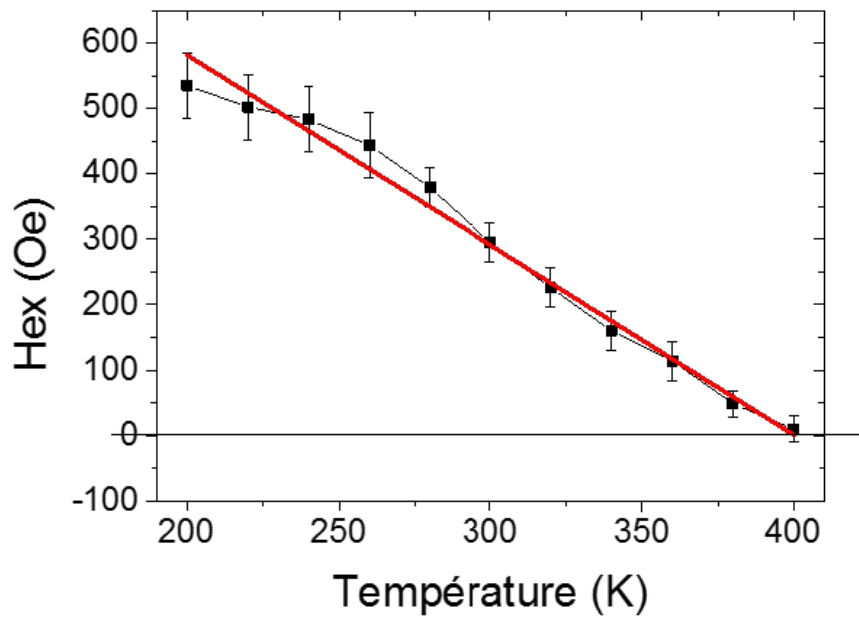


Figure V.5 – Champ d'échange en fonction de la température de l'échantillon lorsque la couche de contrôle possède une structure en antiferromagnétique synthétique. La regression linéaire donne la température de blocage égale à $127 \pm 6^\circ C$.

La figure V.6(a) représente les mesures VSM de cet échantillon pour différentes températures allant de l'ambiante à $150^\circ C$. On visualise ici clairement l'effet de la température sur le dépiégeage de FeMn ainsi que la perte de coercivité du ferromagnétique.

La figure V.6(b) permet d'obtenir la température de blocage de FeMn (12nm) pour cet empilement, elle est de l'ordre de $95^\circ C$. En comparaison de la section V.1.2.1, on constate que les deux températures de blocage mesurées ont des valeurs différentes. Plusieurs raisons peuvent l'expliquer.

- les mesures ont été réalisées à des périodes différentes avec deux magnétomètres différents. Les systèmes de chauffage étaient différents ainsi que les cannes de mesures.
- le bâti de dépôt a certainement évolué entre les deux mesures et il n'est pas impossible que certaines propriétés structurales de l'empilement aient été modifiées.
- le recuit pour l'empilement de la section V.1.2.1 a été réalisé à $300^\circ C$ tandis que celui de la section V.1.2.2 a été réalisé à $340^\circ C$.
- enfin, et il s'agit sans doute de la raison principale à cet écart, le ferromagnétique adjacent à FeMn dans le cas de la section V.1.2.1 est une bicouche CoFe 0.5 / NiFe 1.5 (nm) tandis qu'il s'agit d'une bicouche plus épaisse de CoFeB (2nm) + NiFe 3 (nm) dans cette section. Or le champ d'échange est inversement proportionnel à l'épaisseur du ferromagnétique au contact de l'antiferromagnétique. La constante de couplage d'échange étant conservée par ailleurs, il est donc tout à fait cohérent de trouver une température de blocage plus faible dans ce cas.

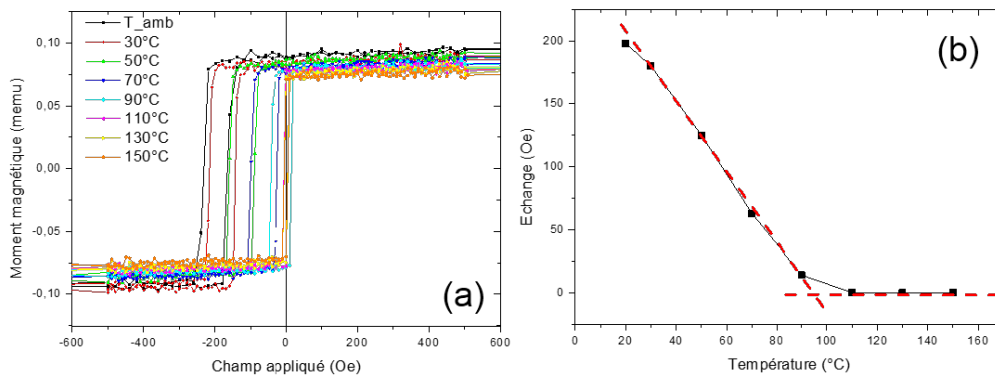


Figure V.6 – Cycles VSM (a) permettant d’extraire les champs d’échange (b) en fonction de la température lorsque la couche de contrôle est seulement une couche de permalloy $NiFe(3nm)$.

V.1.3 Contrôle par chauffage direct

V.1.3.1 Position du problème

Dans cette section, on s’intéressera aux effets de température générés par le passage du courant électrique traversant l’empilement magnétique. A la différence des sections précédentes, il faudra donc réaliser des mesures sur des empilements nanostructurés en salle blanche sous forme de piliers circulaires.

L’étude de la section précédente est essentielle en ce qu’elle nous permet de connaître la température de blocage de FeMn selon son environnement magnétique et donc d’être en mesure de quantifier la puissance de chauffage à injecter grâce au courant électrique dans des jonctions processées. Cela est de première importance pour les technologies basées sur l’écriture par assistance thermique et peut aussi être une technique utilisée pour retourner la couche de contrôle de nos empilements, à la différence que, dans notre cas, cette couche ne contient pas l’information de stockage. Deux raisons majeures font que la caractérisation par chauffage direct est essentielle :

- au lieu de retourner la couche de contrôle grâce à un recuit externe sous champ, on peut songer à sélectionner le mode par chauffage intrinsèque en faisant passer directement un courant dans le pilier.
- les résultats du chapitre IV visent à contrôler l’état de la couche de stockage avec le courant (grâce aux effets de transfert de spin de Slonczewski). Il est donc crucial de distinguer les deux contributions du courant électrique : celle visant à chauffer le pilier pour supprimer l’échange de l’antiferromagnétique de l’électrode supérieure et ainsi sélectionner le mode souhaité et celle visant à écrire l’information dans la couche de stockage.

Il faudra donc distinguer deux gammes de courants, l’une pour la sélection du mode, l’autre pour l’écriture de la couche de stockage. La figure V.7 apporte un éclairage à ce

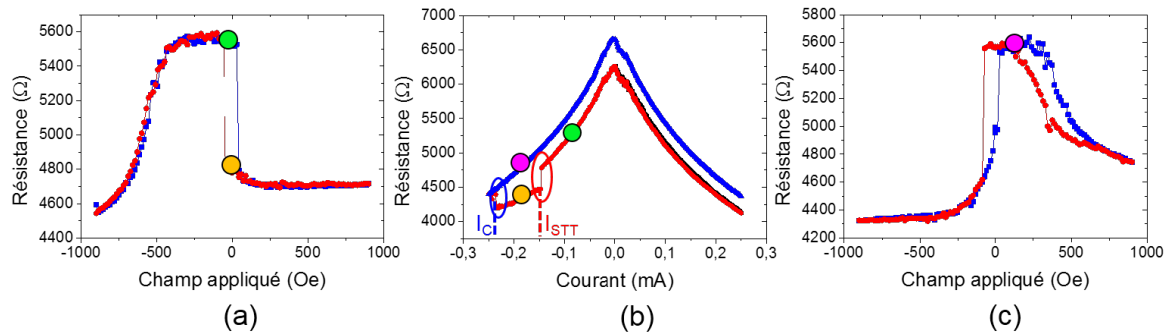


Figure V.7 – (a) Etat de la jonction avant la mesure : mode écriture. (b) Processus de retournement de la couche de contrôle par chauffage direct en courant fortement négatif (entouré en bleu). La transition entourée en rouge résulte quant à elle des effets de transfert de spin. (c) Etat de la jonction à la suite de la mesure : mode lecture.

problème. On observe deux phénomènes de transition entre deux états résistifs différents. En fig.V.7(a), on voit que le pilier est préparé dans le mode écriture : le couple de transfert de spin, maximal, favorise la déstabilisation de l'état magnétique correspondant à l'état de haute résistance (disque vert). Le cycle de résistance en fonction du courant (fig.V.7(b)) montre une première transition en courant négatif I_{STT} provenant du couple déposé par transfert de spin (entourée en rouge). Pour des courants négatifs continuant à décroître, une deuxième transition est observée (entourée en bleu) à un courant valant I_{Δ} . Elle n'est pas liée à un phénomène de transfert de spin comme en témoigne la figure V.7(c) qui illustre que la jonction est alors en mode lecture. L'augmentation du courant électrique ayant fait croître la puissance dissipée par effet Joule a permis d'atteindre localement la température de blocage de FeMn. Le permalloy n'étant alors plus piégé par l'antiferromagnétique débloqué, le léger champ appliqué lors de la mesure a suffi à retourner la couche de contrôle. La transition entourée en bleu pour les courants fortement négatifs en est la signature. Il est donc nécessaire d'assurer $I_{STT} < I_{\Delta}$ avec un écart ΔI suffisamment grand pour avoir la garantie que l'écriture de la couche de stockage par transfert de spin ne sera jamais perturbée par le retournement de la couche de contrôle par chauffage. Remarquons ici que l'écriture de la couche de contrôle par chauffage Joule est indifférente au sens du courant. Pour réorienter la couche de contrôle, il faudrait par conséquent toujours utiliser le sens du courant qui ne perturbe pas l'information stockée (*ie* le sens du courant grâce auquel les effets de transfert de spin stabilisent la configuration magnétique initiale). Ceci est problématique puisque nécessite à l'avance de connaître l'état de la couche de stockage et donc de réaliser une étape de lecture préliminaire.

Suite à la nanofabrication en salle blanche des piliers, nous avons donc mesuré des cycles de résistance en fonction du champ appliqué pour différents courants de mesure afin d'évaluer la diminution de l'échange de FeMn avec sa couche ferromagnétique directement adjacente. Nous ferons l'hypothèse ici que la couche de référence n'est pas affectée puisque

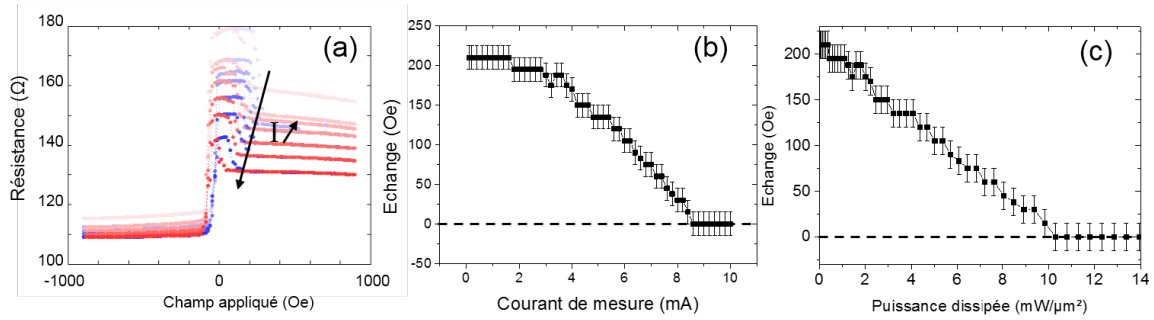


Figure V.8 – (a) Cycles de résistances en fonction du champ appliqué pour le dépôt (i) pour différents courants de mesure. (b) Extraction du champ d'échange en fonction du courant de mesure. (c) Champ d'échange en fonction de la densité de puissance dissipée. Les piliers mesurés sont des disques de diamètre $1\mu m$.

l'échange de PtMn sur CoFeB est bien plus grand (plusieurs milliers d'Oersteds) que celui de FeMn, ainsi que sa température de blocage (aux environs de $300^\circ C$). Deux types d'électrodes supérieures ont été mesurés, l'un avec une couche ferromagnétique simple (i), l'autre avec une électrode de contrôle en antiferromagnétique synthétique (ii).

(i) Ta 3 / CuN 30 / Ta 5 / PtMn 20 / CoFe 2 / Ru 0.8 / CoFeB 2 / MgO ($RA_{inf} \approx 70\Omega.\mu m^2$) / CoFeB 2 / MgO ($RA_{sup} \approx 15\Omega.\mu m^2$) / CoFeB 2 / Ta 0.2 / NiFe 3 / FeMn 12 / Ru 2 / Ta 5 (nm)

(ii) Ta 3 / CuN 30 / Ta 5 / PtMn 20 / CoFe 2 / Ru 0.8 / CoFeB 2 / MgO ($RA_{inf} \approx 8\Omega.\mu m^2$) / CoFeB 3 / MgO ($RA_{sup} \approx 35\Omega.\mu m^2$) / CoFeB 1.8 / Ru 0.9 / CoFe 0.5 / NiFe 1.5 / FeMn 12 / Ru 2 / Ta 5 (nm)

V.1.3.2 Couche de contrôle ferromagnétique

Mesurons dans un premier temps les cycles de résistance en fonction du champ magnétique appliqué à différents courants de mesure pour le dépôt (i) (voir fig.V.8(a)), sur des piliers circulaires de diamètre $1\mu m$. Ce dépôt a une structure d'électrode supérieure simple avec un antiferromagnétique FeMn (12nm) qui piège une couche ferromagnétique de permalloy (3nm). Le champ d'échange est aisément mesurable. On remarque par ailleurs que le retournement de la couche de stockage se fait à des champs non nuls (légèrement négatifs), ce qui traduit la présence du champ rayonné par la couche de contrôle. La figure V.8(c) illustre la relation de proportionnalité entre le champ d'échange et la densité de puissance dissipée (en $mW/\mu m^2$), ce qui, confronté aux résultats de la figure V.6(b), démontre la proportionnalité entre la température et la puissance dissipée par le pilier. On peut par ailleurs déterminer la densité de puissance nécessaire au déblocage de l'antiferromagnétique FeMn à $P_d = 10.3 \pm 0.8 mW/\mu m^2$.

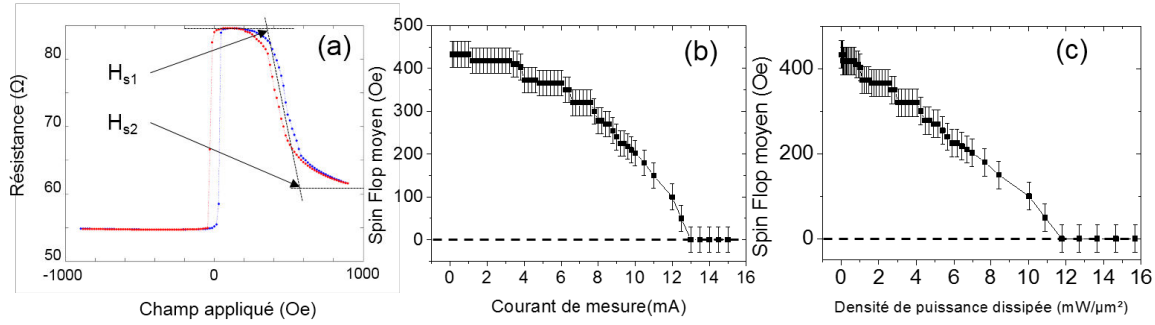


Figure V.9 – (a) Cycle de résistance en fonction du champ appliqué pour le dépôt (ii) à $I = 0.6mA$. (b) Champ de spin flop moyen en fonction du courant de mesure. (c) Champ de spin flop moyen en fonction de la densité de puissance dissipée. Les piliers mesurés sont des disques de diamètre $1\mu m$.

V.1.3.3 Couche de contrôle en antiferromagnétique synthétique

On a aussi mesuré la structure un peu plus complexe (ii) selon le même procédé sur des piliers circulaires de $1\mu m$ de diamètre. Dans ce cas, l'électrode supérieure est composée d'un antiferromagnétique synthétique dont la configuration magnétique est imposée par le piégeage de FeMn (12 nm). Ici le retournement de la couche de stockage est bien centré autour du champ nul car les électrodes, grâce à leur structure en AFS, ne rayonnent pas de champ dipolaire. Des mesures parfaitement équivalentes ne sont pas envisageables car le retournement de la couche ferromagnétique directement adjacente à FeMn (NiFe) n'apporte pas de variation notable du signal électrique. Il est donc très difficile d'avoir accès au champ d'échange. On peut tout de même quantifier les effets de température dans une telle structure en suivant l'évolution du champ de spin flop moyen défini par $\frac{H_{s1}+H_{s2}}{2}$ où H_{si} sont les champs de spin flop définis dans la figure V.9(a). Ils correspondent à l'intersection des régimes de saturation magnétique (AFS parallèle dans un sens ou dans l'autre) avec le régime où les aimantations des deux ferromagnétiques constituant l'AFS forment un angle non nul. La même relation de proportionnalité entre le champ de spin flop moyen et la densité de puissance dissipée est observée. La valeur de la densité de puissance dissipée pour le dépiégeage vaut ici $P_d = 12.3 \pm 1.0 mW/\mu m^2$. Dans cette section, nous avons tenté de quantifier la puissance consommée par un pilier lorsqu'un courant le traverse afin de pouvoir estimer le régime d'écriture en courant permettant d'éviter le déblocage de l'antiferromagnétique FeMn. Les valeurs de puissance dissipée permettant d'annihiler l'échange dans l'électrode supérieure sont de l'ordre de $12 mW/\mu m^2$ alors que pour l'ensemble des courants d'écriture répertoriés dans le chapitre IV, la puissance dissipée $RA \times j_c^2$ n'a jamais excédé $4 mW/\mu m^2$. On peut donc être certain que le déblocage de FeMn ne viendra jamais perturber l'écriture de la couche de stockage par couple de transfert de spin.

V.2 Optimisation de la couche de stockage en vue d'application STT-RAMs

V.2.1 Problématique

Les résultats du chapitre IV ont montré que les structures magnétiques à double barrière permettent de moduler l'amplitude du couple exercé par transfert de spin sur l'aimantation de la couche ferromagnétique intercalée entre les deux barrières tunnel. Selon la configuration magnétique des électrodes (parallèle ou antiparallèle), la structure bascule d'une configuration favorable à l'écriture avec des densités de courant (ou des tensions) d'écriture faibles à une configuration favorable à la lecture avec des tensions qui peuvent être grandes (*ie* du même ordre de grandeur que celle utilisées pour l'écriture) sans craindre une écriture non désirée. Cependant, l'empilement mesuré jusque là ne peut pas encore être implémenté dans un point mémoire pour une application STT-RAM. En effet la couche libre constituée de CoFeB est très sensible (champ coercitif faible et faible décalage de cycle) au champ magnétique externe, ce qui la rend facilement vulnérable à un retournement par champ, même petit. Ceci est non souhaitable dans la mesure où le contrôle de l'état de la couche de stockage doit être réalisé par courant électrique et où seul l'état de la couche de contrôle doit être manipulé avec le champ magnétique afin de pouvoir basculer du mode écriture au mode lecture et réciproquement sans altération de l'état de la couche de stockage. La figure V.10 présente les limites d'un empilement où la couche de stockage ne serait constituée que d'une simple couche de CoFeB. Imaginons qu'on l'ait écrite dans un certain état, celui où son aimantation pointe vers la gauche (Fig.V.10(a)). Pour lire cet état à grande vitesse, il est nécessaire de configurer l'empilement dans son mode lecture, *ie* de retourner l'aimantation de la couche de contrôle. Dans ce cas, l'état de la couche de stockage n'est pas modifié puisque la couche de contrôle va s'aligner à celle de stockage. A contrario, si initialement l'état de la couche de stockage correspond à une aimantation pointant vers la droite (Fig.V.10(b)), alors lorsque la structure basculera en mode lecture, l'application nécessaire du champ magnétique va retourner non seulement la couche de contrôle mais aussi celle de stockage. L'état initialement écrit sera donc perdu. L'inconvénient de cet empilement réside dans le fait que l'aimantation de la couche de stockage est très sensible au champ externe appliqué. Il paraît donc opportun de réfléchir à une structure où la couche de stockage y serait complètement insensible. L'énergie qui rend compte de l'interaction d'une couche ferromagnétique avec un champ magnétique externe est l'énergie Zeeman et prend la forme $\epsilon_Z = -\vec{M} \cdot \vec{B}$. Ainsi on peut facilement minimiser cette énergie en imaginant une structure qui ne présente aucune aimantation résiduelle. C'est le cas d'un antiferromagnétique synthétique (AFS) compensé : en choisissant une épaisseur de ruthénium favorisant un couplage antiparallèle, on peut déterminer les épaisseurs des matériaux de part et d'autre du ruthénium de sorte que le moment

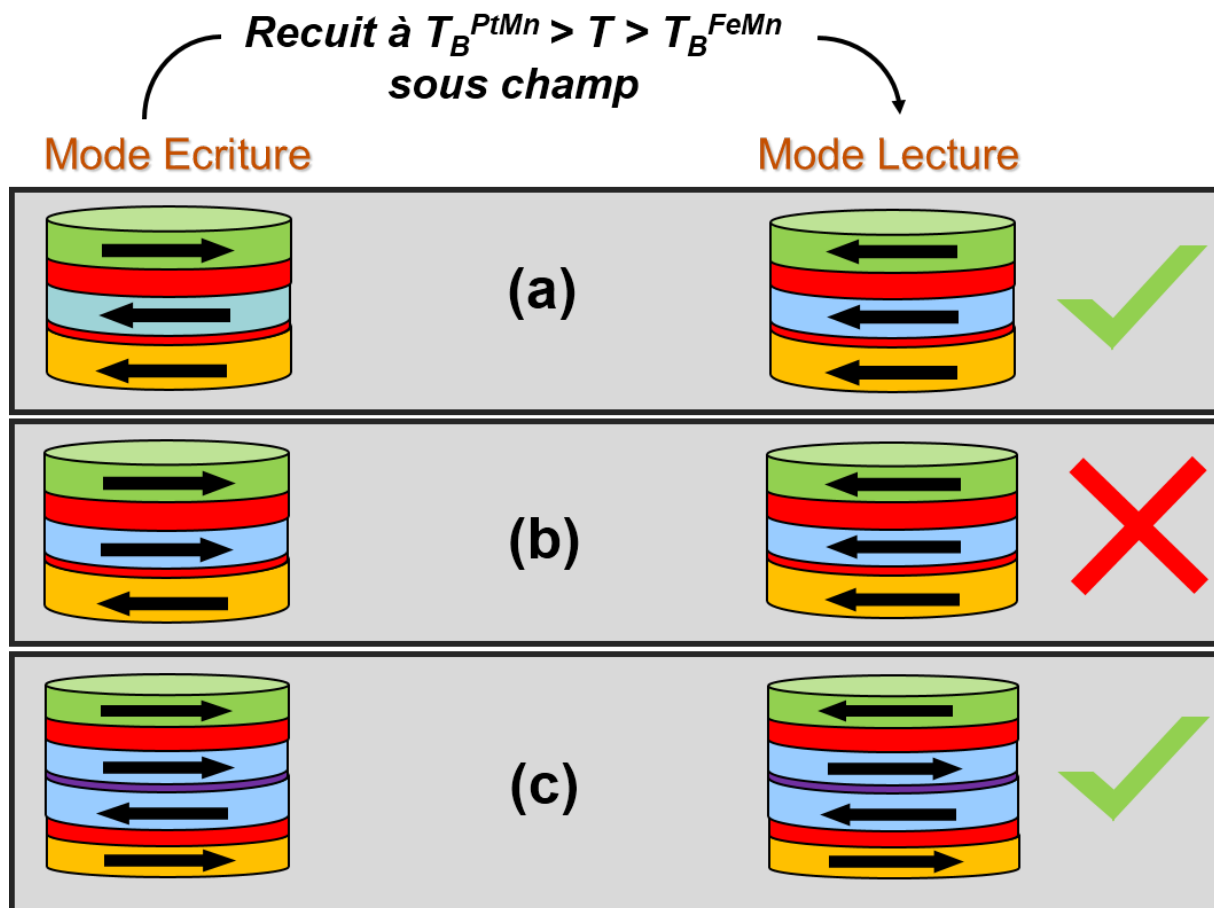


Figure V.10 – (a) L'information lue est correcte, le passage du mode écriture au mode lecture ne perturbe pas l'état stocké dans la couche libre. (b) Le passage au mode lecture modifie l'information stockée dans la couche libre, l'information lue est donc erronée. (c) En utilisant une structure en antiferromagnétique synthétique compensé, la couche de stockage devient insensible au champ magnétique externe et conserve son état lors du passage du mode écriture au mode lecture. Remarquons que lorsque la couche de stockage est un AFS, le mode écriture (respectivement lecture) correspond à la configuration parallèle (respectivement antiparallèle) des couches de contrôle et référence.

magnétique de l'un compense parfaitement celui de l'autre. A priori, la solution la plus simple à envisager est d'utiliser les deux mêmes matériaux, avec des épaisseurs identiques pour atteindre cet objectif. Dans la réalité, ce n'est pas si trivial dans la mesure où les aimantations à saturation des couches utilisées peuvent être sensiblement affectées par leurs interfaces (ici les barrières MgO) ou par le recuit, et dans la mesure où les épaisseurs réelles peuvent différer quelque peu des valeurs nominales. Il est donc nécessaire d'étudier l'optimisation de cet AFS en couche centrale. Une fois l'optimisation atteinte, la couche de stockage ne sera plus sensible au champ magnétique externe et il sera alors possible de renverser la couche de contrôle sans altérer l'état de la couche de stockage (Fig.V.10(c)).

V.2.2 Couche de stockage en antiferromagnétique synthétique

Afin d'améliorer l'empilement étudié jusque là, il est nécessaire d'imaginer une structure où l'état de la couche de stockage ne serait pas affecté par l'application d'un champ magnétique, ce qui est rendu possible grâce à un antiferromagnétique synthétique parfaitement compensé. Avant d'entrer dans les détails de l'optimisation de cet AFS, voyons quels sont les buts à atteindre en étudiant le comportement magnétique d'un empilement typique : Ta 3 / CuN 30 / Ta 5 / PtMn 20 / CoFe 2 / Ru 0.8 / CoFeB 2 / MgO / CoFeB 2 / MgO / CoFeB 1.5 / Ta 0.2 / NiFe 1.5 / FeMn 12 / Ru 2 / Ta 5 (nm). La figure V.11 présente un cycle VSM d'un tel empilement et nous permet de voir quelles sont les contraintes à surmonter. En figure V.11(b), on voit l'échange de FeMn sur l'électrode de contrôle aux alentours de $380Oe$. Il serait commode que le retournement de la couche de contrôle en champ croissant (champs d'échange + coercitif) soit compris dans la plage de stabilité du couplage antiferromagnétique de l'AFS à optimiser afin d'être en mesure de visualiser facilement (sur un cycle $R(H)$ par exemple) le mode dans lequel est placé l'échantillon. Par ailleurs, en champ nul, on voit le saut d'aimantation correspondant au retournement de la couche de stockage (CoFeB 2 nm) qui doit être supprimé grâce à l'utilisation de l'AFS compensé.

L'environnement magnétique complexe autour de la couche de ruthénium rend la compensation de l'AFS non triviale à réaliser. Il a donc été indispensable d'optimiser un empilement construit autour d'un AFS ne présentant aucun saut d'aimantation autour du champ nul (compensation parfaite des contributions au moment magnétique des couches ferromagnétiques autour du ruthénium). Pour cela, nous avons déposé l'empilement suivant en faisant varier l'épaisseur x de 1.2 à 1.7 nm : Ta 5 / MgO / CoFeB 1.5 / CoFe 0.7 / Ru 0.8 / CoFe 0.7 / CoFeB x / MgO / Ta 5 (nm). Les mesures VSM sont présentées en figure V.12. L'utilisation de CoFe (plutôt que CoFeB) en contact direct avec Ru permet de renforcer le couplage antiparallèle afin d'obtenir une plage de stabilité aussi large que possible.

On remarque que la diminution de l'épaisseur x de CoFeB entraîne une diminution de la décompensation mais les épaisseurs testées ne sont pas suffisantes. Si l'on trace la décompensation de l'aimantation normalisée au voisinage du champ nul en fonction de x , il est alors facile d'extrapoler une épaisseur critique pour laquelle on obtiendra une compensation parfaite (voir fig. V.13). Cette épaisseur vaut environ 1.0 nm.

V.2.3 Optimisation de la plage de couplage antiferromagnétique de l'AFS

La première étape de la caractérisation électrique de l'empilement à la suite de la nanofabrication est réalisée grâce à un cycle de résistance en fonction du champ appliqué. Cela nous permet de confirmer le comportement magnétique visualisé en pleine plaque

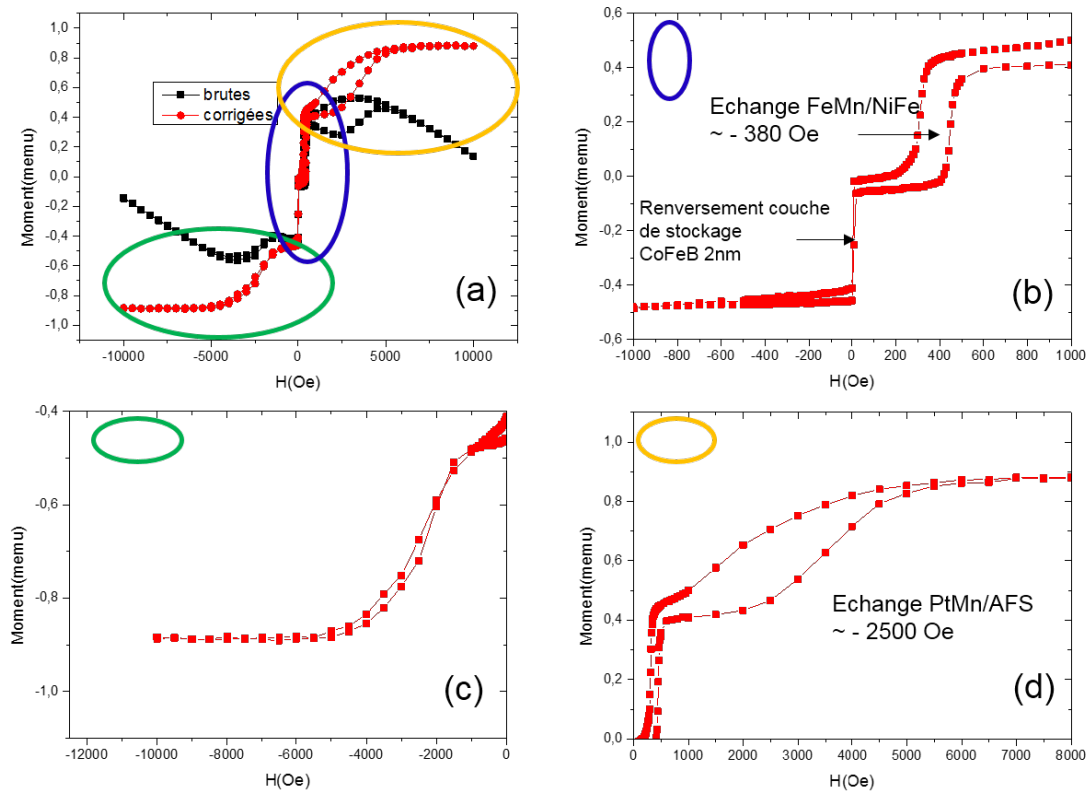


Figure V.11 – (a) Cycle VSM d’une jonction tunnel magnétique à double barrière avec électrode de contrôle directement piégée par FeMn. La figure (b) montre l’échange de FeMn sur la couche de contrôle ainsi que le retournement de la couche de stockage en champ nul. La figure (c) est un zoom sur le phénomène de spin flop lié à l’AFS contenu dans l’électrode inférieure. (d) permet de visualiser « l’échange » de PtMn sur l’AFS le surmontant.

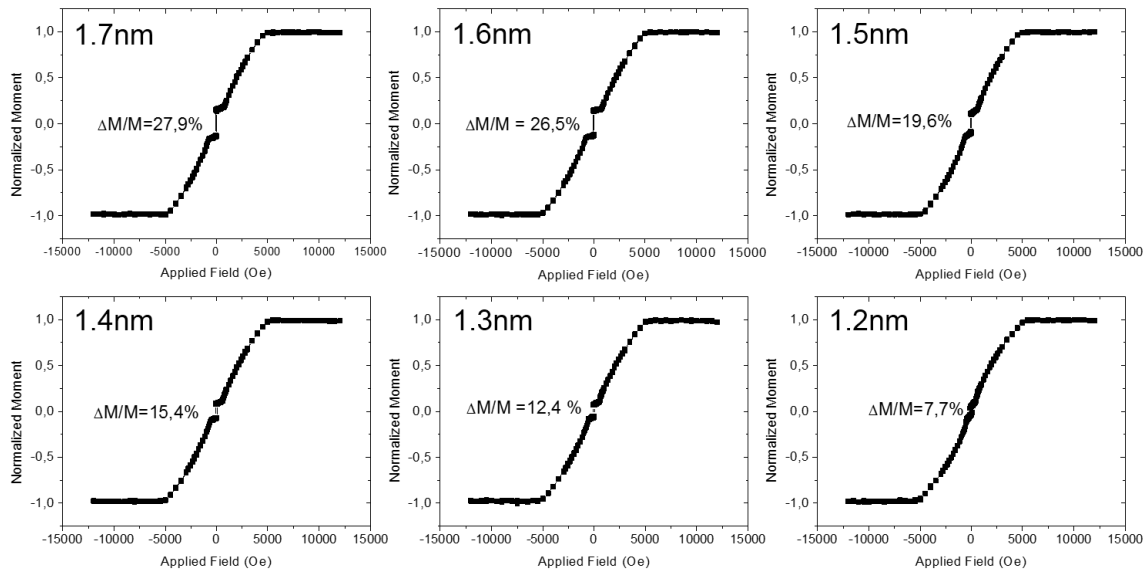


Figure V.12 – Cycles VSM pour les différentes valeurs de x de 1.2 à 1.7 nm. Diminuer l'épaisseur x de la couche supérieure de l'AFS améliore la compensation mais l'épaisseur $x = 1.2\text{nm}$ reste trop grande.

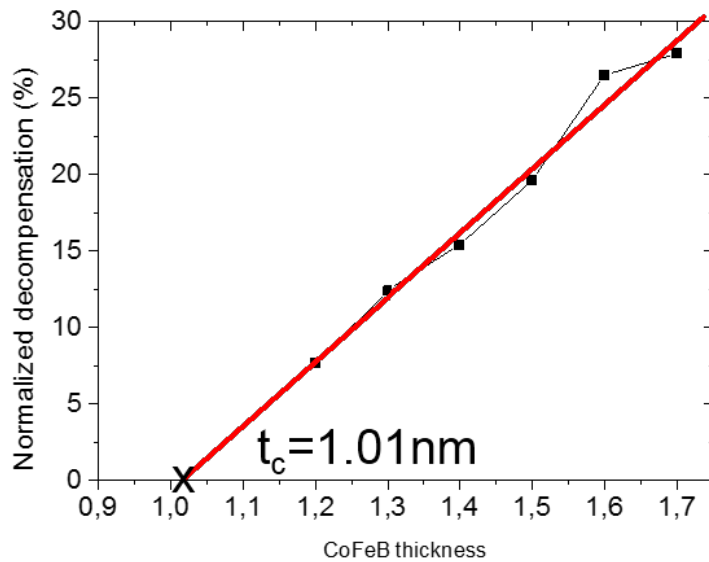


Figure V.13 – Décompensation de l'aimantation en champ nul en fonction de l'épaisseur x de CoFeB. La régression linéaire permet d'extrapoler la valeur critique pour obtenir une compensation parfaite à $t_c \approx 1.0\text{nm}$.

au VSM, et de quantifier les différents champs d'échange, coercitif, de spin flop associés aux différentes couches. Afin que cette lecture soit suffisamment claire pour nous garantir que l'échantillon soit dans la configuration magnétique souhaitée, il est commode que les différentes contributions au signal électrique ne se chevauchent pas et donc que les différents champs mentionnés plus haut soient clairement identifiés. Notamment, aux champs faibles, il est très utile que la stabilité de l'AFS en configuration antiparallèle soit établie jusqu'à des champs comprenant le champ d'échange de l'antiferromagnétique de l'électrode de contrôle (FeMn). Ceci permet d'avoir un contrôle très bien défini de son orientation sans altérer l'état (par spin flop cette fois) de la couche de stockage.

La force du couplage antiferromagnétique d'un AFS est directement liée à l'aimantation des matériaux (M_i) de part et d'autre du ruthénium ainsi qu'à leur épaisseur (t_i) par la formule suivante [29], [10] :

$$J_{ech} = -\mu_0 H_{sat} \frac{t_1 M_1 t_2 M_2}{t_1 M_1 + t_2 M_2} \quad (\text{V.1})$$

où H_{sat} est le champ de saturation (champ où la rotation des aimantations commence (finit)). L'utilisation de CoFe, qui a une aimantation à saturation plus grande ($1400emu/cm^3$) que CoFeB ($1050emu/cm^3$), permet donc de renforcer ce couplage antiferromagnétique.

Nous avons donc testé deux épaisseurs de CoFe et évalué le couplage antiferromagnétique. Voici les différents dépôts testés avec les mesures VSM associées (figure V.14).

- (1) Ta5/CoFeB0.4/MgO/CoFeB1.5/**CoFe0.7**/Ru0.8/**CoFe0.7**/CoFeB1.5/MgO/CoFeB0.4/Ta5 (nm)
- (2) Ta5/CoFeB0.4/MgO/CoFeB1.5/**CoFe0.5**/Ru0.8/**CoFe0.5**/CoFeB1.5/MgO/CoFeB0.4/Ta5 (nm)
- (3) Ta5/CoFeB0.4/MgO/CoFeB1.5/CoFe0.5/**Ru0.9**/CoFe0.5/CoFeB1.5/MgO/CoFeB0.4/Ta5 (nm)

On voit que l'augmentation de l'épaisseur de CoFe de 5Å à 7Å permet d'élargir la plage de stabilité de couplage antiparallèle de $\pm 300Oe$ (fig. V.14(2)) à $\pm 500Oe$ (fig. V.14(1)). L'influence de l'augmentation de l'épaisseur de ruthénium à 9Å n'est quant à elle pas significative (fig. V.14(3)). Nous allons maintenant déposer plusieurs empilements tenant compte des résultats des sections V.2.2 et V.2.3 afin d'obtenir (i) un AFS parfaitement compensé et (ii) une plage de couplage antiferromagnétique la plus large possible. L'épaisseur critique obtenue pour obtenir la compensation de l'AFS centrale était de 1.0nm avec une épaisseur de CoFeB dans la couche inférieure de 1.5nm. Nous avons donc testé cet empilement (c) ainsi qu'un empilement équivalent où les deux épaisseurs de CoFeB ont été augmentées chacune de 2Å pour obtenir respectivement 1.2nm et 1.7nm (a) afin d'ajouter

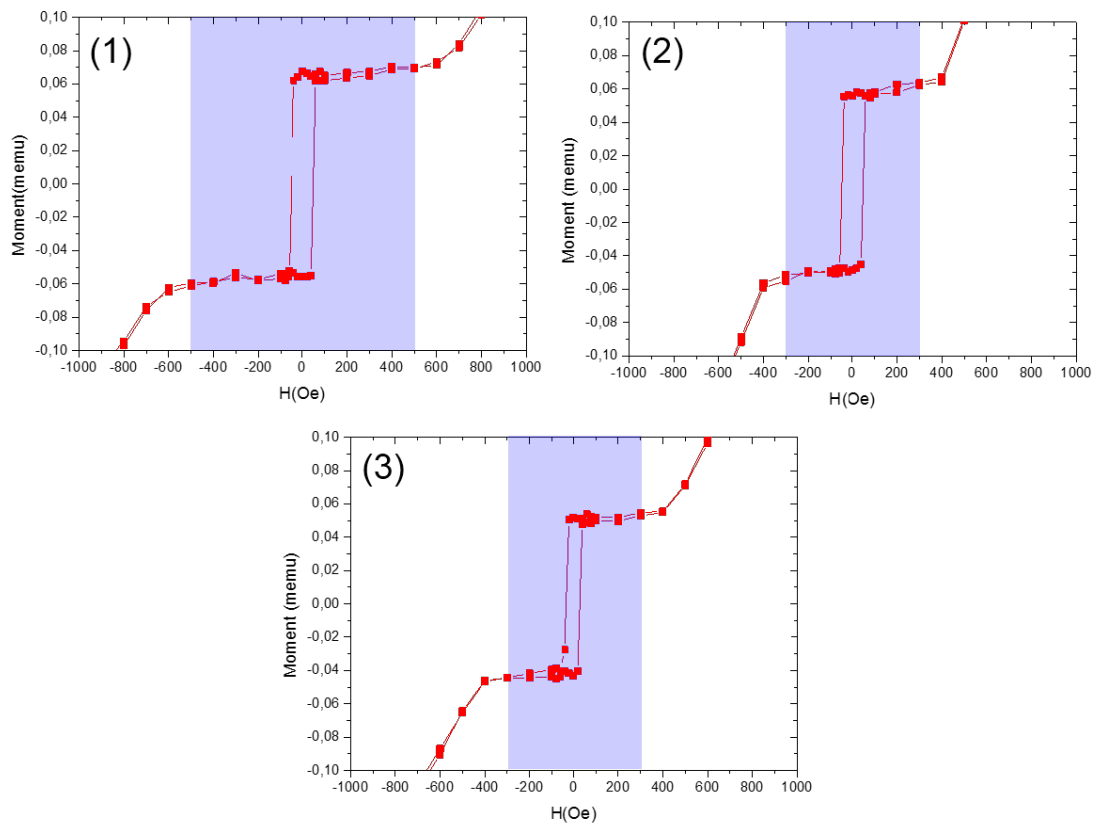


Figure V.14 – Optimisation de la plage de stabilité de couplage antiferromagnétique de l’AFS central pour les trois échantillons cités dans le texte.

la même quantité de moment magnétique de part et d'autre du ruthénium. Par ailleurs, conformément à ce qu'ont montré les résultats des figures V.14 (1) et (2) et au comportement du couplage donné par la formule V.1, nous avons effectué ces mêmes dépôts avec des épaisseurs de CoFe au voisinage direct du ruthénium de 0.8nm afin de renforcer le couplage antiferromagnétique en champ faible (b) et (e). Une tentative avec une épaisseur de 1.8nm de CoFeB a aussi été réalisée pour deux épaisseurs de CoFe différentes (0.7 et 0.8nm) ((d) et (f)).

- (a) Ta 5/MgO/CoFeB 1.7/CoFe 0.7/Ru 0.8/CoFe 0.7/CoFeB 1.2/MgO/Ta 5 (nm)
- (b) Ta 5/MgO/CoFeB 1.7/CoFe 0.8/Ru 0.8/CoFe 0.8/CoFeB 1.2/MgO/Ta 5 (nm)
- (c) Ta 5/MgO/CoFeB 1.5/CoFe 0.7/Ru 0.8/CoFe 0.7/CoFeB 1.0/MgO/Ta 5 (nm)
- (d) Ta 5/MgO/CoFeB 1.8/CoFe 0.7/Ru 0.8/CoFe 0.7/CoFeB 1.2/MgO/Ta 5 (nm)
- (e) Ta 5/MgO/CoFeB 1.5/CoFe 0.8/Ru 0.8/CoFe 0.8/CoFeB 1.0/MgO/Ta 5 (nm)
- (f) Ta 5/MgO/CoFeB 1.8/CoFe 0.8/Ru 0.8/CoFe 0.8/CoFeB 1.2/MgO/Ta 5 (nm)

La figure V.15 présente les mesures VSM des dépôts (a), (b), (c), (d), (e) et (f) ainsi que les zooms associés aux champs faibles (fig. V.15(i1)) afin d'avoir une estimation précise de la décompensation. Cette dernière, lorsqu'elle existe, est très faible et atteint au maximum une valeur de l'ordre de $\pm 2\%$ du signal total de l'aimantation à saturation. On constate que les empilements (a) et (e) répondent eux aux contraintes de compensation parfaite et seront donc implémentés dans la structure finale incluant les deux électrodes. Nous allons donc nanostructurer les empilements suivants pour faire la démonstration de concept qu'il est possible de moduler l'amplitude du couple de transfert de spin exercé sur la couche de stockage sans altération de son état lors du passage du mode lecture au mode écriture (et réciproquement).

V.2.4 Résultats préliminaires sur piliers

A la suite des travaux d'optimisation réalisés dans la section précédente, nous avons donc choisi de déposer différents empilements avec une couche de stockage en AFS compensé. Le but est alors de faire la démonstration qu'il est possible de l'écrire par couple de transfert de spin (comme cela a été démontré ici [52], [33]), puis de basculer la structure dans le mode lecture afin de lire l'état écrit juste précédemment. Les empilements à tester seront donc les suivants :

- Ta 3/CuN 30/Ta 5/PtMn 20/CoFe 2/Ru 0.8/CoFeB 2/MgO/CoFeB 1.5/CoFe 0.8/Ru 0.8/CoFe 0.8/CoFeB 1.0/MgO/électrode supérieure (nm)
- Ta 3/CuN 30/Ta 5/PtMn 20/CoFe 2/Ru 0.8/CoFeB 2/MgO/CoFeB 1.7/CoFe 0.7/Ru 0.8/CoFe 0.7/CoFeB 1.2/MgO/électrode supérieure (nm)

avec deux choix d'électrodes supérieures possibles :

- (i) CoFeB 1.5/Ta 0.2/NiFe 1.5/FeMn 12/Ru 2/Ta 5 (nm)

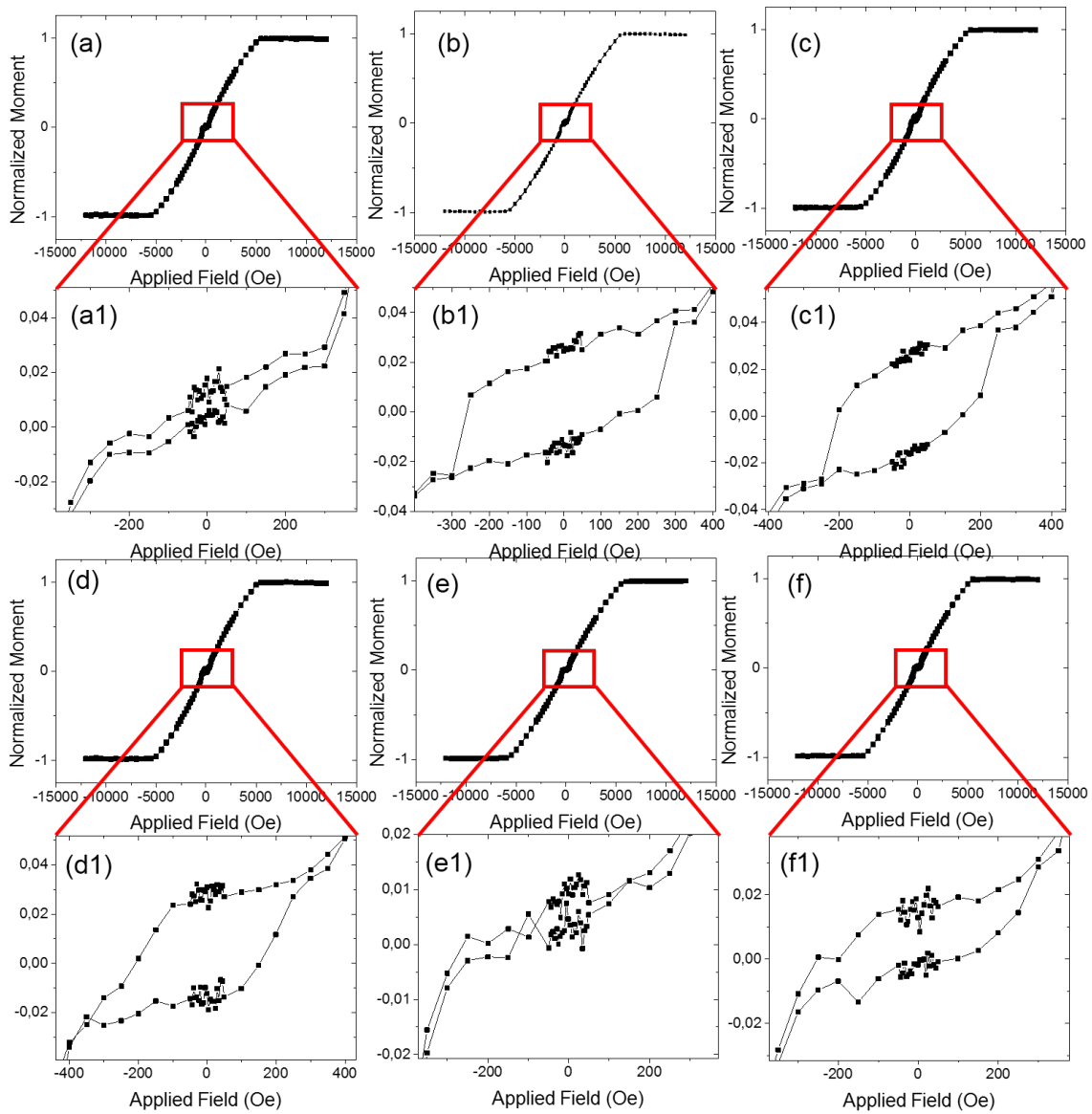


Figure V.15 – Mesures VSM des dépôts tests pour obtenir la compensation de l'AFS en couche de stockage. Les figures (a) à (f) sont les mesures VSM pour des champs appliqués allant de -12000Oe à $+12000\text{Oe}$ et les figures (a1) à (f1) correspondent aux zooms pour les champs faibles. Les dépôts (a) et (e) sont donc retenus pour être implémentés dans la structure finale.

(ii) CoFeB 1.8/Ru 0.9/CoFe 0.5/NiFe 1.5/FeMn 12/Ru 2/Ta 5 (nm)

(i) est le choix le plus simple pour l'électrode supérieure qui sera constituée de l'antiferromagnétique FeMn piégeant la couche de NiFe voisine. Elle présente plusieurs avantages : sa simplicité vis à vis du processus de dépôt et la lecture du retournement de la couche de contrôle qui est facile à déceler sur une mesure VSM ou un cycle de résistance en fonction du champ après la nanostructuration en salle blanche. Cependant, cette structure présente le défaut de rayonner un champ à son voisinage. Si ce dernier atteint des valeurs de l'ordre du champ de spin flop de l'AFS central, il peut alors modifier sensiblement son état magnétique. Pour évaluer l'amplitude du champ dipolaire rayonné, nous avons donc fait des mesures sur des structures plus simples (*ie* où la couche de stockage est une couche ferromagnétique simple de CoFeB) dont l'empilement est le suivant : Ta 3 /CuN 30/Ta 5/PtMn 20/CoFe 2/Ru 0.8/CoFeB 2/MgO/CoFeB 2/MgO/CoFeB 2/Ta 0.2/NiFe 3/FeMn 12/Ru 2/Ta 5 (nm). Pour des piliers de dimensions latérales grandes (diamètre $1\mu m$, fig.V.16(a)), le champ dipolaire rayonné sur la couche libre, principalement par l'électrode supérieure, est de l'ordre de 40 Oe. A mesure que l'on diminue les dimensions latérales du pilier, ce champ rayonné va croître : 90 Oe pour des disques de 250 nm de diamètre (fig.V.16(b)) et jusqu'à 150 Oe pour des ellipses $150nm \times 300nm$ (fig.V.16(c)). Quelle que soit la taille du pilier, le champ perçu par la couche de stockage est donc inférieur à son champ de spin flop. L'état de la couche libre ne sera donc pas affecté par le champ dipolaire rayonné par l'électrode.

(ii) est un choix un peu plus complexe d'électrode qui permet de minimiser le rayonnement dipolaire sur les couches ferromagnétiques voisines et donc de garantir que l'AFS de la couche de stockage n'entrera pas en spin flop. Cela permet aussi, lors d'une écriture, de ne pas être obligé d'appliquer un champ magnétique pour compenser les champs rayonnés résiduels. Toutefois, la structure totale serait alors composée de trois antiferromagnétiques synthétiques ce qui rend les cycles de résistance en fonction du champ (ou VSM) difficilement interprétables. Sur des structures plus simples où la couche de stockage est une couche ferromagnétique simple de CoFeB (Ta 3/CuN 30/Ta 5/PtMn 20/CoFe 2/Ru 0.8/CoFeB 2/MgO/CoFeB 3/MgO/CoFeB 1.8/Ru 0.9/CoFe 0.5/NiFe 1.5/FeMn 12/Ru 2/Ta 5 (nm)), le champ rayonné sur la couche libre est de l'ordre de 15 Oe pour des ellipses de $80nm \times 150nm$ (fig.V.16(d)).

Regardons enfin le comportement de jonctions « complètes » où l'on a introduit un AFS optimisé pour la compensation parfaite en couche de stockage. L'empilement mesuré est le suivant :

Ta 3/CuN 30/Ta 5/PtMn 20/CoFe 2/Ru 0.8/CoFeB 2/MgO/CoFeB 1.5/CoFe 0.8/Ru 0.8/CoFe 0.8/CoFeB 1.0/MgO/CoFeB 1.8/Ru 0.9/CoFe 0.5/NiFe 1.5/FeMn 12/Ru 2/Ta 5 (nm).

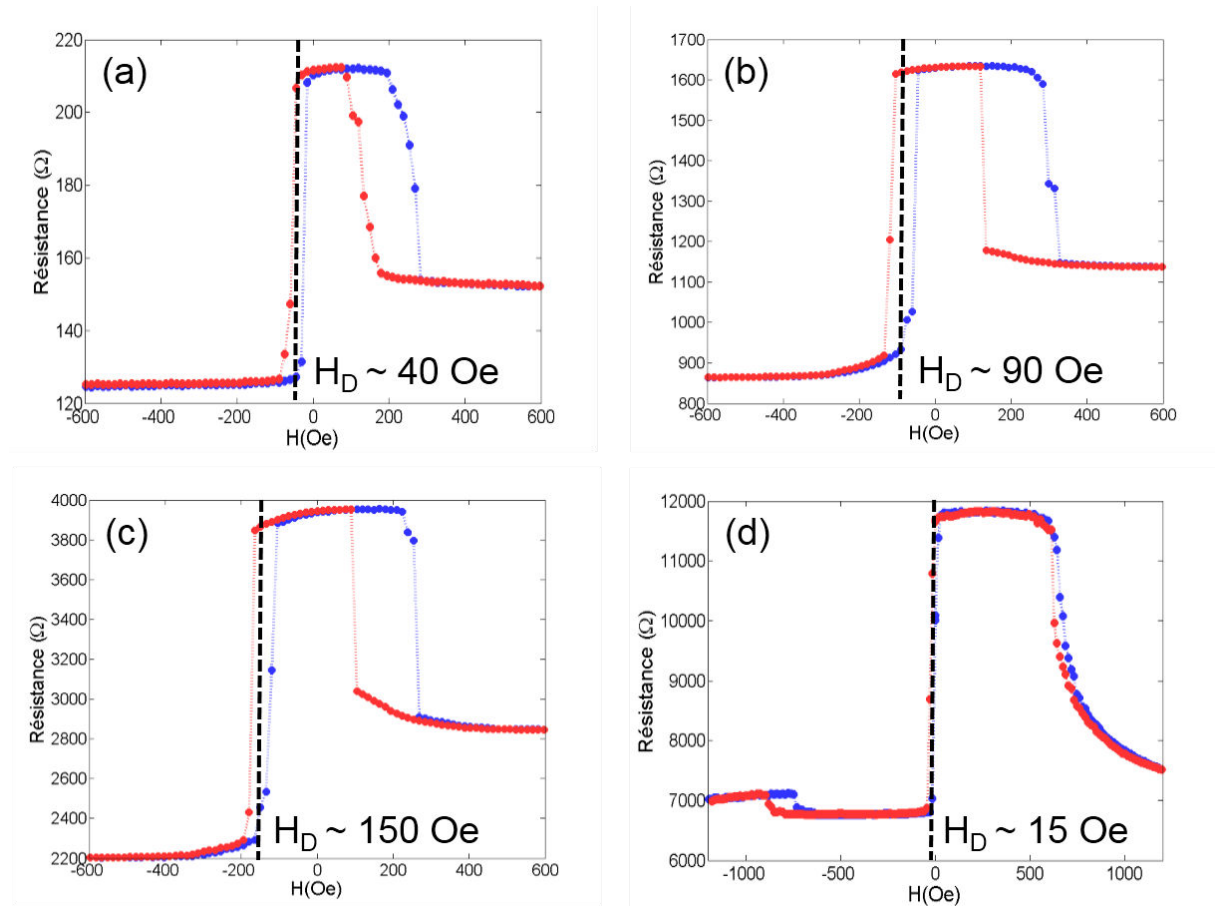


Figure V.16 – (a), (b) et (c) Cycles de résistance en fonction du champ appliqué pour l'électrode supérieure (i) (couche simple piégée). (a) correspond à la mesure sur un disque de 1000 nm de diamètre, (b) correspond à la mesure sur un disque de 250 nm de diamètre et (c) correspond à la mesure sur une ellipse 150nm×300nm. À mesure que les dimensions latérales diminuent, le rayonnement dipolaire de l'électrode supérieure sur la couche de stockage augmente. La figure (d) quant à elle représente un cycle $R(H)$ pour une structure composée de l'électrode (ii) (AFS piégé) pour une ellipse de 80nm×150nm. Le champ rayonné vu par la couche de stockage est, dans ce cas, très faible.

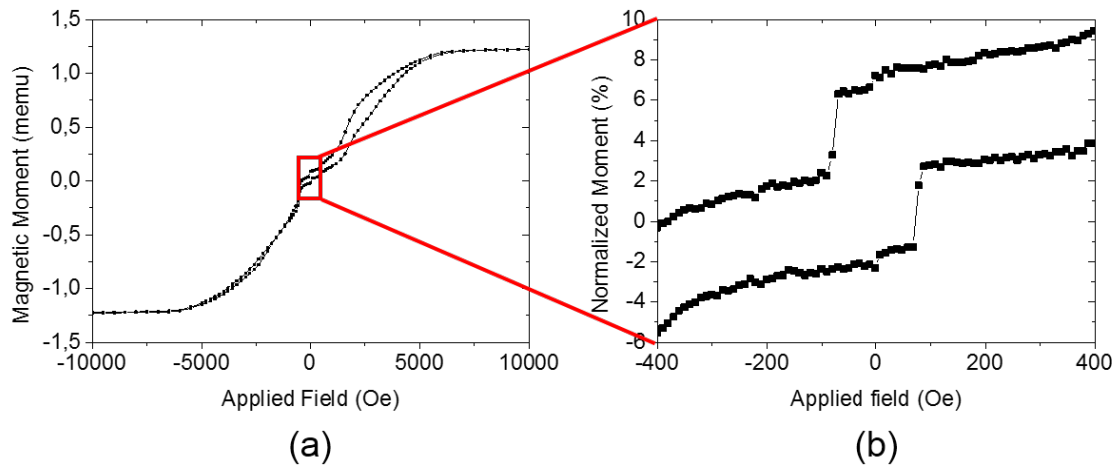


Figure V.17 – (a) Mesures VSM de l’empilement décrit dans le texte entre -15000 et $+15000$ Oe. (b) Zoom entre -400 et $+400$ Oe. Un légère décompensation apparaît en champs faibles, elle est de l’ordre de 3% du signal de saturation.

Avant de s’intéresser aux mesures sur piliers, voyons d’abord le comportement pleine plaque grâce à des mesures VSM (fig. V.17(a) et (b)). Malheureusement, ces mesures nous montrent que, malgré les efforts faits pour compenser l’AFS illustrés dans la section précédente, l’ajout de l’ensemble de l’environnement composant les électrodes autour de chacune des deux barrières a introduit une légère décompensation en champ faible. Cette décompensation reste faible, de l’ordre de 3% du signal à saturation, mais suffisante pour rendre la couche de stockage sensible au champ externe (lorsque l’énergie Zeeman dépasse l’énergie d’anisotropie).

On peut néanmoins regarder le comportement d’un tel empilement sur pilier. Les figures V.18 (a) et (b) présentent deux cycles de résistance pour deux directions de recuit opposées. On remarque effectivement une forte variation du signal électrique autour du champ nul. Cela est la signature directe de la décompensation de l’AFS. La coercivité de cette transition est beaucoup plus grande que celle des couches de stockage vues au chapitre IV. Cela tient directement au fait que le moment magnétique résiduel de la nouvelle couche de stockage en AFS est très faible, l’énergie Zeeman qu’elle ressent est donc très petite, un fort champ externe sera donc nécessaire pour vaincre l’anisotropie uniaxiale.

La figure V.19 présente une mesure de couple effectuée sur un tel empilement. La figure (a) souligne que la coercitivité de la couche de stockage est plus faible que celles vues en figure V.18, ce qui souligne une moins bonne compensation de l’AFS central. La figure (b) représente quant à elle l’écriture par couple de transfert de spin sur une ellipse de $100\text{nm} \times 150\text{nm}$ de la couche de stockage.

Nous avons montré ici qu’il est effectivement possible d’écrire un antiferromagnétique synthétique grâce au couple déposé par le courant. Cependant le but initial n’est pas

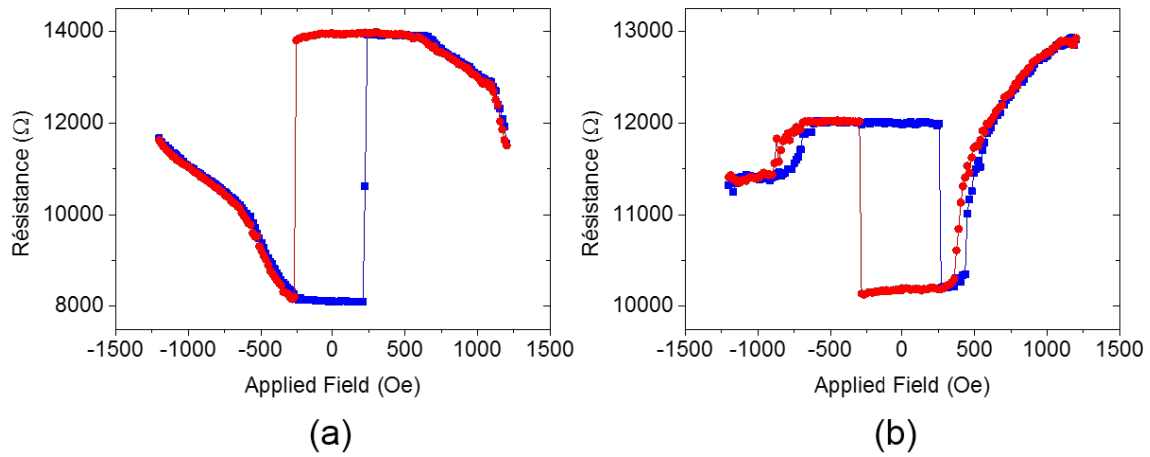


Figure V.18 – Cycles de résistance en fonction du champ pour (a) la direction de recuit permettant de configurer l'échantillon en mode lecture et (b) en mode écriture. La taille de l'échantillon est de 100 nm \times 150 nm.

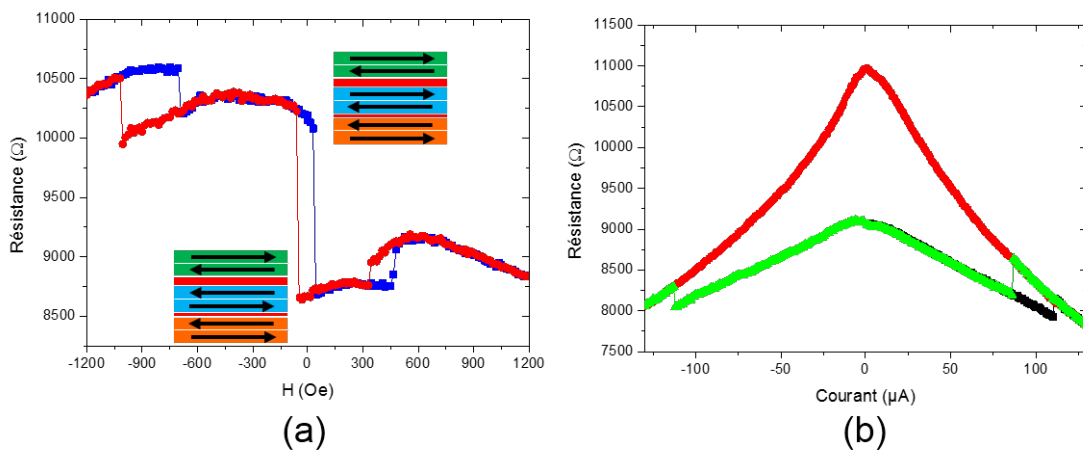


Figure V.19 – (a) Cycle de résistance en fonction du champ. L'échantillon est configuré dans le mode écriture. (b) Écriture de la couche de stockage par transfert de spin. La taille de l'échantillon est de 100 nm \times 150 nm.

atteint : en effet, les figures V.18 (a), (b) et V.19(a) illustrent que la couche de stockage est sensible au champ magnétique externe comme le montre l'hystérèse présent en champ nul. Ceci provient du fait que l'antiferromagnétique synthétique constituant la couche de stockage est légèrement décompensé. On a par ailleurs observé une forte variation de la coercivité de cette couche sur les différents piliers testés. Cela résulte d'une forte variation, de pilier à pilier, du moment magnétique de la couche de stockage qui peut s'expliquer par le fait que :

- les épaisseurs réelles de CoFeB et CoFe sont inhomogènes sur l'ensemble de la plaque
- la gravure physique a généré des flans de pilier pas parfaitement droits de sorte que la forme finale du pilier soit conique. Par conséquent, le volume magnétique des couches inférieures peut être légèrement plus grand que celui des couches supérieures. Ce phénomène étant loin d'être homogène sur une plaque, plusieurs formes de piliers avec plusieurs pentes de cônes ont été créés sur le wafer. Ceci est responsable d'un moment magnétique de la couche de stockage inhomogène sur la plaque.

Conclusion

Nous avons tenté au cours de cette thèse sur les jonctions tunnel magnétiques à double barrière de poursuivre une démarche aussi autonome que possible : nous avons dans un premier temps développé un modèle diffusif permettant la caractérisation des propriétés électriques des barrières tunnel introduites dans les empilements. Nous avons pour cela décrit le transport longitudinal avec un modèle analytique faisant intervenir deux échelles de longueur. Différentes simulations nous ont permis de voir, sous certaines hypothèses liées à l'asymétrie des barrières, le transport en cascade correspondant à la traversée successive des barrières tunnel. Les mesures expérimentales *Capres*, ajustées par ce modèle, ont ensuite permis d'extraire indépendamment les valeurs des produits « résistance \times surface » et des taux de magnéto-résistance de chacune des deux barrières. Cette méthode présente l'avantage de valider un processus de dépôt avant toute nanofabrication en salle blanche et permet ainsi un gain précieux de temps et d'argent. La fabrication des nanopiliers en salle blanche a ensuite été nécessaire afin d'étudier des phénomènes plus fins, notamment celui du transfert de spin. Les jonctions tunnel magnétiques à double barrière présentent une structure inédite comparée à celles ne contenant qu'une seule barrière. Aucune des deux électrodes ne contient l'information stockée. On peut ainsi mettre à profit les configurations magnétiques du polariseur de l'électrode supérieure. Une configuration apportera une contribution supplémentaire aux effets du couple de transfert de spin provenant de l'électrode inférieure et permettra de placer la structure dans un mode dit d'*écriture*. En effet, les effets cumulés des couples de transfert de spin provenant des deux barrières tunnel permettent d'écrire la couche de stockage avec des densités de courant faibles, ouvrant alors la voie au développement de dispositifs basse consommation. La seconde configuration des polariseurs annihilera les effets de couples de transfert de spin provenant des deux barrières. Ceci peut aussi être mis à profit pour les phases de lecture de l'état de la couche de stockage. Le couple reçu par cette dernière étant très faible, voire nul, il est possible d'appliquer des tensions de lecture aussi grandes que celles utilisées pour l'écriture, chose qui n'est bien entendu pas réalisable dans les structures à barrière unique. Ce mode de lecture permet donc d'accroître fortement les vitesses de lecture des points mémoires. Nous avons enfin tenté de dissocier les effets du couple planaire de Slonczewski de ceux du couple transverse. Les jonctions tunnel magnétiques à

double barrière configurées en mode lecture sont en effet les seules structures capables de supprimer le couple planaire tout en maximisant le couple transverse. Etudier les effets seuls du couple transverse est donc possible dans les empilements symétriques.

Il faut toutefois noter que les systèmes étudiés dans le cadre de cette thèse ne sont pas optimaux pour une application mémoire. Certaines améliorations, non triviales, doivent être apportées notamment à la couche de stockage afin de garantir la sécurité des informations stockées. Un gros travail d'optimisation de l'empilement reste encore à réaliser en garantissant une compensation parfaite de l'antiferromagnétique synthétique utilisé en couche de stockage. Par ailleurs, bien que la présence d'une seconde barrière tunnel aide à la commutation de la couche de stockage, le gain énergétique n'est pas suffisant comparé à d'autres solutions étudiées actuellement, où l'état d'équilibre de l'aimantation est hors du plan des couches. Cela permet d'améliorer la stabilité thermique de la couche de stockage simultanément à la diminution du courant critique d'écriture. On peut donc avec ce type d'empilement avoir conjointement une excellente rétention des données ainsi qu'une limite de miniaturisation des dispositifs repoussée en deçà de 30 nm. Aujourd'hui, un des enjeux majeurs des technologies des mémoires est de diminuer les tailles des dispositifs stockant l'information sous 20 nm. Indépendamment des difficultés technologiques liées notamment à la gravure des piliers, le développement des jonctions tunnel magnétiques perpendiculaires à double barrière pourrait permettre d'atteindre cet objectif car ces structures assurent l'optimisation de la rétention des données et de la réduction du courant critique d'écriture.

Les mémoires magnétiques utilisant le couple de transfert de spin pour l'écriture de la couche de stockage (*STT-RAMs*) sont aujourd'hui les technologies les plus abouties. Toutefois, de nombreuses autres technologies sont actuellement à l'étude : celles faisant appel au couple de spin-orbite, ou au contrôle de l'anisotropie par champ électrique ou encore les structures où le stockage de l'information est réalisé grâce à la translation d'une paroi de domaine. Un large champ d'investigation est donc possible et permettra vraisemblablement dans les années futures l'émergence de produits commercialisés pour différentes applications. En témoigne l'intérêt grandissant de nombreux groupes jusque là spécialisés dans la micro-électronique ou l'enregistrement comme *Hitachi GST*, *International Business Machines*, *Toshiba*, *GlobalFoundries* ou *Samsung* qui, face à la perte de vitesse des mémoires *DRAM*, investissent de plus en plus dans le développement de mémoires magnétiques.

Bibliographie

- [1] B Abedi Ravan. Multi-band tight-binding calculation of electronic transport in Fe/trans-polyacetylene/Fe tunnel junctions. *Physica Scripta*, 86(4) :045701, October 2012.
- [2] D. Bagayoko. Band Structure of bcc Cobalt. *Physical Review B*, 27(12) :7046–7049, 1983.
- [3] M. N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Dau Nguyen Van, and F. Petroff. Giant Magnetoresistance of (001) Fe / (001) Cr Magnetic Superlattices. *Physical Review Letters*, 61(001) :2472–2475, 1988.
- [4] C Baraduc, M Chshiev, and B Dieny. Spintronic phenomena : giant magnetoresistance , tunnel magnetoresistance and spin transfer torque . In *Giant Magnetoresistance (GMR) Sensors*. 2013.
- [5] Jean-louis Basdevant and Jean Dalibard. Mécanique quantique Cours de l'Ecole polytechnique. *Annalen der Physik*, 2002.
- [6] J. Bass and W P. Pratt. Current-perpendicular (CPP) magnetoresistance in magnetic metallic multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 200 :274–289, 1999.
- [7] K. Belashchenko, E. Tsymbal, M. van Schilfgaarde, D. Stewart, I. Oleynik, and S. Jaswal. Effect of interface bonding on spin-dependent tunneling from the oxidized Co surface. *Physical Review B*, 69(17) :174408, May 2004.
- [8] L Berger. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current. *Physical Review B*, 54(13) :9353–9358, 1996.
- [9] G. Binash, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures. *Physical Review B*, 39(7) :4828–4830, 1989.
- [10] H Bloemen, M Swagten, and M De Jonge. Oscillatory interlayer exchange coupling in Co/Ru multilayers and bilayers. *Physical Review B*, 50(18), 1994.
- [11] M. Bowen, M. Bibes, A. Barthelemy, J.-P. Contour, A. Anane, Y. Lemaitre, and A. Fert. Nearly total spin polarization in La₂/3Sr₁/3MnO₃ from tunneling experiments. *Applied Physics Letters*, 82(2) :233, 2003.

- [12] W. F. Brown. Thermal Fluctuations of a Single Domain Particule. 130(5) :1677–1686, 1963.
- [13] W. Butler, X.-G. Zhang, T. Schulthess, and J. MacLaren. Spin-dependent tunneling conductance of Fe|MgO|Fe sandwiches. *Physical Review B*, 63(5) :054416, January 2001.
- [14] William H Butler. Tunneling magnetoresistance from a symmetry filtering effect. *Science and Technology of Advanced Materials*, 9(1) :014106, April 2008.
- [15] P. F. Carcia, a. D. Meinhaldt, and a. Suna. Perpendicular magnetic anisotropy in Pd/Co thin film layered structures. *Applied Physics Letters*, 47(2) :178, 1985.
- [16] Y. Chiang, Jared Wong, X. Tan, Yan Li, K. Pi, W. Wang, H. Tom, and R. Kawakami. Oxidation-induced biquadratic coupling in Co/Fe/MgO/Fe(001). *Physical Review B*, 79(18) :184410, May 2009.
- [17] M. Chshiev. Analytical description of ballistic spin currents and torques in magnetic tunnel junctions. *arXiv*, pages 1–6, 2013.
- [18] M. Chshiev, A. Manchon, A. Kalitsov, N. Ryzhanova, A. Vedyayev, W. Butler, and B. Dieny. Analytical description of ballistic spin currents and torques in magnetic tunnel junctions. *arXiv*, (I) :1–6, 2013.
- [19] M. Chshiev, I. Theodonis, A. Kalitsov, N. Kioussis, and W .H. Butler. Voltage Dependence of Spin Transfer Torque In Magnetic Tunnel Junctions. *IEEE Transactions on Magnetics*, 44(11) :2543–2546, 2008.
- [20] P.-Y. Clement, C. Ducruet, C. Baraduc, M. Chshiev, and B. Dieny. Diffusive model of current-in-plane-tunneling in double magnetic tunnel junctions. *Applied Physics Letters*, 100(26) :262404, 2012.
- [21] J. M. De Teresa. Role of Metal-Oxide Interface in Determining the Spin Polarization of Magnetic Tunnel Junctions. *Science*, 286(5439) :507–509, October 1999.
- [22] Z. Diao, A. Panchula, Y. Ding, M. Pakala, S. Wang, Z. Li, D. Apalkov, H. Nagai, A. Driskill-Smith, L.-C. Wang, E. Chen, and Y. Huai. Spin transfer switching in dual MgO magnetic tunnel junctions. *Applied Physics Letters*, 90(13) :132508, 2007.
- [23] P. A. M. Dirac. The Quantum Theory of the Emission and Absorption of Radiation. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 114(767) :243–265, March 1927.
- [24] B. Doudin, a. Blondel, and J.-Ph. Ansermet. Arrays of multilayered nanowires (invited). *Journal of Applied Physics*, 79(8) :6090, 1996.
- [25] H. Draaisma and W. de Jonge. Magnetic Interface Ainsotropy in Pd / Co and Pd / Fe Multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 66 :351–355, 1987.

- [26] C. Ducruet, B. Carvello, B. Rodmacq, S. Auffret, G. Gaudin, and B. Dieny. Magnetoresistance in Co / Pt based magnetic tunnel junctions with out-of-plane magnetization. *Journal of Applied Physics*, 103(7) :07A918, 2008.
- [27] W. F. Egelhoff, P. J. Chen, C. J. Powell, M. D. Stiles, R. D. McMichael, J. H. Judy, K. Takano, and a. E. Berkowitz. Oxygen as a surfactant in the growth of giant magnetoresistance spin valves. *Journal of Applied Physics*, 82(12) :6142, 1997.
- [28] J. Faure-Vincent, C. Tiusan, C. Bellouard, E. Popova, M. Hehn, F. Montaigne, and a. Schuhl. Interlayer Magnetic Coupling Interactions of Two Ferromagnetic Layers by Spin Polarized Tunneling. *Physical Review Letters*, 89(10) :107206, August 2002.
- [29] W. Folkerts. Calculated magnetic phase diagrams and magnetoresistance curves for an antiferromagnetically coupled multilayer system. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 94(3) :302–310, March 1991.
- [30] G. D. Fuchs, I. N. Krivorotov, P. M. Braganca, N. C. Emley, a. G. F. Garcia, D. C. Ralph, and R. a. Buhrman. Adjustable spin torque in magnetic tunnel junctions with two fixed layers. *Applied Physics Letters*, 86(15) :152509, 2005.
- [31] J. Grollier, V. Cros, H. Jaffrès, a. Hamzic, J. George, G. Faini, J. Ben Youssef, H. Le Gall, and a. Fert. Field dependence of magnetization reversal by spin transfer. *Physical Review B*, 67(17) :174402, May 2003.
- [32] Walter A. Harrison. Tunneling from an Independent-Particle Point of View. *Physical Review*, 123(1), 1961.
- [33] Jun Hayakawa, Shoji Ikeda, Young Min Lee, Ryutaro Sasaki, Toshiyasu Meguro, Fumihiko Matsukura, Hiromasa Takahashi, and Hideo Ohno. Current-Induced Magnetization Switching in MgO Barrier Based Magnetic Tunnel Junctions with Co-FeB/Ru/CoFeB Synthetic Ferrimagnetic Free Layer. *Japanese Journal of Applied Physics*, 45(No. 40) :L1057–L1060, October 2006.
- [34] Yiming Huai, Mahendra Pakala, Zhitao Diao, and Yunfei Ding. Spin transfer switching current reduction in magnetic tunnel junction based dual spin filter structures. *Applied Physics Letters*, 87(22) :222510, 2005.
- [35] S. X. Huang, T. Y. Chen, and C. L. Chien. Spin polarization of amorphous CoFeB determined by point-contact Andreev reflection. *Applied Physics Letters*, 92(24) :242509, 2008.
- [36] S Jaren, Y B Zhang, K Pentek, A Zeltser, and P Wills. Correlation between lifetime and blocking temperature distribution in spin-valve structures. *Journal of Applied Physics*, 87(9) :6609–6611, 2000.
- [37] S Jaren, Y B Zhang, A Zeltser, K Pentek, and V S Speriosu. Blocking temperature distribution and long-term stability of spin-valve structures with Mn-based antiferromagnets. *Journal of Applied Physics*, 87(8), 2000.

- [38] Mark Johnson. Thermodynamic analysis of the interfacial transport and of the thermomagnetolectric system. *Physical Review B*, 35(10), 1987.
- [39] Mark Johnson, Newman Springs Road, and Red Bank. Analysis of the anomalous multilayer magnetoresistance within the thermomagnetolectric system. *Physical Review Letters*, 67(25) :3594–3597, 1991.
- [40] M Julliere. Tunneling between ferromagnetic films. *Physics Letters*, 54(3) :225–226, 1975.
- [41] A. Kalitsov, W. Silvestre, M. Chshiev, and J. P. Velev. Spin torque in magnetic tunnel junctions with asymmetric barriers. *Physical Review B*, 88(10) :104430, September 2013.
- [42] T. Katayama, S. Yuasa, J. Velev, M. Ye. Zhuravlev, S. S. Jaswal, and E. Y. Tsymbal. Interlayer exchange coupling in Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions. *Applied Physics Letters*, 89(11) :112503, 2006.
- [43] Ja Katine, Fj Albert, Ra Buhrman, Eb Myers, and Dc Ralph. Current-driven magnetization reversal and spin-wave excitations in Co /Cu /Co pillars. *Physical review letters*, 84(14) :3149–52, April 2000.
- [44] a V Khvalkovskiy, D Apalkov, S Watts, R Chepulskii, R S Beach, a Ong, X Tang, a Driskill-Smith, W H Butler, P B Visscher, D Lottis, E Chen, V Nikitin, and M Krounbi. Erratum : Basic principles of STT-MRAM cell operation in memory arrays. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 46(13) :139601, April 2013.
- [45] Gukcheon Kim, Yuya Sakuraba, Mikihiro Oogane, Yasuo Ando, and Terunobu Miyazaki. Tunneling magnetoresistance of magnetic tunnel junctions using perpendicular magnetization L10 CoPt electrodes. *Applied Physics Letters*, 92(17) :172502, 2008.
- [46] R. Koch, J. Katine, and J. Sun. Time-Resolved Reversal of Spin-Transfer Switching in a Nanomagnet. *Physical Review Letters*, 92(8) :088302, February 2004.
- [47] Hitoshi Kubota, Akio Fukushima, Kay Yakushiji, Taro Nagahama, Shinji Yuasa, Koji Ando, Hiroki Maehara, Yoshinori Nagamine, Koji Tsunekawa, David D. Djayaprawira, Naoki Watanabe, and Yoshishige Suzuki. Quantitative measurement of voltage dependence of spin-transfer torque in MgO-based magnetic tunnel junctions. *Nature Physics*, 4(1) :37–41, November 2007.
- [48] P. LeClair, B. Hoex, H. Wieldraaijer, J. Kohlhepp, H. Swagten, and W. de Jonge. Sign reversal of spin polarization in Co/Ru/Al₂O₃/Co magnetic tunnel junctions. *Physical Review B*, 64(10) :100406, August 2001.
- [49] P LeClair, Hj Swagten, Jt Kohlhepp, van De Veerdonk RJ, and de Jonge WJ. Apparent spin polarization decay in Cu-dusted Co/Al₂O₃/Co tunnel junctions. *Physical review letters*, 84(13) :2933–6, March 2000.

- [50] S.-F. Lee, W P. Pratt, R. Loloee, P A. Schroeder, and J. Bass. Field-dependent interface resistance of Ag/Co multilayers. *Physical Review B*, 46(1) :548–551, 1992.
- [51] S.-F. Lee, W P. Pratt, Q. Yang, P. Holody, R. Loloee, P A. Schroeder, and J. Bass. Two-channel analysis of CPP-MR data for Ag/Co and AgSn/Co multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 118 :1–5, 1993.
- [52] Seo-Won Lee and Kyung-Jin Lee. Current-induced magnetization switching of synthetic antiferromagnetic free layer in magnetic tunnel junctions. *Journal of Applied Physics*, 109(7) :07C904, 2011.
- [53] Y. M. 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(21) :212507, 2007.
- [54] Z. Li, S. Zhang, Z. Diao, Y. Ding, X. Tang, D. Apalkov, Z. Yang, K. Kawabata, and Y. Huai. Perpendicular Spin Torques in Magnetic Tunnel Junctions. *Physical Review Letters*, 100(24) :246602, June 2008.
- [55] N J List, W P Pratt Jr, A H, J X, M J W, and D Greig. Perpendicular resistance of Co / Cu multilayers prepared by molecular beam epitaxy. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 148 :342–343, 1995.
- [56] L Lombard, E Gapihan, R C Sousa, Y Dahmane, Y Conraux, C Portemont, C Ducruet, C Papiusoi, J P Nozières, B Dieny, and A Schuhl. IrMn and FeMn blocking temperature dependence on heating pulse width Advertisement : IrMn and FeMn blocking temperature dependence on heating pulse width. *Journal of Applied Physics*, 728 :9–12, 2010.
- [57] J M Maclaren, W H Butler, and Xindong Wang. Layer KKR approach to Bloch-wave transmission and reflection : Application to spin-dependent tunneling. *Physical Review B*, 59(8) :5470–5478, 1999.
- [58] A. Manchon, R. Matsumoto, H. Jaffres, and J. Grollier. Spin transfer torque with spin diffusion in magnetic tunnel junctions. *Physical Review B*, 86(6) :060404, August 2012.
- [59] A. Manchon, N. Ryzhanova, A. Vedyayev, M. Chschiev, and B. Dieny. Description of current-driven torques in magnetic tunnel junctions. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 20(14) :145208, April 2008.
- [60] A. Manchon, S. Zhang, and K.-J. Lee. Signatures of asymmetric and inelastic tunneling on the spin torque bias dependence. *Physical Review B*, 82(17) :174420, November 2010.
- [61] a. Matos-Abiague and J. Fabian. Anisotropic tunneling magnetoresistance and tunneling anisotropic magnetoresistance : Spin-orbit coupling in magnetic tunnel junctions. *Physical Review B*, 79(15) :155303, April 2009.

- [62] D Mauri and Kasuya Yosida. Spin engineering : Direct determination of Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida far-field range function in ruthenium. *Physical Review B*, 44(13) :7131–7134, 1991.
- [63] W. H. Meiklejohn. Exchange Anisotropy A Review. *Journal of Applied Physics*, 33(3) :1328, 1962.
- [64] R Meservey and P M Tedrow. Spin-polarized electron tunneling. *Physics Reports*, 4(4), 1994.
- [65] Ioan Mihai Miron, Kevin Garello, Gilles Gaudin, Pierre-Jean Zermatten, Marius V Costache, Stéphane Auffret, Sébastien Bandiera, Bernard Rodmacq, Alain Schuhl, and Pietro Gambardella. Perpendicular switching of a single ferromagnetic layer induced by in-plane current injection. *Nature*, 476(7359) :189–93, August 2011.
- [66] T Miyazaki and N Tezuka. Giant magnetic tunneling effect in Fe / Al₂O₃ / Fe junction. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 139 :94–97, 1995.
- [67] K. Mizunuma, S. Ikeda, J. H. Park, H. Yamamoto, H. Gan, K. Miura, H. Hasegawa, J. Hayakawa, F. Matsukura, and H. Ohno. MgO barrier-perpendicular magnetic tunnel junctions with CoFe/Pd multilayers and ferromagnetic insertion layers. *Applied Physics Letters*, 95(23) :232516, 2009.
- [68] F. Montaigne, J. Nassar, A. Vaures, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, A. Schuhl, and A. Fert. Enhanced tunnel magnetoresistance at high bias voltage in double-barrier planar junctions. *Applied Physics Letters*, 73(19) :2829, 1998.
- [69] J. Moodera. Large Magnetoresistance at Room Temperature in Ferromagnetic Thin Film Tunnel Junctions. *Physical Review Letters*, 74(16) :3273–3276, 1995.
- [70] N Nakajima, T Koide, T Shidara, H Miyauchi, H Fukutani, A Fujimori, K Iio, T Katayama, M Nývlt, and Y Suzuki. Perpendicular Magnetic Anisotropy Caused by Interfacial Hybridization via Enhanced Orbital Moment in Co / Pt Multilayers : Magnetic Circular X-Ray Dichroism Study. *Physical Review Letters*, pages 5229–5232, 1998.
- [71] T Nautiyal. Electronic structure of ferromagnetic iron : Band structure and optical properties. 34(4), 1986.
- [72] Koichi Nishioka, Chunghong Hou, Hideo Fujiwara, and Robert D. Metzger. Grain size effect on ferro-antiferromagnetic coupling of NiFe/FeMn systems. *Journal of Applied Physics*, 80(8) :4528, 1996.
- [73] L. E. Nistor, B. Rodmacq, S. Auffret, and B. Dieny. Pt/Co/oxide and oxide/Co/Pt electrodes for perpendicular magnetic tunnel junctions. *Applied Physics Letters*, 94(1) :012512, 2009.
- [74] J Nogues and Ivan K Schuller. Exchange bias. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 192(2) :203–232, February 1999.

- [75] S.-C. Oh, S.-Y. Park, A. Manchon, M. Chshiev, J.-H. Han, H.-W. Lee, J.-E. Lee, K.-T. Nam, Y. Jo, Y.-C. Kong, B. Dieny, and K.-J. Lee. Bias-voltage dependence of perpendicular spin-transfer torque in asymmetric MgO-based magnetic tunnel junctions. *Nature Physics*, 5(12) :898–902, October 2009.
- [76] Jeong-Heon Park, Chando Park, Taehee Jeong, Matthew T. Moneck, Noel T. Nufer, and Jian-Gang Zhu. Co / Pt multilayer based magnetic tunnel junctions using perpendicular magnetic anisotropy. *Journal of Applied Physics*, 103(7) :07A917, 2008.
- [77] Stuart S P Parkin, Christian Kaiser, Alex Panchula, Philip M Rice, Brian Hughes, Mahesh Samant, and See-Hun Yang. Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with MgO (100) tunnel barriers. *Nature materials*, 3(12) :862–7, December 2004.
- [78] L. Piraux, S. Dubois, and A. Fert. Perpendicular giant magnetoresistance in magnetic multilayered nanowires. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 3 :0–5, 1996.
- [79] W P. Pratt, S.-F. Lee, J M Slaughter, R. Loloee, P A. Schroeder, and J. Bass. Perpendicular giant magnetoresistances of Ag/Co multilayers. *Physical Review Letters*, 66(23) :3060–3063, 1991.
- [80] I L Prejbeanu, M Kerekes, R C Sousa, H Sibuet, and B Dieny. Thermally assisted MRAM.
- [81] D C Ralph and M D Stiles. Spin Transfer Torques. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2008.
- [82] Y. Sakuraba, M. Hattori, M. Oogane, Y. Ando, H. Kato, A. Sakuma, T. Miyazaki, and H. Kubota. Giant tunneling magnetoresistance in Co₂MnSi/AlO/Co₂MnSi magnetic tunnel junctions. *Applied Physics Letters*, 88(19) :192508, 2006.
- [83] P A Schroeder, W P Pratt, and J Bass. Current-perpendicular and current-parallel giant magnetoresistance in Co/Ag multilayers. *Physical Review*, 52(21) :426–441, 1995.
- [84] John G. Simmons. Generalized Formula for the Electric Tunnel Effect between Similar Electrodes Separated by a Thin Insulating Film. *Journal of Applied Physics*, 34(6) :1793, 1963.
- [85] W. Skowronski, M. Czapkiewicz, M. Frankowski, J. Wrona, T. Stobiecki, G. Reiss, K. Chalapat, G. Paraoanu, and S. van Dijken. Influence of MgO tunnel barrier thickness on spin-transfer ferromagnetic resonance and torque in magnetic tunnel junctions. *Physical Review B*, 87(9) :094419, March 2013.
- [86] J M Slaughter and N D Rizzo. ST-MRAM gets practical. 2013.

- [87] J. Slonczewski. Currents, torques, and polarization factors in magnetic tunnel junctions. *Physical Review B*, 71(2) :024411, January 2005.
- [88] J C Slonczewski. Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier. *Physical Review B*, 39(10) :6995–7002, 1989.
- [89] J.C. Slonczewski. Current-driven excitation of magnetic multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 159(1-2) :L1–L7, June 1996.
- [90] Susumu Soeya. Enhanced exchange anisotropy between antiferromagnetic PtMn and ferromagnetic Co system by AuCu underlayer. *Applied Physics Letters*, 94(24) :242507, 2009.
- [91] M. B. Stearns. Simple explanation of tunneling spin-polarization of Fe, Co, Ni and its alloys. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 5 :167–171, 1977.
- [92] M. Stiles and a. Zangwill. Anatomy of spin-transfer torque. *Physical Review B*, 66(1) :014407, June 2002.
- [93] M. D. Stiles. Exchange Coupling in Magnetic Heterostructures. *Physical Review B*, 48(10) :7238–7258, 1993.
- [94] M. D. Stiles and J. Miltat. Spin Transfer Torque and Dynamics.
- [95] Kentaro Takano, R H Kodama, A E Berkowitz, San Diego, and La Jolla. Interfacial Uncompensated Antiferromagnetic Spins : Role in Unidirectional Anisotropy in Polycrystalline Ni₈₁ Fe₁₉ / CoO bilayers. *Physical Review Letters*, (i), 1997.
- [96] Y.-H. Tang, N. Kioussis, A. Kalitsov, W. H. Butler, and R. Car. Controlling the Nonequilibrium Interlayer Exchange Coupling in Asymmetric Magnetic Tunnel Junctions. *Physical Review Letters*, 103(5) :057206, July 2009.
- [97] Y.-H. Tang, Ni. Kioussis, A. Kalitsov, W. H. Butler, and R. Car. Influence of asymmetry on bias behavior of spin torque. *Physical Review B*, 81(5) :054437, February 2010.
- [98] J M De Teresa, A Barthélémy, A Fert, J P Contour, R Lyonnet, F Montaigne, P Seneor, A Vaurès, and R R P Ap. Inverse Tunnel Magnetoresistance in Co New Ideas on Spin-Polarized Tunneling. *Physical Review Letters*, pages 80–83, 1999.
- [99] Ioannis Theodonis, Nicholas Kioussis, Alan Kalitsov, Mairbek Chshiev, and W. Butler. Anomalous Bias Dependence of Spin Torque in Magnetic Tunnel Junctions. *Physical Review Letters*, 97(23) :237205, December 2006.
- [100] T. Valet and A. Fert. Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers. *Physical Review B*, 48(10), 1993.
- [101] P. C. van Son, H. van Kempen, and P. Wyder. Boundary resistance of the ferromagnetic-nonferromagnetic metal interface. *Physical Review Letters*, 58(21) :2271–2273, 1987.

- [102] VanderPauw. A method of Measuring the resistivity and Hall coefficient of disks of arbitrary shapes. In *Philips Res. Repts*, chapter 13, page 1. 1958.
- [103] Xavier Waintal, Edward Myers, Piet Brouwer, and D. Ralph. Role of spin-dependent interface scattering in generating current-induced torques in magnetic multilayers. *Physical Review B*, 62(18) :12317–12327, November 2000.
- [104] M. Wilczynski, J. Barnan, and R. Swirkowicz. Free-electron model of current-induced spin-transfer torque in magnetic tunnel junctions. *Physical Review B*, 77(5) :054434, February 2008.
- [105] D. C. Worledge and P. L. Trouilloud. Magnetoresistance measurement of unpatterened magnetic tunnel junction wafers by current-in-plane tunneling. *Applied Physics Letters*, 83(1) :84, 2003.
- [106] K. Xia, P. Kelly, G. Bauer, a. Brataas, and I. Turek. Spin torques in ferromagnetic/normal-metal structures. *Physical Review B*, 65(22) :220401, May 2002.
- [107] Jiang Xiao, Gerrit Bauer, and Arne Brataas. Spin-transfer torque in magnetic tunnel junctions : Scattering theory. *Physical Review B*, 77(22) :224419, June 2008.
- [108] H X Yang, M Chshiev, and B Dieny. First-principles investigation of the very large perpendicular magnetic anisotropy at Fe | MgO and Co | MgO interfaces. 054401 :1–5, 2011.
- [109] H. X. Yang, M. Chshiev, a. Kalitsov, a. Schuhl, and W. H. Butler. Effect of structural relaxation and oxidation conditions on interlayer exchange coupling in Fe/MgO/Fe tunnel junctions. *Applied Physics Letters*, 96(26) :262509, 2010.
- [110] S. Yuasa. Fe / MgO / Fe magnetic tunnel junctions. *Nature Materials*, 3 :868–871, 2004.
- [111] S. Yuasa. Giant tunnel magnetoresistance in magnetic tunnel junctions with a. *Journal of Physics D*, 40 :337–357, 2007.
- [112] S Yuasa and D D Djayaprawira. Giant tunnel magnetoresistance in magnetic tunnel junctions with a crystalline MgO barrier. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 40(21) :R337–R354, November 2007.
- [113] Shinji Yuasa, Akio Fukushima, Taro Nagahama, Koji Ando, and Yoshishige Suzuki. High Tunnel Magnetoresistance at Room Temperature in Fully Epitaxial Fe/MgO/Fe Tunnel Junctions due to Coherent Spin-Polarized Tunneling. *Japanese Journal of Applied Physics*, 43(No. 4B) :L588–L590, April 2004.
- [114] S. Zhang, P. Levy, a. Marley, and S. Parkin. Quenching of Magnetoresistance by Hot Electrons in Magnetic Tunnel Junctions. *Physical Review Letters*, 79(19) :3744–3747, November 1997.

-
- [115] X.-G. Zhang and W. Butler. Band structure , evanescent states , and transport in spin tunnel junctions. *Journal of Physics : Conden*, 15 :1603–1639, 2003.
- [116] X.-G. Zhang, W. Butler, and Amrit Bandyopadhyay. Effects of the iron-oxide layer in Fe-FeO-MgO-Fe tunneling junctions. *Physical Review B*, 68(9) :092402, September 2003.
- [117] Maciej Zwierzycki, Yaroslav Tserkovnyak, Paul Kelly, Arne Brataas, and Gerrit Bauer. First-principles study of magnetization relaxation enhancement and spin transfer in thin magnetic films. *Physical Review B*, 71(6) :064420, February 2005.

Résumé

Afin de concurrencer les mémoires à accès aléatoire de type *DRAM* actuellement sur le marché, les mémoires magnétiques ont depuis quelques années fait l'objet de nombreuses études afin de les rendre aussi performantes que possible. Dans ce contexte, les jonctions tunnel magnétiques à double barrière pourraient présenter des avantages significatifs en termes de vitesse de lecture et de consommation électrique. Nous avons en effet fait la démonstration que les structures à double barrière permettent, pour une configuration antiparallèle des aimantations des polariseurs, d'accroître les effets de transfert de spin assurant ainsi des courants d'écriture faibles. Dans la configuration parallèle des polariseurs, le phénomène est inversé et le couple par transfert de spin résultant est considérablement réduit. Cela permettrait de lire l'information plus rapidement en utilisant des tensions du même ordre de grandeurs que celles utilisées pour l'écriture. Nous avons par ailleurs proposé une méthode d'analyse permettant de caractériser les deux barrières tunnel par des mesures électriques en pleine plaque, ce qui facilite le développement des matériaux et atteste des propriétés électriques attendues avant nanofabrication.

Mots-clés : électronique de spin, magnétorésistance, couple de transfert de spin, jonction tunnel magnétique, transport tunnel parallèlement aux plans, STT-RAM.

Abstract

Since a few years, magnetic memories have been extensively studied in order to compete with already existing Random Access Memories such as *DRAM*. In this context, double barrier magnetic tunnel junctions may have significant assets in terms of reading speed and electrical consumption. In fact, we demonstrated that spin transfer torque is enhanced when polarizers magnetizations are antiparallel, thus yielding a decrease of the writing current. On the contrary, when polarizers are parallel, spin transfer torque is drastically shrunked, thus allowing fast reading of the storage layer state at a voltage as large as the writing voltage. Moreover, we proposed an analysis method to characterize both tunnel barriers by full-sheet electrical measurements, leading to considerable gain of time in material development.

Keywords : spintronics, magnetoresistance, spin transfert torque, magnetic tunnel junction, current-in-plane tunneling, STT-RAM.