



HAL
open science

MAGNETORESISTANCE ET TRANSFERT DE SPIN DANS LES JONCTIONS TUNNEL MAGNETIQUES

Aurélien Manchon

► **To cite this version:**

Aurélien Manchon. MAGNETORESISTANCE ET TRANSFERT DE SPIN DANS LES JONCTIONS TUNNEL MAGNETIQUES. Matière Condensée [cond-mat]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2007. Français. NNT: . tel-00203385

HAL Id: tel-00203385

<https://theses.hal.science/tel-00203385v1>

Submitted on 9 Jan 2008

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.

UNIVERSITE JOSEPH-FOURIER - GRENOBLE

THESE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER

DISCIPLINE : PHYSIQUE

Présentée et soutenue par

Aurélien MANCHON

le 11 décembre 2007

MAGNETORESISTANCE ET TRANSFERT DE SPIN DANS LES JONCTIONS TUNNEL MAGNETIQUES

Composition du Jury

Jacques MILTAT	Président
Coriolan Viorel TIUSAN	Rapporteur
Henri JAFFRES	Rapporteur
Claudine LACROIX	Examinatrice
Bernard RODMACQ	Directeur de Thèse
Bernard DIENY	Correspondant CEA

Thèse préparée au laboratoire SPINTEC
(URA 2512, CEA/CNRS/INPG/UJF)



à Claire, avec tout mon amour

Remerciements

Je souhaite en premier lieu exprimer ma reconnaissance envers Bernard Dieny qui m'a invité à vivre ces trois années à SPINTEC, en me lançant corps et âme dans l'électronique de spin. Je te remercie pour ton enthousiasme, ton sens de l'opportunité dont tu m'as souvent fait bénéficier, pour ton ouverture enfin et ton humanité.

Je tiens à témoigner de ma profonde estime et gratitude à Bernard Rodmacq, dont la rigueur d'analyse et la solide compréhension des phénomènes magnétiques m'a appris à prendre le recul nécessaire dans ce domaine à la fois excitant et exigeant. Merci de m'avoir accompagné et guidé pendant ces trois années.

Avant d'aller plus loin, je souhaite remercier Kyung-Jin Lee qui m'a suivi de loin mais avec une efficacité et une gentillesse peu commune. Merci de m'avoir initié aux mystères du transfert de spin dès mon arrivée. Merci d'avoir su convaincre Samsung de l'opportunité de travailler avec nous, grâce à toi j'ai pu atteindre le Graal et observer un renversement d'aimantation par transfert de spin dans une jonction tunnel magnétique.

J'ai aussi une pensée particulière pour Anatoly Vedyayev et Natalya Ryzhanova, qui m'ont enseigné les bases de la théorie du transport de spin et m'ont communiqué leur goût pour la théorie. Leur gentillesse, leur dévouement et leur excellence ont très largement contribué à la réussite de cette thèse et à ma formation de scientifique. J'espère avoir encore souvent l'occasion de travailler et discuter avec vous, merci encore pour tout ce que vous m'avez offert.

J'aimerais évoquer les collaborations riches et fructueuses que j'ai eu la chance d'avoir avec Mairbek Chschiev et John Slonczewski. Je les remercie d'avoir bien voulu s'intéresser à mes projets et de m'avoir tant appris par leur vision claire et sans concession de la physique théorique. Enfin, j'évoque avec reconnaissance les discussions fructueuses que j'ai pu avoir avec Mark Stiles, Albert Fert, Louis Berger, André Thiaville et Frédéric Piéchon. J'espère avoir de nouveau l'opportunité de discuter avec eux et de découvrir toujours plus profondément les merveilles de la physique mésoscopique.

J'ai eu la très grande chance de travailler en étroite collaboration avec de nombreux chercheurs, et en particulier Clarisse Ducruet et Stéphane Auffret sur les questions de fabrication des jonctions tunnel magnétiques. Merci Clarisse pour ton enthousiasme et tes compétences.

Je souhaite aussi évoquer avec reconnaissance l'aide de Jérôme Faure-Vincent et Ricardo Sousa pour les procédés de microfabrication. Je tiens à remercier Stefania Pizzini, Jan Vogel, Lucien Lombard et Vojtech Uhlir qui ont accepté de partager avec moi une semaine dans un synchrotron sans voir la lumière du jour. Merci surtout à Stefania et Jan pour leur expertise solide et leur motivation à toute épreuve. J'ai eu beaucoup de plaisir à travailler avec vous et je souhaite que ce ne soit qu'un commencement. Merci encore à Claudine Lacroix et Anders Bergman pour nos conversations sur les phénomènes d'anisotropie magnétiques.

Je tiens à saluer les nombreux thésards et stagiaires qui hantent SPINTEC du matin au soir et qui m'ont accueilli avec tant de chaleur, au premier rang desquels Sébastien Petit qui m'a initié aux mesures électriques et m'a si souvent prêté son banc de mesures et ses échantillons. Je te remercie du temps que tu as passé avec moi et je te souhaite une recherche à la hauteur de tes espérances et encore bravo pour ce superbe spin torque que tu nous as révélé!

Je veux témoigner de ma profonde reconnaissance à Daria Gusakova, avec qui j'ai eu tant de plaisir à discuter. Nous n'avons que peu travaillé ensemble et pourtant tu as accepté de m'intégrer dans ton projet de "Reading Basics". Nous n'avons pas encore bien avancé, mais je suis sûr qu'il aboutira au-delà de nos attentes. Bonne chance pour la suite, Daria!

Merci enfin à Nicolas Bruyant pour les sacrés coup de main qu'il m'a donné tant au niveau des mesures électriques qu'au niveau informatique, merci à Mohamed Asbahi pour son éternel sourire et sa chaleur, merci à Eric Billet (pour l'info), Fabienne (pour le découpage des jonctions), Ioana et Lily (pour les discussions μ mag), Brian (pour le SQUID), Guillaume, Dimitri, Rabia, Medhi, Pierre-Jean, Mihai et tant d'autres encore... Je tiens à témoigner aussi de ma reconnaissance à Ursula Ebels, Claire Baraduc et Christophe Thirion pour leur soutien au cours de ma thèse. Merci d'avoir su me dire comment progresser et merci pour votre exigence toujours positive et votre écoute toujours constructive.

SPINTEC ne serait rien sans Kate et ses coéquipières, Claire, Diane et Rachel. Merci Kate pour ta générosité, ton dynamisme et ton professionnalisme.

Pour finir, je tiens à remercier des personnalités qui m'ont conduit à m'investir toujours plus avant dans la physique : Emmanuel Rosencher de l'ONERA, Jean-Louis Basdevant, président du département de Physique de l'Ecole Polytechnique, Jean-Eric Wegrowe et Henri-Jean Drouhin du LSI pour m'avoir fait découvrir la spintronique avec enthousiasme.

Les derniers mots reviendront à celle qui m'a dit "oui". A Claire, mon épouse, pour m'avoir rejoint à Grenoble, pour le soutien et l'amour dont tu m'as témoigné pendant ces trois années si riches et si éprouvantes, pour les moments de doutes où non décidément, comment peux-tu t'intéresser à des trucs pareils. Merci d'avoir compris à quel point la physique m'habite. Et définitivement, c'est à tes côtés que je veux continuer à taquiner les spin.

Introduction

L'électronique de spin, ou spintronique, suscite depuis dix ans un enthousiasme comparable à celui provoqué par l'invention du transistor dans les années 1950. La découverte de la magnétorésistance géante (GMR) en 1988, récemment récompensée par un double prix Nobel, a modifié de manière fulgurante la technologie de l'enregistrement magnétique (en particulier, celle des têtes de lecture), de même que la prédiction et l'observation du transfert de spin en 1996 ont ouvert la voie à de nouvelles perspectives d'applications (mémoires et horloges électroniques, notamment). De nouvelles révolutions se profilent à l'horizon des quinze prochaines années, qu'elles concernent l'injection de spin dans les semiconducteurs, la réalisation de systèmes hybrides ferromagnétique/semiconducteur, les applications aux biotechnologies ou la spintronique appliquée aux antiferromagnétiques.

Le laboratoire SPINTEC de Grenoble (SPINtronique et TEchnologies des Composants) s'est investi dans ce champ de recherche très stimulant qu'est la spintronique à travers de nombreux projets et collaborations. Dans des domaines aussi variés que l'enregistrement magnétique, la réalisation de mémoires magnétiques à accès aléatoire (MRAM), l'injection de spin dans le Silicium ou l'étude de la logique des systèmes hybrides ferromagnétique/semiconducteur, SPINTEC se positionne comme un pont entre la physique de l'état solide et les réalisations pré-industrielles.

Pour la mise en oeuvre de dispositifs tels que les têtes de lecture magnétiques ou les MRAM, la connaissance des phénomènes fondamentaux qui ont lieu dans ces composants est essentielle et passe par un questionnement rigoureux des propriétés de la matière. L'exemple des jonctions tunnel magnétiques (JTM) est éloquent. L'observation d'un effet magnétorésistif important à température ambiante (section 1.4) a permis d'envisager l'exploitation de telles jonctions comme briques de base d'une nouvelle architecture électronique fondée sur l'électronique de spin. La récente observation de l'effet de transfert de spin (section 1.5) dans ces dispositifs en a encore élargi les possibilités d'applications. Or, l'observation du transfert de spin dans ces composants nécessite la fabrication de JTM de faible résistance et de fort effet magnétorésistif. Cette dernière réalisation exige une connaissance approfondie des propriétés de transport et des propriétés magnétiques de ces JTM.

Dans la perspective d'une meilleure compréhension de ces phénomènes, nous nous sommes

intéressés à la problématique de l'observation du transfert de spin dans les jonctions tunnel magnétiques. Nous avons ainsi procédé en quatre étapes qui seront reprises dans ce manuscrit.

Dans le premier chapitre, nous présenterons les bases du transport de spin dans les structures magnétiques. Cette partie introductive a pour objectif de donner au lecteur les clés qui nous paraissent essentielles pour mettre cette thèse en perspective par rapport aux avancées réalisées et en cours de réalisation dans ce domaine. Nous aborderons donc d'abord les progrès majeurs de l'électronique de spin selon une démarche historique (section 1.1), puis nous présenterons les aspects expérimentaux et théoriques du transport de spin dans les métaux ferromagnétiques (section 1.2), la magnétorésistance géante (section 1.3), la magnétorésistance tunnel (section 1.4) puis le transfert de spin (section 1.5). Nous achèverons ce premier chapitre par une présentation des objectifs de cette thèse. Après cette introduction du contexte général, nous nous attacherons à présenter les résultats principaux du travail de thèse.

Dans le second chapitre, nous nous intéresserons à l'optimisation des jonctions tunnel magnétiques, et en particulier de leur barrière tunnel. Une étude réalisée durant la thèse de S. Monso a montré que l'anisotropie magnétique perpendiculaire (PMA) de la couche de Co dans une tricouche Pt/Co/MOx (MOx est un métal oxydé) est affectée par l'état d'oxydation de l'isolant MOx. Nous approfondirons cette étude et nous proposerons une interprétation globale du phénomène, en lien avec l'optimisation des propriétés électroniques de la jonction tunnel magnétique Co/MOx/Co correspondante. Après avoir décrit l'influence de la structure électronique sur les propriétés électroniques et magnétiques des interfaces Ferromagnétique/Isolant (section 2.1), nous présenterons une étude de la modification de l'anisotropie magnétique d'une tricouche Pt/Co/MOx en fonction du degré d'oxydation de la couche de MOx (section 2.2). Les mesures magnétiques seront complétées par des mesures de spectroscopie à rayons X afin de déterminer la composition chimique de l'interface Co/MOx. Dans la section suivante (section 2.3), nous étudierons l'influence de la température de recuit sur ces structures. En effet, le recuit est habituellement une étape indispensable à la fabrication de jonctions tunnel magnétiques de bonne qualité, et a ici une influence profonde sur les propriétés magnétiques des tricouches étudiées. Enfin, nous présenterons une méthode pour exploiter les résultats obtenus dans les sections précédentes (section 2.4). Le basculement d'anisotropie peut en effet servir de sonde de l'état d'oxydation et permettre un contrôle précis de l'oxydation de la barrière.

Après avoir présenté les paramètres importants dans l'optimisation d'une jonction tunnel magnétique, nous aborderons, dans le troisième chapitre, le transport électronique dépendant du spin dans de telles jonctions. En particulier, nous verrons que lorsque les aimantations des électrodes ne sont plus colinéaires, un transfert de spin apparaît qui peut réorienter la

direction de l'aimantation locale selon la direction du spin des électrons injectés. Dans la section 3.1, nous démontrons l'origine microscopique du transfert de spin, indépendamment du type de structure considéré. Ensuite, dans la section 3.2, nous étudions les caractéristiques microscopiques et macroscopiques du couple de transfert de spin dans une jonction tunnel magnétique dont la barrière isolante est amorphe (Al_2O_3 par exemple). Pour finir, nous nous intéressons à l'influence d'impuretés insérées dans la barrière sur le transfert de spin (section 3.3).

Enfin, dans le quatrième chapitre, nous étudions expérimentalement l'influence du transfert de spin sur l'état de résistance d'une jonction tunnel magnétique à base de MgO . Nous nous limiterons aux effets statiques et renvoyons le lecteur aux thèses de S. Petit et D. Houssameddine pour les aspects dynamiques. La section 4.1 présentera le principe du renversement d'aimantation induit par courant dans ces JTM. Ensuite, nous introduisons un modèle macrospin de l'aimantation de la couche libre afin de déterminer les lignes critiques des diagrammes de phase statiques de ces jonctions (section 4.2). Dans la section 4.3, nous analyserons ces diagrammes afin d'estimer l'amplitude du transfert de spin dans les JTM, que nous comparerons à celles déterminées dans les vannes de spin métalliques.

Cette thèse a bénéficié de nombreuses collaborations de qualité dans chacun des domaines abordés ici. Les aspects matériaux ont été étudiés avec B. Rodmacq, C. Ducruet et S. Auffret (SPINTEC - Grenoble) pour la fabrication et les caractérisations magnétiques, tandis que la spectroscopie à rayons X et la détermination de la nature chimique de ces échantillons ont été réalisées et analysées avec S. Pizzini, J. Vogel et V. Uhlir (Institut Néel - Grenoble) et avec M. Hochstrasser et G. Panaccione (synchrotron ELETTRA - Trieste, Italie). Les études théoriques ont été menées en étroite collaboration avec N. Ryzhanova et A. Vedyayev (Lomonosov University - Moscou), avec la participation de M. Chschiev (Alabama University - Tuscaloosa, USA), J. C. Slonczewski (IBM, USA) et N. Strelkov (Lomonosov University - Moscou). Enfin, les jonctions tunnel magnétiques qui nous ont servi à déterminer les diagrammes de phase ont été fournies par l'entreprise Samsung par l'intermédiaire de K.-J. Lee (Korean University - Seoul, Corée).

Table des matières

1	Généralités	13
1.1	Electronique de spin	13
1.1.1	Polarisation des électrons dans les métaux de transition	13
1.1.2	Magnétorésistance géante	16
1.1.3	Magnétorésistance tunnel	19
1.1.4	Transfert de spin	21
1.1.5	Application du transfert de spin dans les jonctions tunnel magnétiques	24
1.2	Bases du transport dépendant du spin	27
1.2.1	Structure électronique des métaux de transition	28
1.2.2	Modèle $s - d$	29
1.2.3	Processus de relaxation	29
1.2.4	Les différents régimes de transport	31
1.3	Magnétorésistance géante	33
1.3.1	Accumulation de spin	34
1.3.2	Propriétés des vannes de spin CPP	35
1.3.3	Théorie semi-classique de la magnétorésistance CPP	38
1.4	Magnétorésistance tunnel	40
1.4.1	Electrodes et interfaces	41
1.4.2	Barrières tunnel	43
1.4.3	Symétries cristallines	44
1.4.4	Caractéristiques I(V) et TMR	48
1.4.5	Impuretés, défauts et états de surface	52
1.4.6	Théorie du transport tunnel dépendant du spin	54
1.5	Transfert de spin	55
1.5.1	Principe du transfert de spin	56
1.5.2	Caractéristiques du transfert de spin dans les vannes de spin métalliques	58
1.5.3	Caractéristiques du transfert de spin dans les jonctions tunnel magnétiques	65
1.5.4	Théories du transfert de spin	68
1.5.5	Ouvertures	71
1.6	Objectifs de la thèse	72

2	Effet de l'oxydation sur les propriétés magnétiques des jonctions tunnel	85
2.1	Propriétés des interfaces Ferromagnétique/Isolant	86
2.1.1	Propriétés électroniques	86
2.1.2	Propriétés magnétiques	92
2.2	Anisotropie magnétique perpendiculaire dans les tricouches Pt/Co/MOx	97
2.2.1	Fabrication des échantillons	97
2.2.2	Caractérisations magnétiques	98
2.2.3	Analyse chimique utilisant le rayonnement X synchrotron	105
2.2.4	Corrélation entre états magnétique et chimique des tricouches	115
2.3	Influence du recuit sur les tricouches Pt/Co/AlOx	117
2.3.1	Influence du recuit sur les propriétés magnétiques	117
2.3.2	Anisotropie magnétique perpendiculaire induite par recuit	125
2.3.3	Interprétation de l'influence du recuit	128
2.3.4	Comparaison avec le système Pt/Co/Pt	130
2.4	Exploitation du basculement d'anisotropie magnétique	132
2.4.1	Anisotropie magnétique perpendiculaire et magnéto-résistance CIP	132
2.4.2	Anisotropie magnétique perpendiculaire et magnéto-résistance CPP	133
2.5	Conclusion	135
3	Théorie du transfert de spin dans les jonctions tunnel magnétiques	141
3.1	Principe de continuité de la densité de spin	142
3.2	Transfert de spin dans une jonction tunnel magnétique amorphe	145
3.2.1	Formulation du courant et des couples	145
3.2.2	Anatomie du transport de spin	152
3.2.3	Dépendance en tension	163
3.2.4	Lien avec le modèle en circuit	169
3.2.5	D'un ferromagnétique faible à la jonction demi-métallique	171
3.3	Effets des impuretés dans la barrière	175
3.3.1	Modèle hors équilibre	176
3.3.2	Résonance dépendante du spin induite par les impuretés	180
3.3.3	Influence de la position du plan d'impuretés	184
3.3.4	Modification des propriétés macroscopiques	185
3.4	Conclusion	188
4	Estimation expérimentale du transfert de spin dans les jonctions tunnel magnétiques	193
4.1	Renversement d'aimantation induit par courant dans les JTM à base de MgO	194
4.1.1	Caractéristiques des jonctions tunnel magnétiques	194
4.1.2	Renversement d'aimantation par transfert de spin	196
4.2	Modèle macrospin	200

4.2.1	Définition de l'équation LLG modifiée	200
4.2.2	Etats stationnaires	202
4.2.3	Champ appliqué selon l'axe facile	203
4.2.4	Champ appliqué selon l'axe difficile	207
4.3	Diagrammes de phase statiques	210
4.3.1	Champ appliqué selon l'axe facile	211
4.3.2	Champ appliqué selon l'axe difficile	215
4.3.3	Comparaison avec les vannes de spin métalliques	220
4.4	Conclusion	221

Annexes **233**



Chapitre 1

Généralités

Dans cette partie nous présentons les éléments importants du transport dépendant du spin dans les structures usuellement utilisées pour la spintronique. Notre objectif est de permettre au lecteur non spécialiste de situer le sujet dans la dynamique actuelle de la recherche dans ce domaine et de lui donner des outils de référence afin de mesurer l'intérêt des études présentées dans les chapitres suivants.

Nous retracerons dans un premier temps les grandes lignes du transport dépendant du spin dans les métaux de transition ferromagnétiques selon une perspective historique. Les quatre sections suivantes détailleront les concepts présentés en premier lieu. La physique du transport électronique dans les matériaux ferromagnétiques sera d'abord décrite. Ensuite, les effets de magnétorésistance géante (GMR) et de magnétorésistance tunnel (TMR) seront exposés en détail. Enfin, nous présenterons les dernières avancées sur l'effet de transfert de spin dans les systèmes ferromagnétiques.

1.1 Electronique de spin

1.1.1 Polarisation des électrons dans les métaux de transition

Le transport électronique dans les métaux est généralement décrit par un courant de charges négatives dans lequel le spin ne joue aucun rôle. Cette description implique un certain nombre de propriétés thermoélectriques ; en particulier, le comportement en température de la résistivité en présence d'impuretés doit suivre la loi de Matthiessen [1]. Or, les métaux ferromagnétiques présentent des propriétés électroniques différentes qui ne peuvent pas être décrites par un modèle à un seul canal. En 1936, Mott [2] fait un premier pas décisif en proposant qu'à basse température, si le libre parcours moyen électronique λ_e est suffisamment long, les électrons dont l'état de spin est parallèle à l'aimantation du matériau (dénommés

"électrons majoritaires") se propagent dans un canal différent des électrons dont l'état de spin est antiparallèle à l'aimantation locale ("électrons minoritaires"). De plus, à basse température le mélange des états de spin dû aux processus de diffusion est négligeable, ce qui implique que le courant électronique se propage selon deux canaux distincts non couplés (canal majoritaire et canal minoritaire). Il s'agit de la première formulation du modèle à deux canaux, pour lequel les électrons de projections de spin opposées se propagent en parallèle.

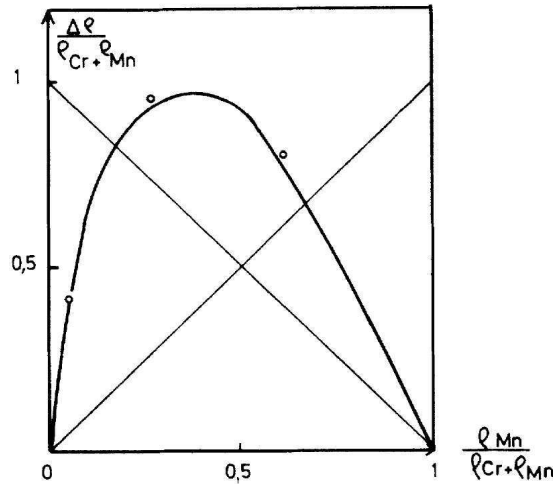


FIG. 1.1 : Déviation $\Delta\rho$ de la résistance résiduelle du nickel en présence d'impuretés de Cr et de Mn en fonction de la concentration relative de Mn. D'après [4].

Cette approche a été validée et étendue trente ans plus tard par Campell et Fert [3, 4] au cas du fer et du nickel en présence d'impuretés. En effet, dans la limite des basses températures, la diffusion des électrons par les magnons est gelée (donc les états de spin sont conservés sur une distance grande devant le libre parcours moyen) et la conductivité d'un métal est donc la somme des conductivités des deux projections de spin :

$$G = G_{\uparrow} + G_{\downarrow} \quad (1.1)$$

où G_{ν} ($\nu = \uparrow, \downarrow$) est la conductivité du canal des électrons de spin majoritaire (minoritaire). Le modèle à deux canaux proposé dans la référence [4] prend en compte un temps de relaxation $\tau_{\uparrow\downarrow}$ couplant les deux canaux et permet de décrire fidèlement la réalité, comme le montre la figure 1.1.

Sur cette figure, les auteurs ont mesuré la déviation $\Delta\rho$ entre la résistance résiduelle et sa valeur théorique selon la loi de Matthiessen [1] pour une couche de nickel contenant des concentrations variables d'impuretés de Cr et de Mn. Les valeurs expérimentales de $\Delta\rho$ (symboles) sont bien décrites par le modèle à deux canaux (trait plein) et valident ainsi cette représentation du transport dépendant du spin.

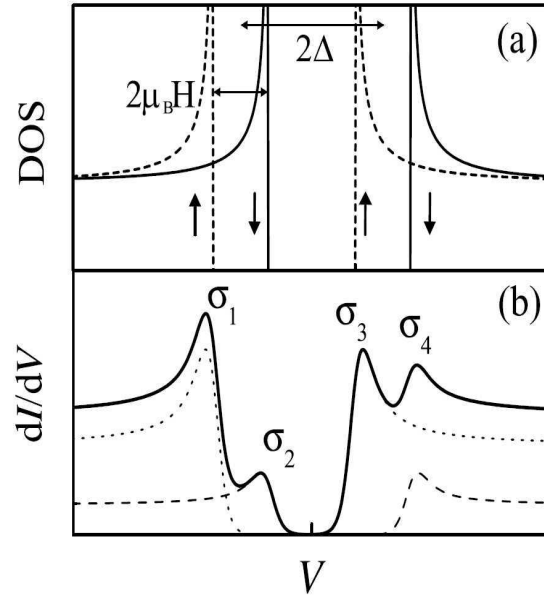


FIG. 1.2 : *Transport tunnel dans une jonction F/I/S. (a) Densité d'états du supraconducteur dédoublé d'une valeur de $2\mu_B H$ en contribution parallèle ou antiparallèle au champ appliqué. (b) Conductance en fonction de la tension appliquée pour chaque projection de spin (pointillés et tirets) et conductance total (trait plein). D'après [6].*

Comme la résistivité dans un métal dépend du libre parcours moyen électronique de chaque projection de spin ainsi que de la densité d'états de ces électrons, on peut s'attendre à ce que les densités d'états soient elles-même dépendantes du spin :

$$\sigma_\nu = n_\nu e^2 \tau_\nu / m_\nu \quad (1.2)$$

où ν est la projection du spin de l'électron (\uparrow ou \downarrow), σ_ν est la conductivité des électrons de projection de spin ν , τ_ν est le temps de relaxation, m_ν la masse effective et n_ν la densité d'états au niveau de Fermi. Ainsi, en parallèle des études de Campbell et Fert [3] sur le transport diffusif, Tedrow et Meservey [5] se sont intéressés aux densités d'états électroniques dépendant du spin dans les métaux de transition. L'expérience originale qu'ils ont développée consiste en l'étude du transport tunnel entre une couche ferromagnétique (F) et une couche supraconductrice (S), séparées par une barrière tunnel d'alumine (I) (voir figure 1.2). En l'absence de champ magnétique extérieur, le supraconducteur présente un gap de largeur 2Δ qui se traduit par deux pics de conductance σ en fonction de la tension appliquée : pour une tension assez grande, l'énergie de la bande de conduction de S correspond à l'énergie de Fermi de F (en tension positive). En présence d'un champ magnétique extérieur, du fait de l'énergie Zeeman, les densités d'états du supraconducteur se dédoublent en fonction du spin

de l'électron (parallèle ou antiparallèle au champ magnétique appliqué), comme schématisé sur la figure 1.2(a). Ce dédoublement s'illustre par l'apparition de deux pics de conductance supplémentaires dans la caractéristique $\sigma(V)$ (figure 1.2(b)), notés σ_i ($i=1,2,3,4$). L'intensité de ces pics donnent la polarisation P des densités électroniques à l'interface F/S [5, 6] :

$$P = \frac{I_{\sigma_4} - I_{\sigma_2} - I_{\sigma_1} + I_{\sigma_3}}{I_{\sigma_4} - I_{\sigma_2} + I_{\sigma_1} - I_{\sigma_3}} \quad (1.3)$$

où I_α est l'intensité du pic α .

Un autre type d'études sur le transport polarisé en spin a été proposée par Siegmann et al. [7]. En envoyant un faisceau d'électrons polarisés en spin sur une surface ferromagnétique, les auteurs observent l'état de spin des électrons réfléchis et peuvent ainsi reconstituer la précession du spin de ces électrons (et donc le couple exercé par l'aimantation sur ce spin). Ces études ont donné lieu à un travail approfondi par Joly et al. [8] permettant une meilleure compréhension des interactions entre l'aimantation et le spin de l'électron. Nous ne nous étendons pas sur ce sujet et renvoyons le lecteur à la thèse de Joly [9].

Enfin, notons que de nombreux efforts ont été entrepris dans le but d'injecter des électrons polarisés en spin dans un semiconducteur [10]. En effet, le fort couplage spin-orbite présent dans les semiconducteurs permet de contrôler le spin des électrons injectés en utilisant l'effet Byshkov-Rashba [11] et de conserver le spin de l'électron inchangé sur des distances de l'ordre du micromètre. Le transistor à spin de Datta et Das [12] est une illustration des applications potentielles d'une telle injection. Nous ne développerons pas ce thème mais relevons toutefois qu'une injection de spin polarisés dans le silicium a été récemment réalisée avec des taux d'injection encore jamais atteints [13]. Cette expérience pourrait servir de tremplin à l'injection de spin dans les semiconducteurs au même titre que l'expérience de Baibich et al. [14] et Binasch et al. [15] pour la magnétorésistance géante.

1.1.2 Magnétorésistance géante

A la suite de ces études fondamentales sur le transport polarisé en spin, de nombreuses équipes de recherche se sont attachées à comprendre et à exploiter ces effets. Les progrès importants qui ont été réalisés dans la microfabrication ont ainsi permis la réalisation d'échantillons de qualités dont les dimensions caractéristiques (épaisseurs des couches, dimensions latérales) sont de l'ordre, voire inférieures, aux longueurs de diffusion de spin.

La découverte de la magnétorésistance géante par Baibich et al. [14] et Binash et al. [15] est ainsi le fruit d'une connaissance fondamentale plus profonde du phénomène de transport de spin et d'une meilleure maîtrise des procédés de fabrication des couches ultrafines. Dans les deux cas, les auteurs se sont intéressés à des couches Fe/Cr(001) (en multicouches [14] et en tricouche Fe/Cr/Fe [15]) déposées par épitaxie par jet moléculaire.

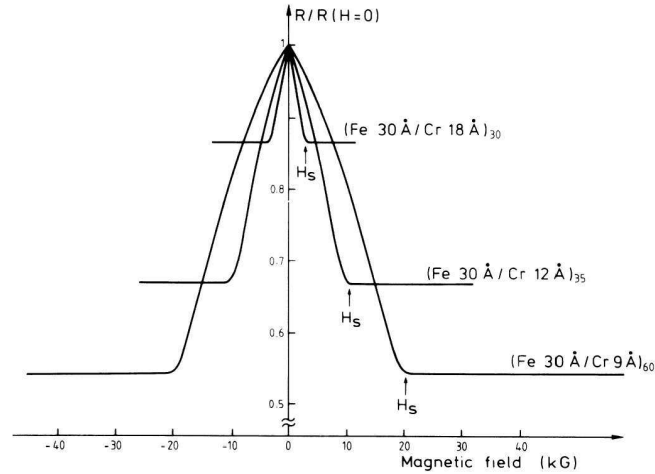


FIG. 1.3 : *Magnétorésistance des multicouches $(Fe/Cr)_n$ à 4.2 K. Le courant et le champ magnétique sont appliqués colinéairement dans le plan des couches. D'après [14].*

La figure 1.3 présente les résultats obtenus pour une multicouche $(Fe/Cr)_n$ à 4.2 K [14]. La résistance est mesurée en faisant circuler le courant dans le plan des couches (configuration current-in-plane - CIP). A champ nul, les aimantations de deux couches de Fe adjacentes sont antiparallèles à cause du couplage de type RKKY à travers le Cr, antiferromagnétique pour les épaisseurs considérées et la résistance mesurée R^{AP} est maximale. A fort champ (positif ou négatif), la résistance de la couche décroît et atteint une valeur minimale R^P lorsque l'aimantation des couches est saturée parallèlement au champ extérieur (dans ce cas les aimantations sont toutes parallèles, le champ extérieur s'oppose au couplage RKKY). La magnétorésistance géante est alors définie par

$$GMR = \frac{R^{AP} - R^P}{R^P} \quad (1.4)$$

Les amplitudes de magnétorésistance atteintes sont de l'ordre de 80% pour la multicouche $(Fe\ 3\ \text{nm}/Cr\ 0.9\ \text{nm})_{60}$. Une amplitude de 220% a pu être atteinte dans ce type de structure [16].

L'explication de ce phénomène tient dans le transport polarisé en spin décrit précédemment. En configuration CIP, les électrons de spin majoritaire et minoritaire possèdent une mobilité différente à cause de leur libre parcours moyen différent. Si l'épaisseur de la couche non magnétique séparant deux couches ferromagnétiques successives est suffisamment fine (inférieure au libre parcours moyen), les électrons de chaque direction de spin pourront diffuser dans l'ensemble de la structure sans perte de mémoire de spin. Ainsi, si les aimantations sont antiparallèles (figure 1.4(a)), les électrons de chaque spin subiront la même diffusion.

Les électrons majoritaires et minoritaires auront alors la même mobilité moyenne et chaque canal possèdera la même résistance. En revanche, si les aimantations sont parallèles entre elles (figure 1.4(b)), les électrons minoritaires seront bien plus diffusés que les électrons majoritaires et les deux canaux possèderont des résistances très différentes. Le schéma électrique équivalent à ces deux configurations est illustré sur la figure 1.4.

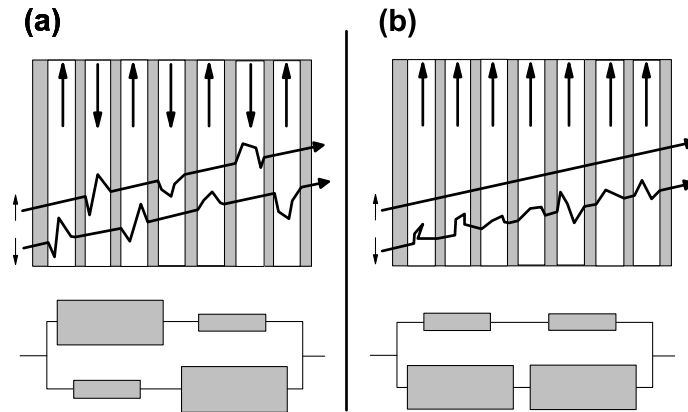


FIG. 1.4 : Schéma de principe de la magnétorésistance géante en configuration CIP. (a) Configuration antiparallèle : les deux canaux ont la même résistance ; (b) Configuration parallèle : le courant est transporté principalement par les électrons majoritaires.

Sur la suggestion de Zhang et Levy [17], Pratt et al. [18] ont constaté qu'en injectant des électrons perpendiculairement au plan des couches, l'amplitude de la GMR excédait celle de la configuration CIP (voir figure 1.5, gauche) de presque un ordre de grandeur. Cette technique, appelée CPP (current-perpendicular-to-plane), est plus difficile à mettre en oeuvre que la technique CIP puisqu'elle nécessite des étapes de microfabrication par lithographie optique (pour obtenir des micro- voire nanopiliers de section rectangulaire ou elliptique). Toutefois, elle possède une importante symétrie de forme [19] (le courant ne circule que selon une seule direction) et présente une bien meilleure stabilité par rapport aux écarts de fabrication [19].

La forte amplitude de la magnétorésistance CPP provient de la nature différente du processus de transport dans ces structures. En effet, ces mesures ne peuvent être comprises qu'à la lumière des travaux de Johnson et Silsbee sur l'accumulation de spin près des interfaces ferromagnétique/non magnétique [20]. Nous détaillerons plus loin la physique de l'accumulation de spin dans les multicouches magnétiques.

Notons enfin que la réalisation de structures dites "vannes de spin" [21], permettant d'étudier le transport dans deux couches magnétiques découplées magnétiquement, a ouvert de nouvelles perspectives d'études pour les structures CPP en rendant les systèmes modèles

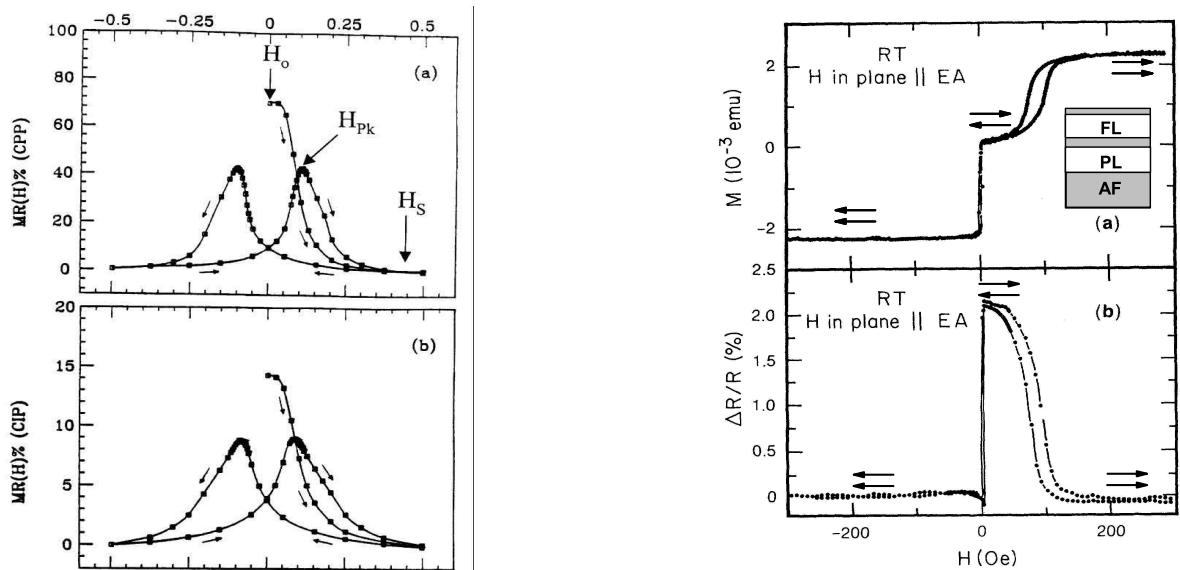


FIG. 1.5 : Gauche : Magnétorésistance pour une multicouche $[Co(6\text{ nm})/Ag(6\text{ nm})]_{60}$ à 4.2 K en configuration CPP (a) et CIP (b). D'après [53]; Droite : Courbe d'aimantation (a) et magnétorésistance CIP (b) pour une vanne de spin de composition $Si/NiFe(15\text{ nm})/Cu(2.6\text{ nm})/NiFe(15\text{ nm})/FeMn(10\text{ nm})/Ag(2\text{ nm})$. D'après [21].

plus souples. Dans ce type de structures, constituées d'une couche magnétique dite piégée (généralement épaisse ou couplée à une couche antiferromagnétique) et d'une couche libre (généralement plus fine), la couche libre peut être dirigée parallèlement ou antiparallèlement à la couche piégée sous l'effet d'un champ magnétique extérieur (voir figure 1.5, droite). Ces vanes de spin ont été appliquées dans les têtes de lecture.

1.1.3 Magnétorésistance tunnel

En 1975, peu après les premières expériences de Tedrow et Meservey [6] sur le transport tunnel dépendant du spin, Jullière [22] observe la première magnétorésistance tunnel (TMR) dans une tricouche $Fe/GeOx(10\text{ nm})/Co$ à basse température (GeOx est du Ge amorphe oxydé). A 4.2 K et à tension nulle, la TMR est de l'ordre de 14% et diminue lorsque la tension appliquée augmente jusqu'à annulation pour une tension de l'ordre de 8 mV. Cette décroissance est alors attribuée à des processus de perte de mémoire du spin aux interfaces.

Pour rendre compte de cette TMR, Jullière s'inspire des études de Tedrow et Meservey [6] en supposant que le spin est conservé durant le transport tunnel. Le courant d'une projection de spin ν est proportionnel au produit des densités d'états aux interfaces $F_i/AlOx$, D'_i (règle d'or de Fermi) :

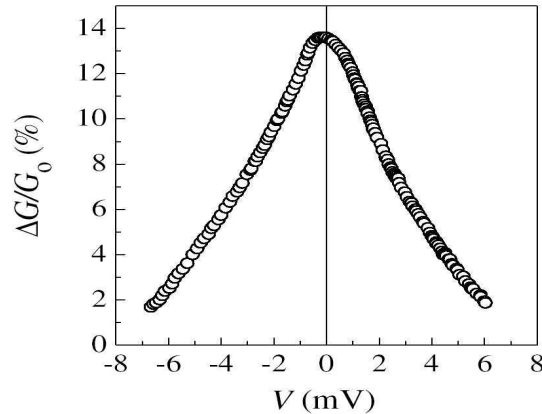


FIG. 1.6 : Magnétorésistance tunnel en fonction de la tension appliquée pour une tricouche Fe/GeOx/Co, mesurée à 4.2 K. D'après [22] citée dans [23].

$$J_P \propto D_1^\uparrow D_2^\uparrow + D_1^\downarrow D_2^\downarrow \quad (1.5)$$

$$J_{AP} \propto D_1^\uparrow D_2^\downarrow + D_1^\downarrow D_2^\uparrow \quad (1.6)$$

où $J_{P(AP)}$ est le courant traversant la barrière dans l'état parallèle (antiparallèle). Le courant tunnel est donc la somme du courant pour les électrons majoritaires d'une part et pour les électrons minoritaires d'autre part. Jullière en déduit alors une formule simple pour la magnétorésistance tunnel :

$$TMR = \frac{J_P - J_{AP}}{J_{AP}} = \frac{2P_1 P_2}{1 - P_1 P_2} \quad (1.7)$$

$$\text{avec } P_i = \frac{D_i^\uparrow - D_i^\downarrow}{D_i^\uparrow + D_i^\downarrow} \quad (1.8)$$

où P_i est la polarisation des densités d'états à l'interface F_i/I . La figure 1.7 illustre le transport tunnel dans une jonction tunnel magnétique (JTM - vanne de spin dont les couches ferromagnétiques sont séparées par une barrière tunnel non magnétique).

En configuration parallèle (figure 1.7(a)), le courant est dominé par les électrons majoritaires pour lesquels la densité d'états au niveau de Fermi dans l'électrode émettrice (gauche) et dans l'électrode réceptrice (droite) est la plus grande. Dans le cas antiparallèle (figure 1.7(b)), la densité d'états au niveau de Fermi pour les électrons majoritaires dans l'électrode réceptrice est plus faible que pour les électrons minoritaires. Le produit des densités d'états est donc dans ce cas réduit pour les électrons majoritaires. Il en résulte une différence de conductance entre les deux états d'aimantation parallèle et antiparallèle et donc une magnétorésistance tunnel.

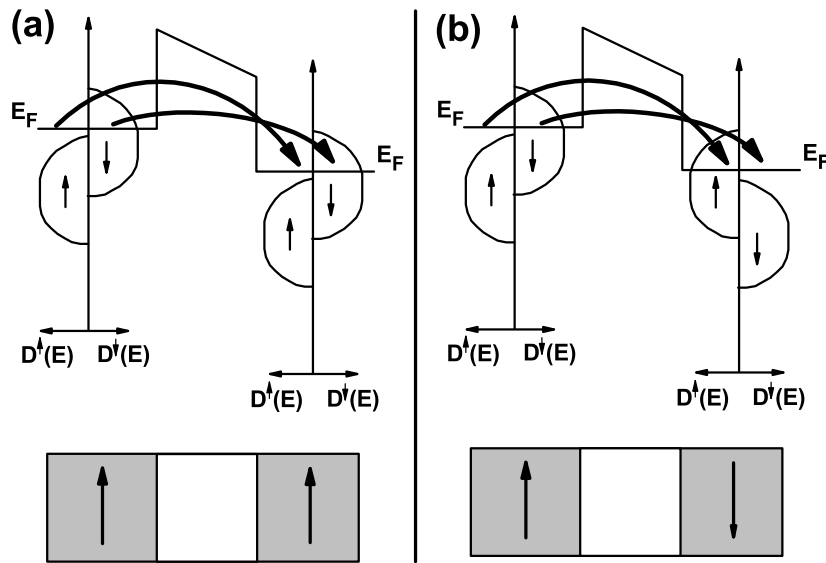


FIG. 1.7 : Schéma de principe du transport tunnel dans une jonction tunnel magnétique en configuration parallèle (a) et antiparallèle (b).

Après plusieurs tentatives [24], ce n'est que vingt ans plus tard, en 1995, que Moodera et al. [25] ont pu observer une TMR conséquente à température ambiante. Mesurée sur une jonction de type CoFe/AlOx(1.6 nm)/Co, la TMR atteint 11.8% à 295 K.

Depuis, l'amélioration des procédés de dépôts ainsi que l'intense recherche menée sur de nouveaux types de barrières tunnel ont permis d'obtenir des TMR de l'ordre de 1000% à basse température [26] (500% à température ambiante). La figure 1.8 montre l'évolution de la TMR maximale obtenue depuis les dix dernières années. On constate une évolution quasi linéaire de la TMR pour les jonctions à base d'AlOx, puis une rupture à partir de 2004 avec la réalisation de jonctions à base de MgO. La structure de bande spécifique dans une jonction à base de MgO explique les très fortes TMR obtenues; nous expliquerons cette spécificité par la suite.

1.1.4 Transfert de spin

Nous avons vu que l'aimantation locale d'un ferromagnétique peut influencer le transport des électrons itinérants grâce à leur spin, donnant ainsi lieu aux effets magnétorésistifs décrits précédemment. Cette influence se traduit par une orientation effective du spin des électrons itinérants, résultant en une polarisation en spin du courant électrique. Or, il n'est pas *a priori* exclu que les électrons itinérants polarisés puissent à leur tour avoir un impact sur

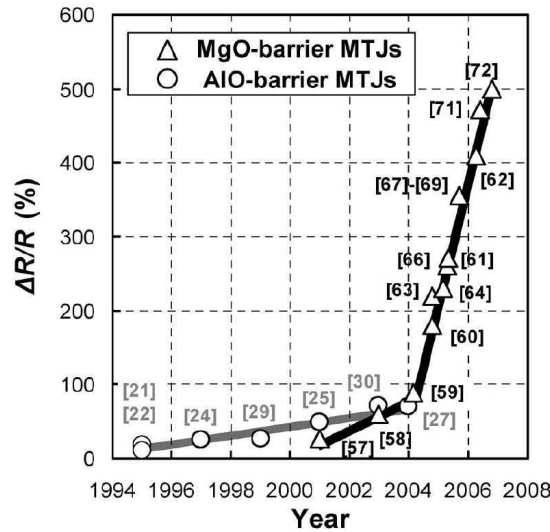


FIG. 1.8 : Evolution de la magnétorésistance tunnel pour les jonctions à base d'alumine et d'oxyde de manganésium au cours des dix dernières années. D'après [26].

l'aimantation locale.

Cette idée a émergé dans l'esprit de théoriciens tels que Berger dès la fin des années 70 [27] en étudiant l'interaction entre un courant électrique et une paroi de domaine magnétique. Ces études théoriques ont abouti en 1989 [28] puis 1996 [29, 30] à la formulation du transfert de spin. Slonczewski [29] et Berger [30] ont proposé qu'un courant polarisé en spin (par une première couche ferromagnétique par exemple) puisse induire une excitation magnétique dans la seconde couche, voire puisse renverser son aimantation.

Moins de deux ans après cette prédiction, en étudiant la résistance d'un contact ponctuel mécanique appliqué sur une multicouche magnétique, Tsoi et al. [31] puis Myers et al. [32] observèrent des pics dans la résistance instantanée dV/dI attribués à des excitations d'aimantation induites par le courant polarisé en spin (voir figure 1.9, à gauche).

En 2000, Katine et al. [33] présentent les premières mesures de renversement d'aimantation induite par courant dans une vanne de spin métallique (figure 1.9, à droite). Les auteurs confirment ainsi les prédictions de Berger et Slonczewski, démontrant la possibilité de contrôler l'orientation de l'aimantation d'une couche magnétique en injectant une densité de courant polarisé de l'ordre de 10^7 - 10^8 A/cm². Ces effets, proportionnels à la densité de courant injecté, nécessitent donc la réalisation de piliers de petites dimensions (jusqu'à 200 nm de diamètre) ou bien de contacts ponctuels pour qu'ils ne soient pas masqués par les effets de champ d'Oersted.

Si, en 1989, Slonczewski décrivait déjà le transfert de spin dans les JTM, il prédisait

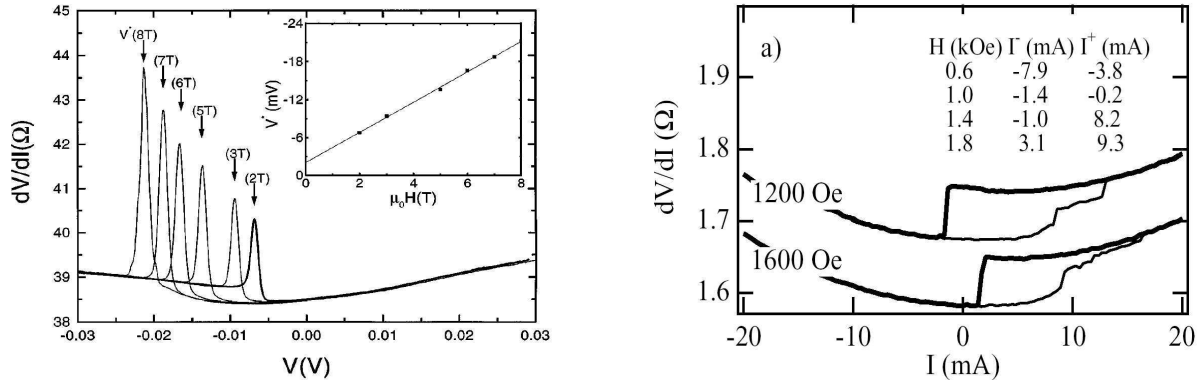


FIG. 1.9 : *Gauche :* Spectre de la résistance dV/dI du contact ponctuel en fonction du champ magnétique et de la tension, appliqués perpendiculairement au plan des couches. L'insert montre que la tension pour laquelle le pic apparaît croît linéairement avec le champ extérieur. D'après [31]; *Droite :* Résistance dV/dI en fonction du courant injecté pour deux valeurs du champ extérieur appliqué. D'après [33].

qu'il ne serait pas possible de l'observer à cause de l'élévation de température accompagnant les très fortes densités de courant nécessitées et de la limitation en tension imposée par le risque de claquage électrique de la barrière. C'est pourquoi le transfert de spin dans les JTM n'a pu être observé que récemment avec la fabrication de jonctions tunnel magnétiques de faible résistance et de forte TMR. En 2004, Huai et al. [34] puis Fuchs et al. [35] ont observé les premiers renversements d'aimantation dans les jonctions tunnel magnétiques (voir figure 1.10). Depuis, de très nombreuses améliorations ont été apportées et les dernières mesures ont permis d'atteindre des courants critiques de retournement aussi bas que 10^5 A/cm².

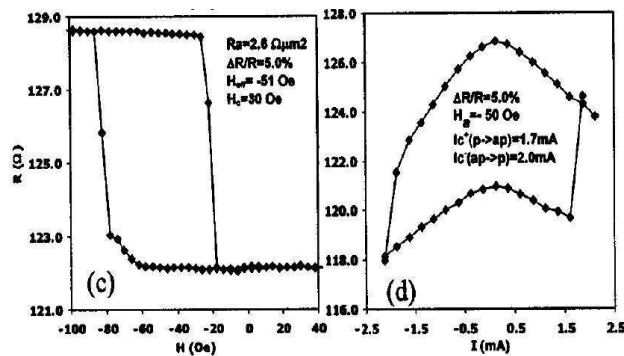


FIG. 1.10 : Résistance d'une jonction tunnel magnétique $CoFe/AlO_x/CoFe$ en fonction du champ extérieur (gauche) et du courant injecté (droite). D'après [34].

1.1.5 Application du transfert de spin dans les jonctions tunnel magnétiques

Le transfert de spin dans les JTM présente un intérêt industriel considérable. En effet, la forte résistance des jonctions tunnel magnétiques ($\approx \text{k}\Omega$) ainsi que leur forte TMR font des JTM un candidat très prisé pour les applications telles que les têtes de lecture, les MRAM ou les oscillateurs. Nous présentons ici rapidement ces trois applications ainsi que le rôle du transfert de spin. Les applications ont d'autant plus d'intérêt qu'elles reposent sur des propriétés physiques fondamentales du transport électronique.

1.1.5.1 Réduction du bruit dans les têtes de lecture

Comme nous le verrons par la suite, il a été récemment démontré que le transfert de spin dans une jonction tunnel a un effet asymétrique, en fonction du sens du courant CPP, sur la résonance ferromagnétique [36]. En effet, selon la direction du courant, il est possible d'augmenter ou de réduire l'intensité du pic de résonance et le niveau général du bruit de la JTM. Cet effet pourrait être d'un grand intérêt pour l'industrie des têtes de lectures, car les capteurs magnétiques qui composent ces têtes sont réalisés en géométrie CPP et la réduction de la taille de ces capteurs rend le transfert de spin beaucoup plus présent lors de la lecture des informations.

Cependant, si les études à venir confirment que le transfert de spin peut contrôler l'amplitude du bruit magnétique, cet effet sera d'une importance cruciale pour les prochaines générations de têtes, car il permettrait d'abaisser le niveau de bruit des têtes de lecture en dessous du bruit d'origine thermique. Une autre piste en cours d'investigation est la réduction du transfert de spin tout en conservant une magnétorésistance importante dans des structures de type dual : la couche libre est insérée entre deux couches fixes d'aimantations parallèles.

1.1.5.2 MRAM - nouveau mode d'écriture

Les mémoires magnétiques à accès aléatoires (MRAM - voir figure 1.11, gauche) sont devenues rapidement parmi les candidats les plus prometteurs à la succession des mémoires semiconductrices (en particulier les mémoires FLASH), car non volatiles et présentant des capacités équivalentes voire meilleures que les mémoires actuelles. Les premières générations de MRAM développées par la compagnie Freescale sont basées sur une commutation de l'aimantation par champ magnétique (FIS - Field Induced Switching). Pour écrire un bit, on injecte un courant simultanément dans la Bit Line et la Word Line (figure 1.11, gauche). Le champ magnétique généré par les lignes peut retourner l'aimantation de la couche libre. La

lecture se fait en injectant un faible courant par la Bit Line. Un premier produit a été lancé par Freescale en Juillet 2006.

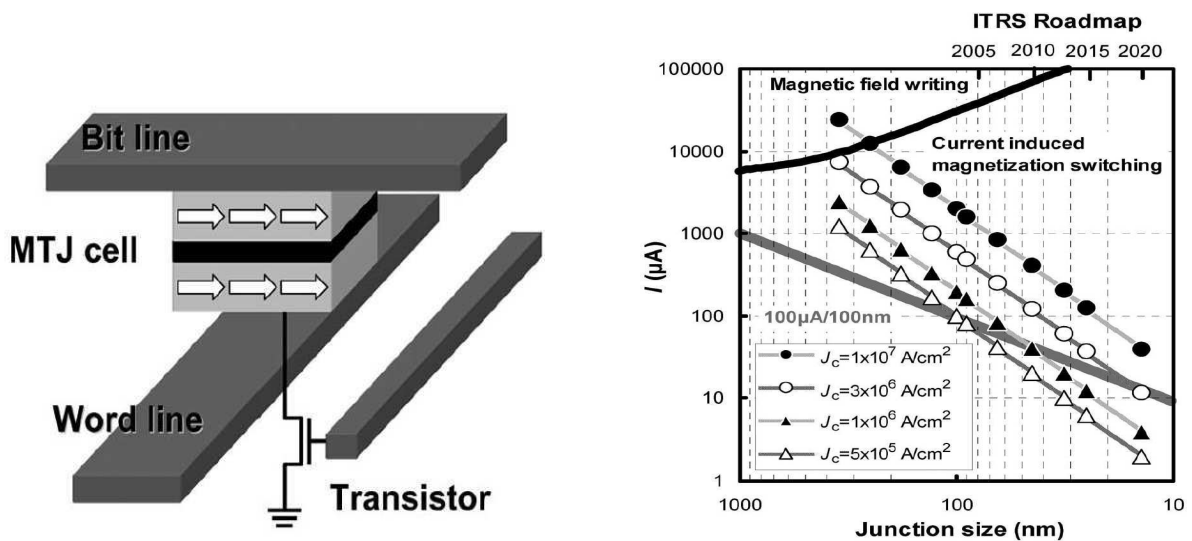


FIG. 1.11 : Gauche : Schéma d'un point mémoire de MRAM. D'après [26]. Droite : Courant nécessaire pour le renversement de l'aimantation d'une MRAM par champ (ligne noire) et par courant polarisé (symboles) en fonction de la taille de la jonction. La ligne grise montre le courant qu'un transistor CMOS (de taille équivalente à celle de la jonction) peut fournir. D'après [26].

Toutefois cette approche ne présente pas de très bonnes perspectives d'évolution des propriétés en fonction de la densité des puces mémoires. Il faut pratiquement toujours le même courant pour générer le champ d'écriture quelque soit la taille du point mémoire ce qui conduit à des densités de courant excessives dans les lignes de génération du champ magnétique pour des tailles de cellules mémoires inférieures à 100nm (voir figure 1.11, droite).

Dans ce contexte, la découverte de la commutation magnétique par courant polarisé en spin (CIS - Current Induced Switching) a suscité un très grand intérêt. L'amplitude du transfert de spin (et donc le courant critique de renversement de l'aimantation) est proportionnelle à la densité du courant. Ainsi, le courant d'écriture décroît avec la taille de la jonction ce qui offre de très bonnes perspectives d'évolution pour les tailles décroissantes de points mémoires.

L'objectif des industriels et des laboratoires partenaires est donc la réduction du courant critique de renversement. L'optimisation des électrodes, de la qualité des barrières tunnel et des interfaces, ainsi que le choix judicieux de matériaux adaptés ont permis d'atteindre des densités de courant d'écriture de l'ordre de 10^5 A/cm^2 [37]. La figure 1.12 donne la

relation TMR-Courant critique pour trois types de dispositifs : vannes de spin métalliques (CPP-GMR), JTM à base de AlO_x et JTM à base de MgO . La zone grisée indique les caractéristiques que les JTM doivent posséder pour être compatibles avec les besoins industriels. Les JTM à base de MgO sont de ce point de vue les meilleurs candidats actuellement.

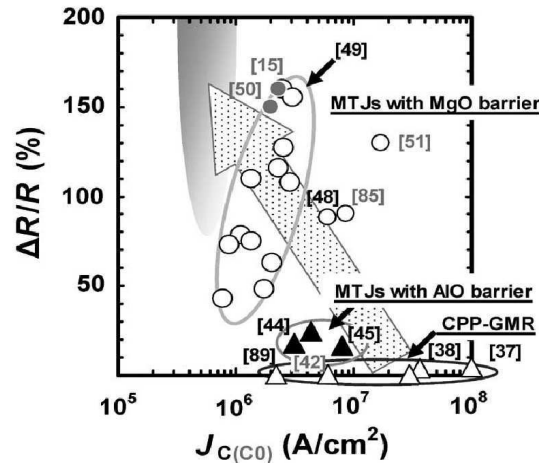


FIG. 1.12 : Diagramme de la magnétorésistance et de la densité de courant critique de renversement d'aimantation pour trois types de dispositifs : vannes de spin métalliques, JTM à base d' AlO_x et de MgO . La flèche montre l'objectif à atteindre pour l'exploitation industrielle de ces dispositifs.

1.1.5.3 Oscillateurs radio-fréquence

Une troisième application du transfert de spin dans les vannes de spin métalliques et tunnel est la réalisation d'oscillateurs à grande accordabilité. Dans les télécommunications actuelles, la sensibilité et la sélectivité des récepteurs sont réalisées par synthèse de fréquence. L'objectif actuel est la mise en place d'oscillateurs capables de générer ces fréquences sur une large bande (plusieurs GHz) afin de permettre la mise en oeuvre de récepteurs multi-standards et multi-bandes. Une des applications de tels récepteurs hautement accordables est par exemple l'attribution dynamique de bandes de fréquence afin de désengorger les réseaux.

Or, les oscillateurs utilisés jusqu'alors sont des combinaisons d'oscillateurs standards RLC issus de la technologie semiconductrice. Ces oscillateurs présentent des facteurs de qualité de l'ordre de 4 à 10 et une accordabilité de l'ordre de 20% (correspondant à 0.1 GHz pour une fréquence 5 GHz). Les excitations magnétiques induites par courant polarisé représente un outil très compétitif de ce point de vue.

Houssameddine et al. [38] ont proposé une structure originale, nommée oscillateur à polariseur perpendiculaire, dont l'accordabilité est de l'ordre de 200% pour une fréquence de 5 GHz. En effet la fréquence d'excitation de l'aimantation peut être modifiée en fonction du courant injecté. Cette propriété est particulièrement intéressante puisque pour obtenir une accordabilité équivalente, il est nécessaire d'utiliser un grand nombre d'oscillateurs RLC (de l'ordre de 100). De plus, pour des fortes TMR et des résistances pas trop faibles, il est possible d'obtenir des signaux de sortie équivalents à ceux des oscillateurs usuels [26].

1.2 Bases du transport dépendant du spin

Nous allons maintenant décrire plus en détail la nature du transport dépendant du spin dans les matériaux ferromagnétiques. Après avoir discuté du rôle de la structure électronique des matériaux utilisés en spintronique, nous présenterons le modèle $s-d$ couramment employé. Ensuite, nous décrirons les processus de relaxation présents dans les structures magnétiques et enfin nous déterminerons les modes de transport électronique dans ces structures.

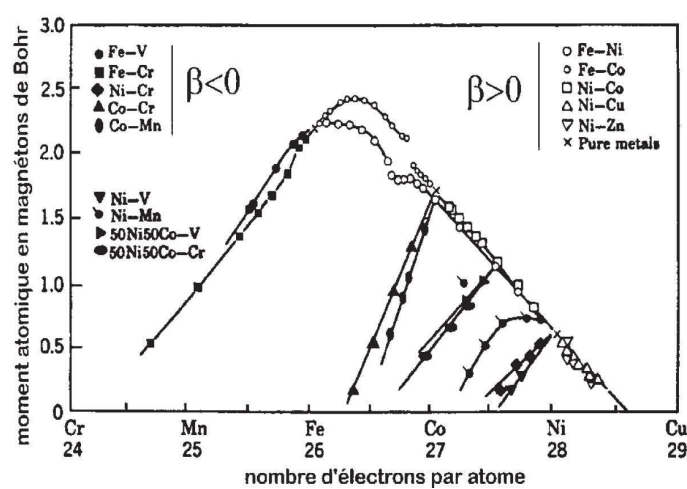


FIG. 1.13 : Moment magnétique moyen par atome d'alliages de métaux de transition en fonction du nombre moyen d'électrons de conduction par atome de ces alliages. Le coefficient d'asymétrie de spin β est positif pour les alliages situés sur la branche négative et négative pour des alliages situés sur la branche positive du diagramme.

1.2.1 Structure électronique des métaux de transition

Les matériaux utilisés pour l'électronique de spin sont usuellement des métaux de transition ferromagnétiques situés sur la pente négative de la courbe Slater-Néel-Pauling (voir figure 1.13). La configuration électronique de ces métaux est de type $3d^n 4s^2$, où $n = 6, 7, 8$ pour le Fe, Co, Ni respectivement. Le ferromagnétisme et le processus de polarisation a été décrit notamment par Stearns [39, 40]. Dans ces métaux, les bandes d ne sont que partiellement occupées et donnent naissance une aimantation spontanée. Dans un métal de transition, la structure de bande est généralement complexe et les interactions électrons-électrons et spin-orbite mélangent les orbitales s , p et d entre elles. La figure 1.14 présente un exemple de calcul de structure de bande du Fe, dans lequel le couplage spin-orbite est ignoré [41].

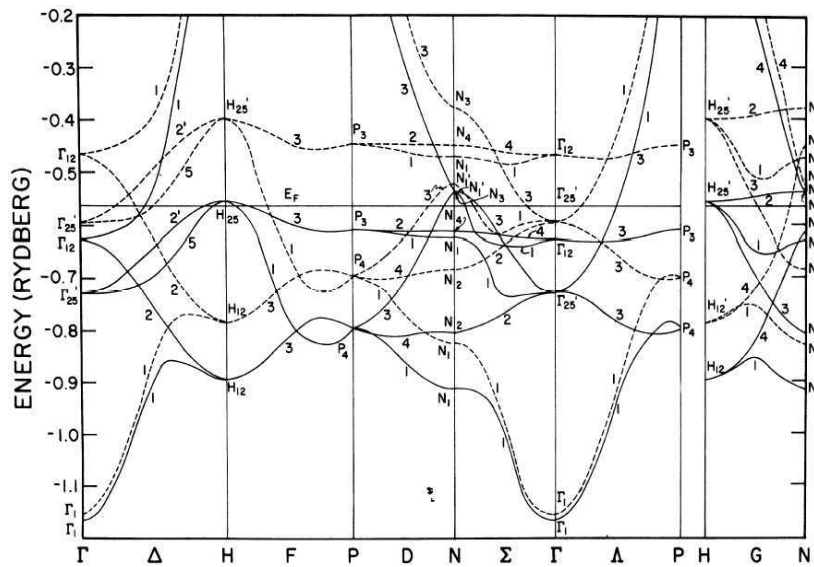


FIG. 1.14 : Structure de bandes du cristal de Fe fcc : Les traits pleins représentent le spin majoritaire et les tirets le spin minoritaire. D'après [41].

On constate que l'hybridation des électrons de type s , p et d permet la polarisation des électrons itinérants. Par exemple, on peut observer sur la figure 1.14 l'apparition de bandes de type parabolique dédoublées pour les électrons de spin majoritaire et minoritaire. Pour certaines structures épitaxiées que nous verrons plus loin, la symétrie des états de Bloch électroniques joue un rôle essentiel dans la compréhension du transport de spin. Néanmoins, la majorité des structures utilisées en spintronique sont polycristallines ou amorphes et peuvent être décrites dans l'approximation des électrons presque libres.

1.2.2 Modèle $s - d$

Le modèle $s - d$ a été introduit par Vonsovsky [42] pour les métaux de transitions de type d (donc, en particulier Fe, Co, Ni et leurs alliages). Ce modèle suppose l'existence de deux sous-ensemble d'électrons : les électrons itinérants de type s qui transportent le courant, et les électrons localisés de type d , responsables du moment magnétique. Le couplage entre les électrons d localisés est responsable de l'aimantation spontanée du matériau. L'interaction d'échange entre les électrons s (de densité de spin \mathbf{s}) et d (de densité de spin \mathbf{S}_d) lève la dégénérescence des électrons s , créant une polarisation du courant. Elle est décrite à travers la constante de couplage J_{sd} , sous la forme $-J_{sd}\mathbf{s}\cdot\mathbf{S}_d$. Le couplage entre les électrons s est négligé du fait de leur faible localisation.

Une telle supposition ne convient formellement pas aux métaux de transition de type d , mais permet de donner une image qualitative relativement juste du transport dans les multicouches magnétiques. Le tableau 1.1 donne, pour des métaux ferromagnétiques usuels, les valeurs de l'énergie d'échange ΔE_d entre les électrons d , le moment magnétique atomique résultant et le taux de polarisation du courant mesuré par Tedrow et Meservey [43].

	Ni	Co	Fe
ΔE_d	0.35 eV	1.4 eV	2 eV
M_s	0.6 μ_B	1.7 μ_B	2.2 μ_B
P	11 %	34 %	44 %

TAB. 1.1 : *Energie d'échange des électrons d , moment magnétique par atome et taux de polarisation du courant tunnel [43] pour les trois métaux ferromagnétiques de transition usuellement utilisés en spintronique.*

Les électrons de spin majoritaire et minoritaire possèdent donc des densités d'états différentes. Cette différence se traduira de deux manières, selon le type de transport envisagé. Dans les multicouches métalliques magnétiques, la section efficace de diffusion des électrons dépend des densités d'états de ces électrons. Ainsi, le libre parcours moyen sera différent pour les deux projections de spin. Dans une jonction tunnel magnétique, le vecteur d'onde des électrons au niveau de Fermi sera différent pour les deux projections de spin et donc la transmission à travers la barrière dépendra de la projection de spin considérée. Rappelons que nous ne considérons pas ici les effets de symétries cristallines.

1.2.3 Processus de relaxation

Lorsque les électrons majoritaires et minoritaires évoluent dans un métal ferromagnétique, ils subissent différentes interactions avec leur environnement (impuretés, magnons,

phonons...) de sorte que les deux canaux décrits précédemment ne sont plus indépendants.

Une première interaction est la diffusion élastique dépendante du spin [44, 45] (figure 1.15(a)). Chaque type d'électrons (majoritaire ou minoritaire) diffuse élastiquement sur les défauts du réseau avec un libre parcours moyen dépendant du spin λ_σ différent (règle d'or de Fermi). Le libre parcours moyen indépendant du spin est déterminé par

$$\lambda^* = \sqrt{\frac{1}{\lambda_\uparrow} + \frac{1}{\lambda_\downarrow}}$$

Cette longueur représente la longueur moyenne de diffusion d'un électron (considéré comme une superposition d'électrons majoritaire et minoritaire) dans un ferromagnétique sans qu'il perde la mémoire de son spin.

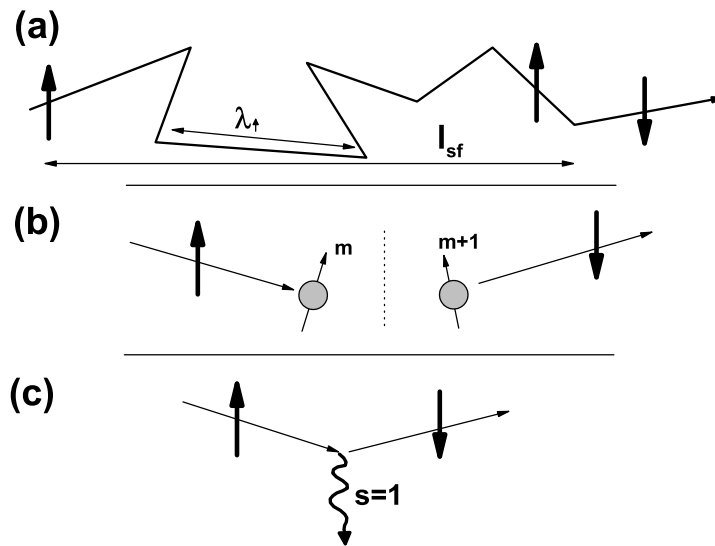


FIG. 1.15 : Schéma des différents processus de relaxation : (a) diffusion dépendante du spin; λ_σ est le libre parcours moyen dépendant du spin et l_{sf} est la longueur de diffusion de spin pour les électrons majoritaires; (b) diffusion de spin assistée par couplage spin-orbite; (c) diffusion de spin assistée par émission de magnons.

Un second processus de relaxation est la diffusion due au couplage spin-orbite [46] (figure 1.15(b)). Le couplage spin-orbite est décrit par l'Hamiltonien d'interaction $H_{so} = \xi \mathbf{l} \cdot \mathbf{s}$, où ξ est la constante d'interaction, \mathbf{l} est le moment orbital de l'atome et \mathbf{s} le spin de l'électron. H_{so} connecte les états $|m, \uparrow\rangle$ et $|m+1, \downarrow\rangle$, où m et (\uparrow, \downarrow) sont les projections du moment orbital de l'atome et du moment de spin de l'électron itinérant. Le couplage spin-orbite opère ainsi un transfert du spin de l'électron au moment orbital de l'atome. Ce processus de relaxation est donc non conservatif en spin.

Un dernier processus important dans ces systèmes est le couplage spin-magnons [47] (figure 1.15(c)). La collision des électrons itinérants s avec les magnons portés par les électrons localisés d transfère l'accumulation de spin des électrons s vers les électrons d . Autrement dit, il s'agit d'un processus d'égalisation de l'accumulation de spin dans le système d'électrons.

Pour décrire l'ensemble de ces relaxations, le taux de relaxation τ_{sf} dit de spin flip, ou de diffusion de spin, a été adopté. Les processus décrits ci-dessus ont pour conséquence de relaxer l'accumulation de spin par des interactions conservatives en spin ou non. La longueur de diffusion de spin, $l_{sf} = v_F \tau_{sf}$, est la longueur caractéristique de relaxation de l'accumulation de spin. Une discussion intéressante a été proposée [48] sur la dépendance en température des processus de relaxation.

1.2.4 Les différents régimes de transport

1.2.4.1 Régime diffusif

Comme nous l'avons vu, les effets de magnétorésistance peuvent être obtenus selon deux modes de mesures : CIP et CPP.

En configuration CIP, le courant circule dans le plan des couches, le champ électrique est parallèle aux interfaces. Nous ne nous étendons pas sur cette configuration mais notons que les deux phénomènes régulant le transport dépendant du spin dans les vannes de spin en configuration CIP sont la diffusion du spin dans le plan des couches (dont la grandeur caractéristique est le libre parcours moyen dépendant du spin) et les réflexions et transmissions dépendantes de spin aux interfaces entre les couches ferromagnétiques et les couches séparatrices.

Dans la configuration CPP, le courant circule perpendiculairement aux interfaces, le champ électrique est perpendiculaire au plan des couches. Comme les canaux de conduction transportant les électrons de spin majoritaire et minoritaire n'ont pas les mêmes conductivités dans les deux couches adjacentes (la conductivité pour les électrons majoritaires est usuellement plus grande dans la couche ferromagnétique que dans la couche non magnétique), une "accumulation de spin" apparaît au niveau de ces interfaces, qui va fortement influencer la polarisation du courant et donc la magnétorésistance CPP (GMR-CPP). La longueur caractéristique du transport n'est plus alors le libre parcours moyen dépendant du spin, mais la longueur de diffusion de spin. Ce mode de transport sera décrit plus en détail à la section 1.3.

1.2.4.2 Régime tunnel

Le régime tunnel est étudié en configuration CPP. Dans ce cas, les électrons traversent la barrière de potentiel sans modification de leur spin. Le transport est donc contrôlé par le recouvrement des fonctions d'ondes évanescentes, induites par les électrodes ferromagnétiques, dans la barrière. Ainsi, la qualité des interfaces, la structure et la qualité de la barrière ainsi que les symétries du système vont jouer un rôle majeur dans le transport. Bien que la perte de mémoire de spin (ou spin-flip) puisse avoir lieu dans de tels systèmes (impuretés dans la barrière, rugosité des interfaces, excitations d'ondes de spin près des interfaces), la diffusion de spin qui a lieu dans le volume des couches ferromagnétiques n'intervient pas dans le transport tunnel. Ce qui n'exclut pas que les fonctions d'onde soient influencées par l'épaisseur des couches ou leur structure cristalline comme nous le verrons dans la section 1.4.

1.2.4.3 Régime balistique

Un dernier régime que nous n'avons pas évoqué, situé entre le transport tunnel et le transport diffusif, est le transport balistique. Il est généralement réalisé dans des contacts ponctuels ou dans des systèmes permettant d'obtenir des parois de domaines magnétiques très étroites. Si la zone de changement d'état d'aimantation est très étroite (plus courte que le libre parcours moyen des électrons), alors les électrons ne subissent aucune diffusion et peuvent donner lieu à des magnétorésistances balistiques très élevées. La figure 1.16(a) présente un nanocontact de Ni ("uncoated area") électrodéposé entre deux fils de Ni en configuration "T". La figure 1.16(b) présente les mesures de magnétorésistance balistique en fonction du champ extérieur appliqué (noté H sur la figure 1.16(a)).

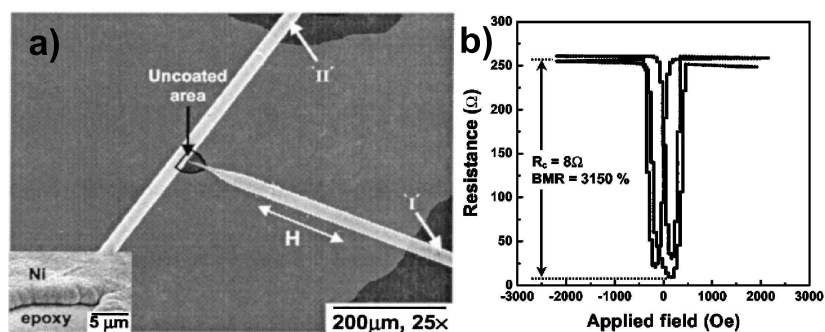


FIG. 1.16 : (a) Microscopie Electronique d'un nanocontact de Ni, électrodéposé entre deux fils de Ni; (b) Mesures de magnétorésistance balistique en fonction du champ extérieur. D'après [49].

Les magnétorésistances balistiques peuvent atteindre plus de 1000% [49], voire 100 000% [50] à température ambiante, mais les systèmes étudiés sont généralement complexes à mettre en oeuvre, notamment pour s'assurer que la géométrie du contact ne varie pas au cours de la mesure de magnétorésistance (sujet controversé). Nous ne nous étendons pas sur la magnétorésistance balistique dans ce manuscrit et nous renvoyons le lecteur intéressé aux références données ci-dessus.

1.3 Magnétorésistance géante

Nous ne nous intéresserons dans cette partie qu'à la GMR-CPP lorsque les aimantations des couches sont colinéaires. Dans le cas où les aimantations des couches ne sont plus colinéaires entre elles, les principes généraux exposés ci-dessous restent valables mais des phénomènes nouveaux apparaissent qui seront traités plus loin.

Nous avons vu que dans un système magnétique peu diffusif, le transport électronique peut être décrit sous la forme d'un circuit à deux canaux, chaque canal étant attribué à une direction de projection du spin. Ainsi, la densité de courant électrique J^e traversant la structure résulte de la somme de la densité de courant des électrons majoritaires J^\uparrow et de la densité de courant des électrons minoritaires J^\downarrow . La différence entre ces courants donne ce que l'on appelle un courant de spin J^s :

$$J^e = J^\uparrow + J^\downarrow \quad (1.9)$$

$$J^s = J^\uparrow - J^\downarrow \quad (1.10)$$

De la même manière que nous pouvons décrire un courant de spin, il est aussi possible de définir une aimantation effective locale due aux électrons itinérants :

$$\mathbf{m} = \mu_B (n^\uparrow - n^\downarrow) \mathbf{z} \quad (1.11)$$

où \mathbf{z} est colinéaire à la direction de l'aimantation locale des électrons d , $n^{\uparrow(\downarrow)}$ est la densité électronique des électrons itinérants majoritaires (minoritaires) et μ_B est le magnéton de Bohr. On peut donc définir une aimantation hors équilibre $\Delta\mathbf{m} = \mathbf{m} - \mathbf{m}_0$ (l'indice 0 dénote la valeur à l'équilibre) des électrons itinérants, ou accumulation de spin, qui n'apparaît que lorsque le courant est perpendiculaire aux interfaces et joue un rôle primordial dans le transport CPP car il modifie le potentiel vu par l'électron itinérant.

Après avoir décrit la physique de l'accumulation de spin, nous nous intéresserons aux propriétés des vannes de spin métalliques puis nous présenterons quelques éléments de théorie de la GMR-CPP.

1.3.1 Accumulation de spin

La clé de compréhension du transport diffusif dépendant du spin en géométrie CPP réside dans la construction ou la relaxation de l'accumulation de spin. En 1987, van Son et al. [51] et Johnson et al. [20] montrent que l'injection d'un courant d'électrons à travers une interface ferromagnétique/diamagnétique crée un déséquilibre local entre les densités électroniques des électrons majoritaires et minoritaires, générant une accumulation de spin. Il en résulte une résistance additionnelle d'interface.

Considérons une bicouche composée de deux électrodes semi-infinies, l'une diamagnétique et l'autre ferromagnétique (voir figure 1.17(a)) : les électrons issus de l'électrode de gauche sont non polarisés. Les électrons majoritaires et minoritaires sont donc diffusés de la même manière dans cette électrode. Or, dans l'électrode ferromagnétique de droite, les électrons minoritaires sont plus diffusés que les électrons majoritaires et on s'attend donc à ce que les électrons majoritaires issus de l'électrode diamagnétique traversent l'interface plus facilement que les électrons minoritaires. Cette forte asymétrie de diffusion implique une forte population de spin minoritaire au voisinage de l'interface créant ainsi une accumulation de spin négative (qui n'est pas nécessairement associée à une accumulation de charge). Cette accumulation de spin sera alors contrebalancée par des relaxations (spin-orbite, magnons...) permettant aux électrons minoritaires en excès de renverser leur spin et de traverser l'interface. Ce processus permet donc une construction de l'accumulation de spin dans le métal diamagnétique sur une longueur de l'ordre de la longueur de diffusion de spin l_{sf} .

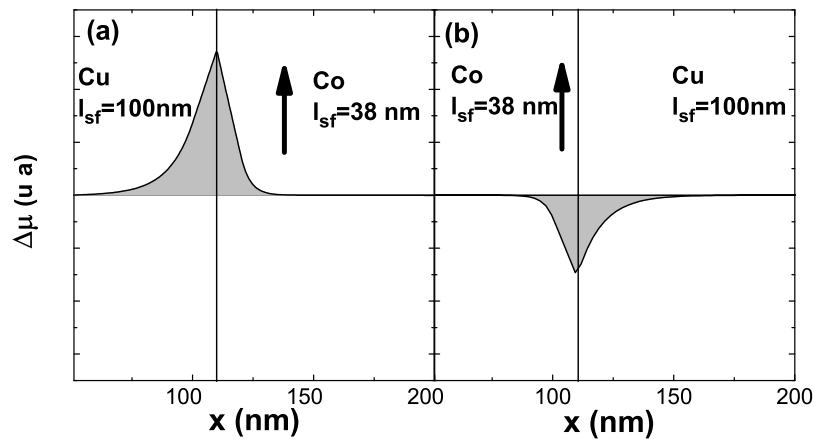


FIG. 1.17 : Différence des potentiels électrochimiques $\Delta\mu$ dans le cas d'une bicouche : Cu/Co (a) et Co/Cu (b). Ces profils sont calculés avec le logiciel présenté en référence [61].

Un processus similaire a lieu si l'on considère des électrons issus de l'électrode ferroma-

gnétique et se propageant vers l'électrode diamagnétique. Dans ce cas, une accumulation de spin positive apparaît. La figure 1.17(b) montre le profil de la différence de potentiel électrochimique $\Delta\mu = \mu^\uparrow - \mu^\downarrow = 2\Delta m/3n\mu_B$ [52], où n est la densité électronique ($n < 0$) et μ_B le magnéton de Bohr. Ce potentiel supplémentaire va jouer un rôle primordial dans la construction de la polarisation du courant.

1.3.2 Propriétés des vanes de spin CPP

De nombreuses études ont été réalisées sur des multicouches magnétiques afin de déterminer les paramètres importants du transport dans les vanes de spin, en particulier à Michigan State University [53]. Nous décrivons ici les grandes lignes de ces études ainsi que les résultats les plus importants.

1.3.2.1 Influence de la structure

La nature des matériaux utilisés est évidemment essentielle. Trois paramètres interviennent en premier lieu : l'asymétrie en spin dans le volume β , aux interfaces γ , et la longueur de diffusion de spin l_{sf} :

$$\beta = \frac{\rho^\uparrow - \rho^\downarrow}{\rho^\uparrow + \rho^\downarrow} \quad (1.12)$$

$$\gamma = \frac{r^\uparrow - r^\downarrow}{r^\uparrow + r^\downarrow} \quad (1.13)$$

où ρ^ν et r^ν sont la résistivité volumique et la résistance d'interface pour les électrons de projection de spin ν . La diffusion du spin (c'est-à-dire sa probabilité de renversement $1/\tau_{sf}$) permet de modifier la polarisation du courant électrique afin d'estimer les valeurs d'asymétrie de spin, β et γ , du matériau considéré.

La figure 1.18 présente des mesures de magnétorésistance absolue ($A\Delta R = A(R^{AP} - R^P)$, A étant l'aire de la vanne de spin) effectuées sur des vanes de spin de type FeMn/CoFe(t)/Cu(20 nm)/CoFe(t) et FeMn/Co(t)/Cu(20 nm)/Co(t), en fonction de l'épaisseur des électrodes [54]. On constate que la magnétorésistance de la première vanne de spin augmente plus rapidement que celle de la seconde et que les deux magnétorésistances semblent saturer pour des épaisseurs d'électrodes différentes. La première remarque tient dans le paramètre β : le CoFe présente une polarisation plus importante que le Co pur, ce qui se traduit par une magnétorésistance plus importante. La seconde remarque tient dans la longueur de diffusion de spin. En effet, le CoFe possède une longueur de diffusion de spin plus courte que le Co à cause des distortions introduites par le Fe dans le réseau de Co. Lorsque l'épaisseur des électrodes est plus faible que l_{sf} , la polarisation du courant continue de se construire, mais lorsque l'épaisseur est plus grande que l_{sf} , l'épaisseur supplémentaire de matériau ferromagnétique

ne contribue plus à la magnétorésistance. Cette épaisseur supplémentaire n'est plus active au regard de la construction de la polarisation.

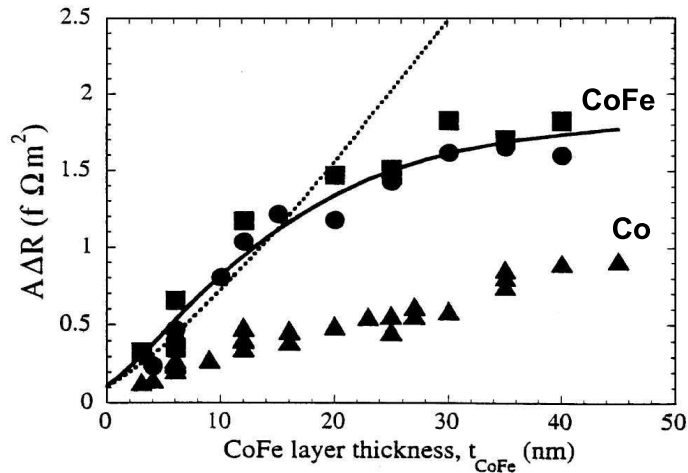


FIG. 1.18 : Magnétorésistance absolue $A\Delta R$ pour les vanes de spin $\text{FeMn}/\text{CoFe}(t)/\text{Cu}(20 \text{ nm})/\text{CoFe}(t)$ (carrés et cercles) et $\text{FeMn}/\text{Co}(t)/\text{Cu}(20 \text{ nm})/\text{Co}(t)$ (triangles), en fonction de l'épaisseur des électrodes ferromagnétiques. D'après [54].

Au contraire, si la diffusion de spin permet de construire la polarisation dans un matériau ferromagnétique, cette diffusion de spin dans la couche non magnétique séparatrice, détruit la polarisation. La figure 1.19 (gauche) montre la magnétorésistance absolue d'une vanne de spin de type $\text{NiFe}/\text{Cu}(13.5-t_{\text{CuPt}})/\text{CuPt}(t_{\text{CuPt}})/\text{Cu}(1.5)/\text{NiFe}$ (en nm) en fonction de t_{CuPt} [55]. Le Cu pur possède une longueur de diffusion de spin très grande ($\approx 500 - 1000 \text{ nm}$), mais lorsqu'on lui ajoute des impuretés de Pt (matériau à très fort couplage spin-orbite), sa longueur de diffusion de spin est réduite à 6-7 nm [56]. Ainsi, lorsque l'on augmente l'épaisseur t_{CuPt} , le taux de perte de mémoire de spin dans la couche séparatrice augmente et le courant incident sur la seconde électrode perd sa polarisation initiale. Il en résulte une décroissance exponentielle de la magnétorésistance absolue.

Nous avons vu en début de chapitre que la structure de bande des matériaux ferromagnétiques joue un rôle majeur dans la description du transport de spin. Ainsi, en dopant les électrodes ferromagnétiques, il est possible de modifier profondément la structure de bande et d'inverser le coefficient d'asymétrie de spin β (figure 1.13). La figure 1.19 (droite) présente la variation de la magnétorésistance géante en fonction de l'épaisseur des couches ferromagnétiques dopées dans des multicouches métalliques magnétiques. Pour certains dopages, il est possible d'obtenir une inversion de la magnétorésistance (l'état de forte de résistance est obtenu lorsque les aimantations sont parallèles). Ces effets ont été étudiés en détail par

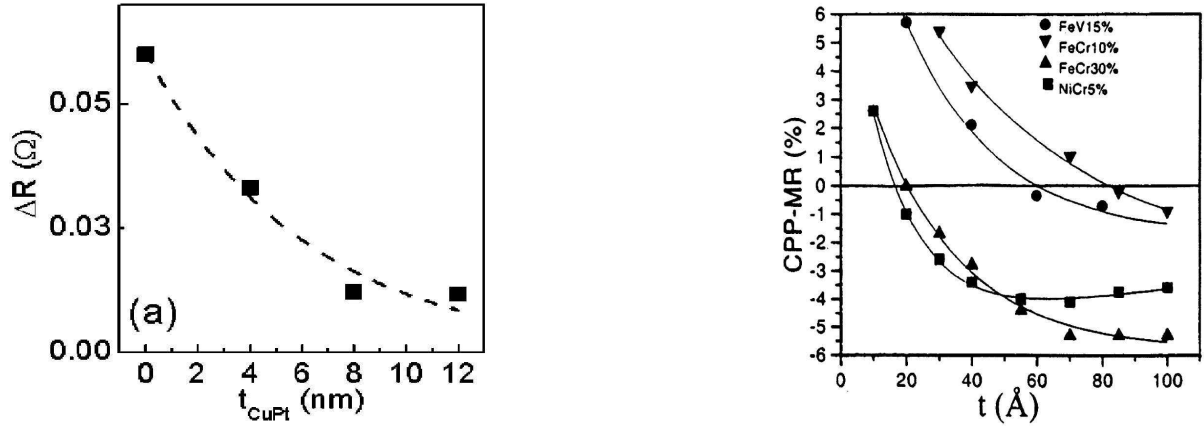


FIG. 1.19 : Gauche : Magnétorésistance absolue en fonction de l'épaisseur t_{CuPt} pour une vanne de spin $NiFe/Cu(13.5-t_{CuPt})/CuPt(t_{CuPt})/Cu(1.5)/NiFe$ (en nm). D'après [55]. Droite : Magnétorésistance en fonction de t pour des multicouches $[Co(0.4\text{ nm})/Cu(2.3\text{ nm})/X(t)/Cu(2.3\text{ nm})]_{20}$, avec $X=FeV$ (15%), $FeCr$ (10%), $FeCr$ (30%), et $NiCr$ (5%). D'après [53].

Vouille et al. [57].

Enfin, si la diffusion de spin dans les couches métalliques joue un rôle important, les interfaces peuvent elles aussi largement contribuer à la construction de la magnétorésistance. Dans une structure laminée, la résistance interfaciale peut en effet augmenter la résistance de la partie active de la vanne de spin (la partie active est définie comme les deux électrodes et la couche séparatrice créant effectivement l'effet GMR-CPP), augmentant ainsi la magnétorésistance totale [58]. Néanmoins, il s'avère que les rugosités et imperfections des interfaces peuvent elles aussi induire une perte de la mémoire du spin. C'est pourquoi Eid et al. [59] ont introduit la notion de spin-flip interfacial δ ($\delta \approx 25\%$ pour une interface Co/Cu [59]). L'interface entre deux matériaux peut être alors décrite comme une couche virtuelle d'épaisseur effective t^* , de résistivité $\rho^* = r/t^*$, d'asymétrie de spin γ et de longueur de diffusion de spin $l_{sf}^* = -t^*/\ln(1 - \delta)$.

On peut donc utiliser des laminations, en exploitant cette diffusion interfaciale pour contruire la polarisation du courant de manière très efficace. La figure 1.20 montre la polarisation du courant calculée dans une couche non laminée (a) et laminée (b), pour deux ferromagnétiques Co et $CoFe$ [58]. On observe que la longueur sur laquelle la polarisation se construit est plus courte dans le cas laminé (la longueur de diffusion de spin moyenne est plus courte grâce au spin-flip interfacial) que dans le cas non laminé. De plus, le taux de polarisation est lui aussi plus élevé à cause de la contribution plus importante des interfaces dont l'asymétrie de spin est généralement plus importante que dans les volumes ferromagnétiques

($\beta = 0.35$ dans le Co et $\gamma = 0.7$ pour l'interface Co/Cu [59]).

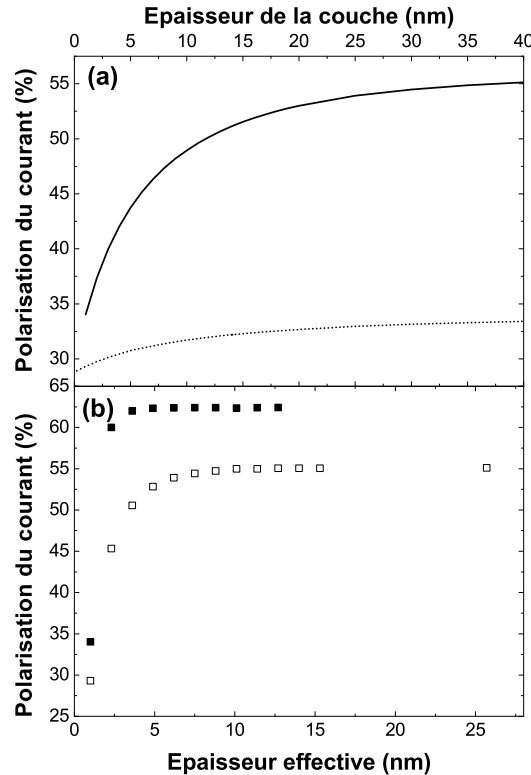


FIG. 1.20 : Polarisation du courant de spin dans une tricouche Cu/F/Cu calculée en fonction de l'épaisseur de F. (a) F est une couche de Co (pointillé) et de CoFe (line pleine); (b) F est une multicouche [Co(1 nm)/Cu(0.3 nm)/Co(1 nm)]_n (carrés blancs) et [CoFe(1 nm)/Cu(0.3 nm)/CoFe(1 nm)]_n (carrés noirs). D'après [58].

1.3.3 Théorie semi-classique de la magnéto-résistance CPP

Le paragraphe précédent a montré que le transport diffusif en configuration CPP est complexe et fait intervenir plusieurs paramètres, volumiques (asymétrie de spin β , longueur de diffusion de spin l_{sf} et résistivité ρ) et interfaciaux (asymétrie de spin γ , spin-flip interfacial δ et résistance interfaciale r).

Valet et Fert [52] ont été les premiers à proposer une théorie prenant en compte tous ces paramètres (excepté le spin-flip interfacial qui peut être introduit à l'aide d'une couche virtuelle remplaçant l'interface [60]). Pour des couches dont l'épaisseur est inférieure à l_{sf} , le transport est décrit par deux équations de Boltzmann couplées, représentant chacune le transport d'une projection du spin de l'électron. Ces équations prennent en compte les

processus de relaxation évoqués à la section 1.2.3. Dans le cas où le libre parcours moyen λ_σ est petit devant la longueur de diffusion de spin ($\lambda_\sigma \ll l_{sf}$), les auteurs démontrent que les équations couplées pour un transport unidimensionnel sont réduites à

$$\frac{e}{\sigma_\nu} \frac{\partial J^\nu}{\partial z} = \frac{\bar{\mu}_\nu - \bar{\mu}_{-\nu}}{l_{sf}^2} \quad (1.14)$$

$$J^\nu = \frac{\sigma_\nu}{e} \frac{\partial \bar{\mu}^\nu}{\partial z} \quad (1.15)$$

où μ^ν est le potentiel électrochimique pour la projection de spin ν , σ_ν la conductivité pour le canal de spin ν et J^ν est la densité de courant des spins ν . La construction de la polarisation du courant est ainsi liée à celle de l'accumulation de spin et vice-versa. De plus, ce modèle insiste sur le fait que le transport dépendant du spin dans les métaux est un phénomène non-local et que toutes les couches contribuent à la polarisation du courant le long de la structure. La résolution de ces équations montre enfin que l'accumulation de spin (ou le courant de spin) varie de façon exponentielle avec la distance à l'interface, ce qui est confirmé par la décroissance exponentielle observée pour la GMR-CPP sur la figure 1.19 par exemple. Dix ans plus tard, Strelkov et al. [61] ont étendu ce modèle pour des multicouches magnétiques arbitraires puis pour des multicouches dont les aimantations possèdent une orientation arbitraire [62]. D'autres auteurs ont proposé des théories fondées sur des approches différentes, en accord avec la théorie de Valet et Fert [63].

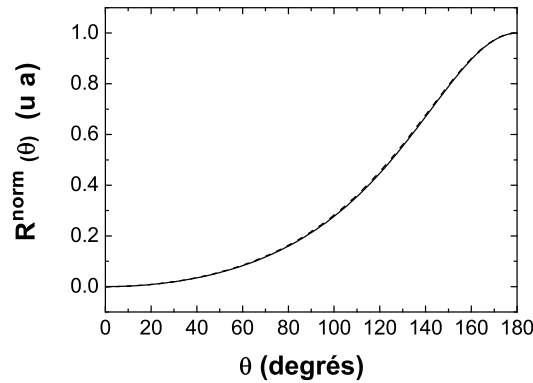


FIG. 1.21 : Dépendance angulaire de la magnétorésistance géante normalisée. D'après [62].

Notons que la dépendance angulaire prédite par ces théories montre que la résistance d'une vanne de spin de type $F_1/N/F_2$ (F sont des électrodes ferromagnétiques et N est une couche non magnétique) varie selon la forme (voir figure 1.21) :

$$R^{\text{norm}}(\Theta) = [R(\Theta) - R(0)] / [R(\pi) - R(0)] = \left[1 - \cos^2 \frac{\Theta}{2} \right] / \left[1 + \chi \cos^2 \frac{\Theta}{2} \right] \quad (1.16)$$

où $R(0)$ et $R(\pi)$ sont les valeurs des résistances de la vanne de spin en configuration parallèle et antiparallèle ($\chi \in [1, 10]$ [62, 64]).

1.4 Magnéto-résistance tunnel

Depuis la réalisation de Moodera et al. [25] en 1995, de nombreux efforts ont été fournis pour réaliser des JTM correspondant aux exigences des applications. Dans ce cadre, un double objectif est poursuivi : atteindre des amplitudes de TMR les plus hautes possibles, tout en conservant un produit RA (résistance \times aire de la jonction) suffisamment petit pour être compatible avec les transistors à base de silicium.

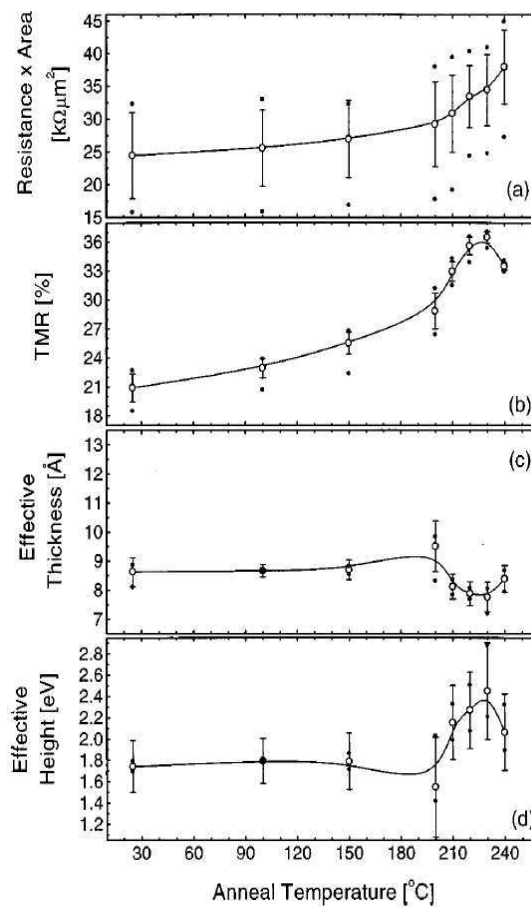


FIG. 1.22 : Influence de la température de recuit sur les propriétés de jonctions tunnel de type $\text{CoFe (2 nm)}/\text{Al}_2\text{O}_3 /\text{CoFe (4 nm)}$: (a) produit RA, (b) TMR à 5 mV, (c) épaisseur effective de la barrière, et (d) hauteur effective de la barrière. D'après [65].

Comme nous l'avons vu précédemment, le transport tunnel dépendant du spin peut

s'expliquer sans tenir compte des effets d'accumulation de spin. L'essentiel de la physique des jonctions tunnel magnétiques se situe au niveau des interfaces et de la barrière. Ainsi, un investissement particulièrement important a été réalisé dans la recherche de nouveaux matériaux (CoFeB, MgO etc...) et de nombreuses expériences fondamentales ont permis de mieux saisir la nature de la physique du transport tunnel dépendant du spin.

1.4.1 Electrodes et interfaces

Une première étude (voir figure 1.22) sur des JTM de type CoFe/Al₂O₃(1 nm)/CoFe a montré que le recuit d'une jonction après dépôt pouvait améliorer les propriétés de transport de la jonction tunnel [65]. Dans une jonction à base d'alumine, le recuit homogénéise l'oxydation de la barrière et réduit la rugosité des interfaces, permettant un transport de spin plus efficace [65]. La température de recuit pour laquelle la TMR est maximale correspond à une hauteur de barrière plus grande et une épaisseur effective plus faible. Pour évaluer la hauteur et l'épaisseur effectives de la barrière tunnel, les auteurs ont utilisé le modèle de Simmons qui s'applique à faible tension pour des jonctions tunnel usuelles dont les barrières sont suffisamment épaisses [66].

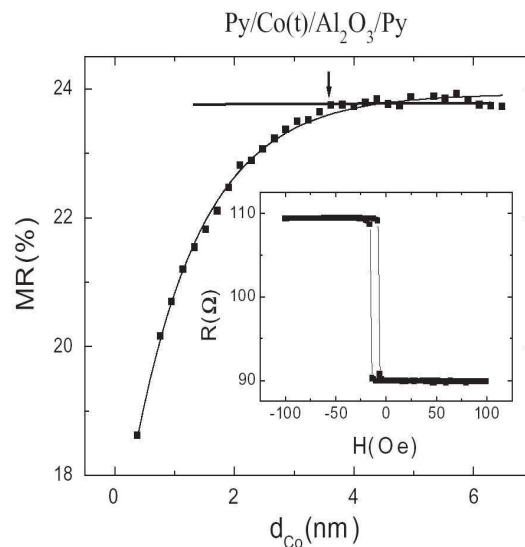


FIG. 1.23 : Magnétorésistance tunnel d'une jonction de type Py/Co(t)/AlO_x/Py en fonction de l'épaisseur de Co. D'après [73].

En suivant l'interprétation simple de la TMR donnée par Jullière, le choix d'électrodes présentant une forte polarisation peut aussi amener à une augmentation de la TMR. Ainsi, en utilisant du CoFe [67] polycristallin ou du CoFeB amorphe [68], il est possible d'obtenir

des TMR de l'ordre de 70%, voire 100% [69] dans des jonctions tunnel magnétiques à base d' Al_2O_3 . Des électrodes demi-métalliques ont aussi été utilisées, comme le $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$ (LSMO). Bowen et al. [70, 71] ont ainsi obtenu une magnétorésistance tunnel de l'ordre de 1800% à basse température dans une jonction de type LSMO/STO/LSMO.

L'influence de l'épaisseur des électrodes sur le transport tunnel a aussi été étudiée [72, 73]. En modifiant l'épaisseur de Co dans une jonction de type Py/Co(t)/AlOx/Py, on observe une saturation de la valeur de la magnétorésistance pour une épaisseur de Co de près de 4 nm. Cette expérience indique que la construction des fonctions d'onde s'effectue sur près de 4 nm (pour le Co) et qu'au-delà, la structure n'influence plus le transport tunnel.

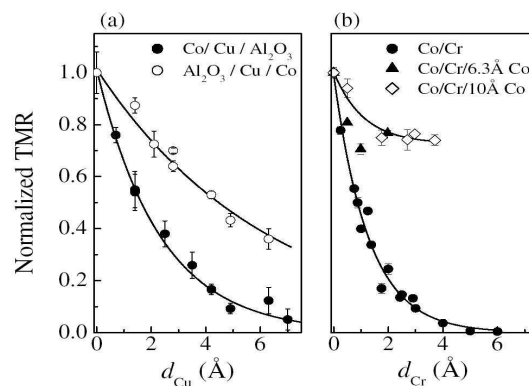


FIG. 1.24 : TMR normalisée mesurée à 10 K en fonction de l'épaisseur de M pour des jonctions $\text{Co}/M(d_M)/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}$ et $\text{Co}/\text{Al}_2\text{O}_3/M(d_M)/\text{Co}$ pour $M = \text{Cu}$ (a) et $M = \text{Cr}$ (b). Les traits pleins suivent une décroissance exponentielle. D'après [23].

Enfin, les études menées par LeClair et al. [74, 75] ont démontré le rôle dominant de l'interface dans le transport tunnel. En insérant des impuretés ou des couches métalliques aux interfaces de jonctions tunnel magnétiques standards (voir figure 1.24), les auteurs observent une chute exponentielle de la TMR. Ces études sont à rapprocher des travaux de Moodera et al. [76] et Nozaki et al. [77] sur les puits quantiques d'interface dans les JTM. En insérant une couche d'un matériau métallique non magnétique entre l'électrode ferromagnétique et la barrière, les auteurs observent une oscillation décroissante de la TMR en fonction de l'épaisseur de la couche non magnétique, due aux états résonants dans cette couche. Ces résultats ont été étudiés théoriquement par plusieurs théoriciens [78]. Ils soulignent aussi le rôle crucial joué par les densités d'états aux interfaces dans le transport tunnel.

1.4.2 Barrières tunnel

La réduction de la taille des jonctions, la nécessité d'obtenir de hautes TMR et de faibles RA a amené les équipes de recherche à se concentrer sur la nature des barrières elles-mêmes. En effet, si la hauteur et l'épaisseur de la barrière déterminent le produit RA, ils influencent aussi la TMR (voir figure 1.22 par exemple). Des valeurs importantes de la TMR ont été obtenues pour des jonctions à base de Ta_2O_5 [79, 80], AlO_xN_y [81, 82], Ga_2O_3 [83], ZrO_2 [84], $ZrAlO_x$ [85], AlO_xF_y [86], $TiAlO_x$ [87], InO_x [88], MgO [89] et $SrTiO_3$ [70]. La motivation principale est ici la réduction du produit RA en choisissant des barrières dont la croissance semble mieux maîtrisée que pour l'alumine : les barrières à base de $ZrAlO_x$, ZrO_x sont amorphes, ce qui permet une oxydation plus uniforme par rapport à Al qui est microcristallisé et s'oxyde par les joints de grains [90]. De plus, l'ajout d'impuretés telles que le Ti peut modifier la structure de la barrière d'alumine [87], permettant d'accroître la TMR (voir figure 1.25).

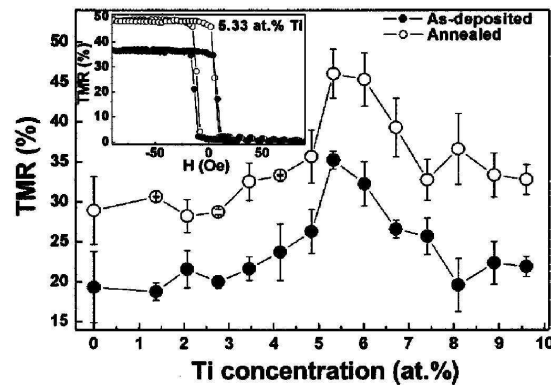


FIG. 1.25 : TMR d'une jonction $CoFe/AlO_x+Ti/CoFe$, en fonction de la concentration atomique de Ti. D'après [87].

Dans ce contexte, l'utilisation d'électrodes demi-métalliques (comme le LSMO [91]) a apporté d'importantes informations sur le transport tunnel dépendant du spin. Ainsi, De Teresa et al. [92] ont démontré l'importance de la nature de la barrière dans le transport tunnel. Le modèle de Jullière exposé au paragraphe 1.1.3, couramment utilisé pour évaluer les taux de polarisation effective des densités d'états aux interfaces dans les jonctions à base d'alumine et de MgO , s'applique en réalité à des JTM dont les barrières sont amorphes et de hauteur infinie. Pour des barrières de hauteurs finies, Slonczewski a montré que la polarisation dépend explicitement de la nature de la barrière [28].

Ainsi, en étudiant des JTM de type LSMO/I/Co (I est un isolant), pour différentes barrières ($SrTiO_3$, $Ce_{0.85}La_{0.15}O_3$, Al_2O_3), De Teresa et al. [92] ont observé des variations

importantes de la TMR. Avec une barrière d'alumine, la TMR usuelle est observée (basse résistance en état parallèle et haute résistance en état antiparallèle), conformément à la polarisation positive du Co trouvée dans les JTM à base d'alumine. En revanche une TMR inverse est trouvée lorsque la barrière est de SrTiO_3 (voir figure 1.26). La structure électronique aux interfaces électrodes/barrière dépend donc fortement de la nature et de la structure de bande de la barrière. Tsymbal et al. [93, 94] ont expliqué ce résultat par la présence d'états localisés dans la barrière. Dans une barrière d' Al_2O_3 , les états localisés sur les atomes d'Al sont de type s tandis que dans une barrière de SrTiO_3 , les états localisés sur les atomes de Ti sont de type d . Ainsi, le transport tunnel à travers le SrTiO_3 est principalement dû aux électrons de type d (polarisés négativement à l'interface), tandis que dans une barrière d' Al_2O_3 , il est dû aux électrons de type s (polarisés positivement à l'interface).

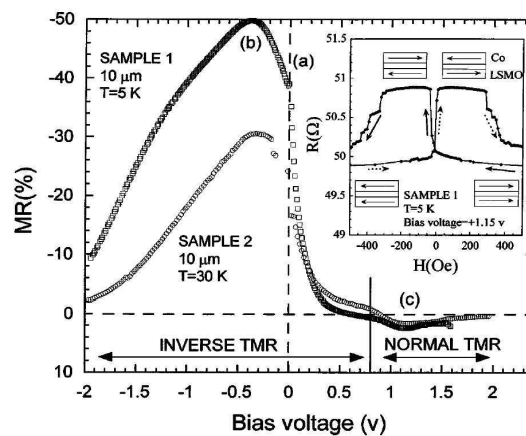


FIG. 1.26 : TMR en fonction de la tension appliquée pour une jonction $\text{Co}/\text{SrTiO}_3/\text{LSMO}$. D'après [92].

Malgré tous les efforts réalisés dans ce domaine, l'alumine est longtemps restée la barrière tunnel de référence et de loin la mieux maîtrisée. Cependant, la découverte des propriétés de filtrage en spin par la symétrie des fonctions d'ondes dans les structures cristallines telles que $\text{Fe}/\text{MgO}/\text{Fe}(001)$ [95, 96] a été l'occasion de franchir une étape supplémentaire vers les applications des JTM.

1.4.3 Symétries cristallines

Les études de magnétorésistance dans les jonctions à base de MgO, epitaxiées ou déposées par pulvérisation ont donné depuis 2001 des résultats spectaculaires, bien qu'encore inférieurs aux prédictions théoriques [26, 89]. Dans ces systèmes, les symétries cristallines du Fe et du MgO sont similaires et il est possible d'obtenir une structure cristalline presque parfaite afin

que les états de symétries électroniques soient les mêmes sur l'ensemble de la jonction. Les symétries cristallines du Fe(100) induisent l'existence de quatre types de bandes électroniques (représentées sur la figure 1.27), combinaisons linéaires des orbitales atomiques s , p et d : Δ_1 , Δ_2 , $\Delta_{2'}$ et Δ_5 [95, 96]. Conformément à la figure 1.27, les électrons de symétrie Δ_1 sont de caractère spd (la courbure de la bande est proche de la dispersion parabolique des électrons libres), les électrons de symétrie Δ_5 sont de caractère pd (moins dispersifs), et les électrons de symétrie Δ_2 et $\Delta_{2'}$ sont de caractère essentiellement d . On constate de plus qu'au niveau de Fermi, les électrons de symétrie Δ_1 n'existent que dans leur projection de spin majoritaire. Le Fe(100) est donc un demi-métal au regard de la symétrie Δ_1 . Cette propriété est spécifique à la direction (100), et n'est pas vraie dans le cas des autres directions de croissance (voir par exemple les études de Yuasa et al. sur l'influence de la direction de croissance cristalline sur la TMR [97]).

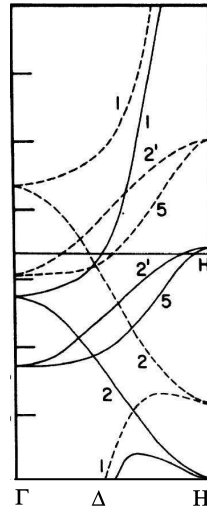


FIG. 1.27 : Agrandissement de la zone Γ - Δ - H de la figure 1.14.

Dans un processus tunnel élastique, sans diffusion, un état d'une symétrie donnée ne peut être accepté que par un autre état de la même symétrie. Ainsi les électrons de symétrie Δ_1 ne pourront être injectés (collectés) dans (depuis) la barrière que si celle-ci possède une telle symétrie, ce qui est le cas pour une structure de type Fe/MgO/Fe(001).

Ainsi, une seconde propriété des barrières cristallines est la présence de MIGS (metal-induced gap states) dans la barrière. Les études menées par Mavropoulos et al. [98] montrent que dans une JTM cristalline, les états à l'interface ferromagnétique/isolant peuvent être décrits par des états de vecteur d'onde complexe $k_z = q + i\kappa$ (k_z est ici perpendiculaire à l'interface), qui donnent ainsi lieu à une structure de bande complexe. La valeur de la partie imaginaire κ au niveau de Fermi donne l'amplitude d'évanescence de la fonction d'onde dans

l'isolant [99].

La figure 1.28 montre la structure de bande complexe du MgO sur la ligne $\Gamma - X$ (le panneau central présente la structure de bande réelle tandis que les panneaux latéraux décrivent la structure de bande imaginaire selon deux directions d'incidence). La partie imaginaire κ_{Δ_1} pour des électrons de symétrie Δ_1 est plus petite que la partie imaginaire κ_{Δ_5} pour des électrons de symétrie Δ_5 par exemple. On peut donc résumer cette propriété de la manière suivante : dans une JTM cristalline, la périodicité du réseau dans le plan parallèle aux plans des couches implique que les états de Bloch de symétries différentes dans les électrodes cristallines posséderont un taux de décroissance différent dans la barrière.

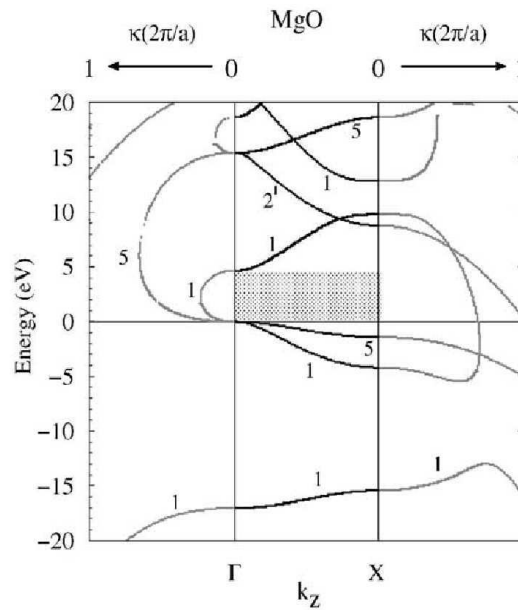


FIG. 1.28 : Structure de bandes complexe du MgO pour un électron de vecteur d'onde $\mathbf{k} = (\mathbf{k}_{\parallel}, q + i\kappa)$ avec $\mathbf{k}_{\parallel} = 0$ et $q = 0$ (gauche) et $q = 2\pi/a$ (droite). D'après [99].

Ces différents éléments (symétries du Fe et MIGS du Fe/MgO) se conjuguent pour donner une nature du transport de spin particulièrement riche dans ces jonctions. La figure 1.29 montre les densités d'état tunnel (TDOS) pour les différentes symétries et projections de spin en configuration parallèle et antiparallèle. Les TDOS illustrent la probabilité de transmission d'un électron à travers la structure. En configuration parallèle (figures du haut), on constate que le taux de décroissance des électrons majoritaires Δ_1 est bien plus faible que pour les autres symétries et projections de spin. Le transport est donc dominé par les électrons majoritaires et de symétrie Δ_1 . En configuration antiparallèle (figures du bas), les électrons majoritaires Δ_1 sont totalement réfléchis par la barrière, puisqu'il n'y a pas d'état Δ_1 pour

les recevoir dans l'électrode de droite. Cela se traduit par une décroissance continue de la TDOS dans la barrière puis dans l'électrode de droite. Les électrons minoritaires Δ_2 ne pourront pas non plus établir de canal entre les deux électrodes puisqu'il n'y a pas de bande Δ_2 minoritaire pour les recevoir dans l'électrode de droite. Ainsi, en configuration antiparallèle, le transport est dominé par la symétrie Δ_5 .

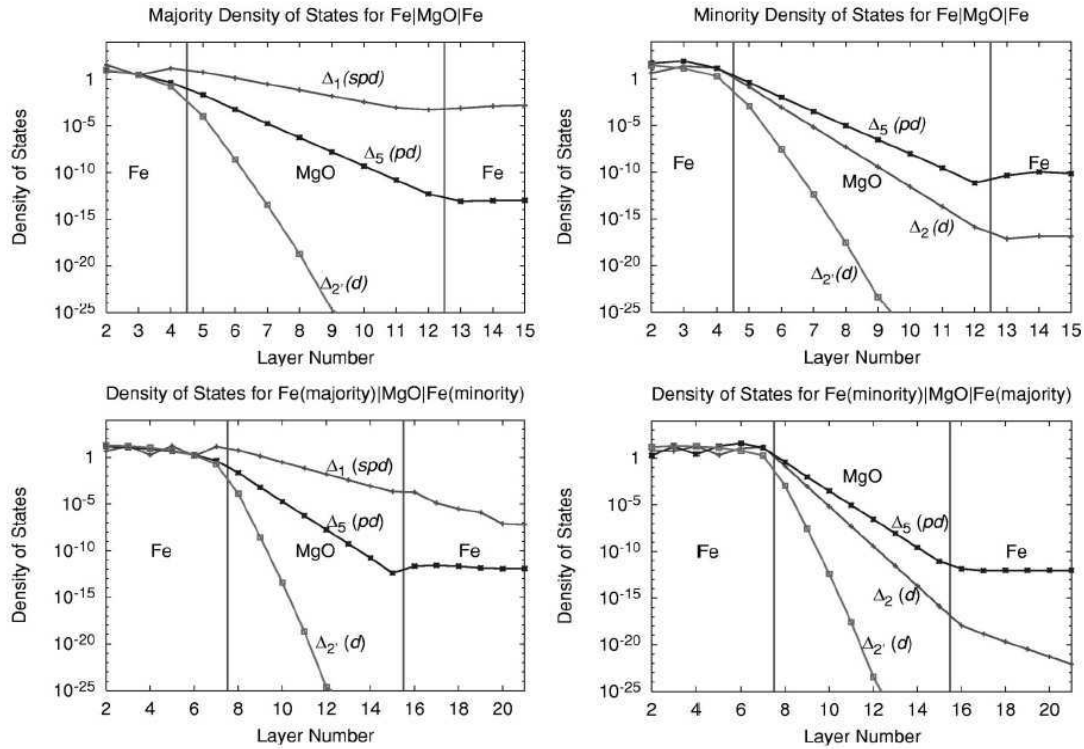


FIG. 1.29 : Densités d'états tunnel (TDOS) pour $k_{\parallel} = 0$ dans une jonction $Fe(100)/MgO/Fe(100)$. Les quatre figures présentent les TDOS pour les électrons de spin majoritaire (gauche), minoritaire (droite) en configuration parallèle (figures du haut) et antiparallèle (figures du bas). D'après [96].

Cette forte sélection en spin, due à la structure cristalline du MgO, permet d'atteindre des magnétorésistances tunnel très élevées. Les résultats ont vite atteint des valeurs encore jamais envisagées avec les barrières amorphes, comme nous l'avons vu en introduction.

D'autres effets, comme les états minoritaires résonnants à l'interface, sont observés dans les calculs ab-initio et permettent d'expliquer la chute de la TMR à faible épaisseur de barrière [93]. Nous ne rentrerons pas plus en avant dans ces détails. Nous invitons le lecteur à se reporter aux études présentées par Faure-Vincent [100] ou Tiusan [101].

Outre la très forte magnétorésistance, Matsumoto et al. [102] ont démontré l'oscillation de TMR en fonction de l'épaisseur de la barrière (voir figure 1.30). Cette oscillation est interprétée comme issue de l'interférence entre les électrons de symétries Δ_1 et Δ_5 . L'explication n'est cependant pas encore très claire et il est possible que les JTM à base de MgO révèlent encore à l'avenir d'autres caractéristiques originales.

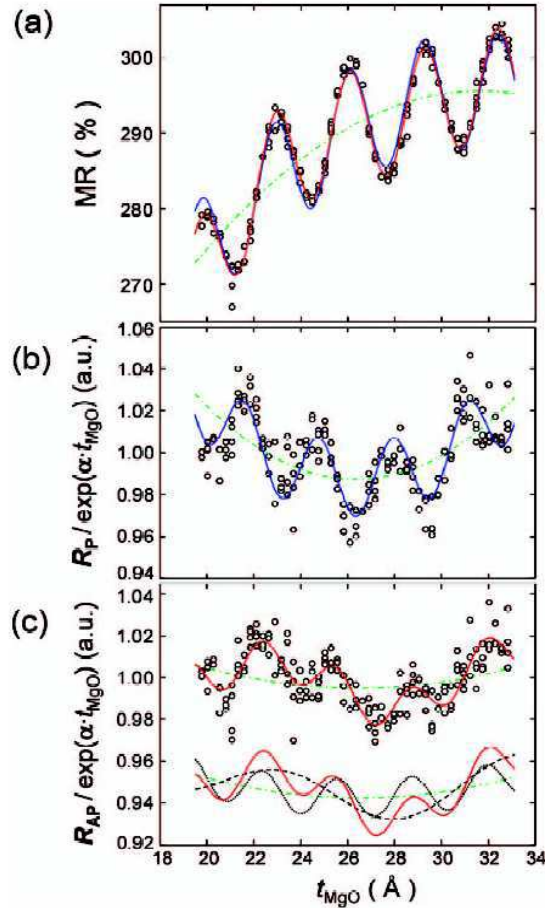


FIG. 1.30 : (a) TMR, (b) $R^P/\exp(\alpha t_{MgO})$, (c) $R^{AP}/\exp(\alpha t_{MgO})$. α est un paramètre déduit des mesures de conductance. D'après [102].

1.4.4 Caractéristiques I(V) et TMR

La caractéristique I(V) d'une jonction tunnel révèle la structure des densités d'états aux interfaces. La dépendance en tension de la TMR révèle quant à elle la polarisation de ces densités d'états. La dépendance de la magnétorésistance tunnel en fonction de la tension est une caractéristique particulièrement riche en informations et permet d'évaluer la qualité de

la JTM. Dans les JTM à base d'alumine, on constate généralement une chute de la TMR en fonction de la tension, voire une inversion à fortes tensions.

A basse température, une chute brutale de la TMR à tension faible apparaît, suivie d'une chute plus douce à tension plus élevée. Pour expliquer la chute de TMR, Zhang et al. [103] ont suggéré l'excitation de magnons par l'injection d'électrons chauds (dont l'énergie est supérieure à l'énergie de Fermi de l'électrode collectrice). Ces magnons contribuent à diminuer la magnétorésistance et permettent de décrire la chute de TMR jusqu'à des tensions appliquées de 200 mV. Cette interprétation est en accord avec les études de Moodera [104, 105]. La figure 1.31 montre la dérivée seconde de la conductance (spectre tunnel inélastique) en fonction de la tension appliquée. Les pics autour de ± 17 mV et ± 100 mV sont attribués à l'excitation de magnons.

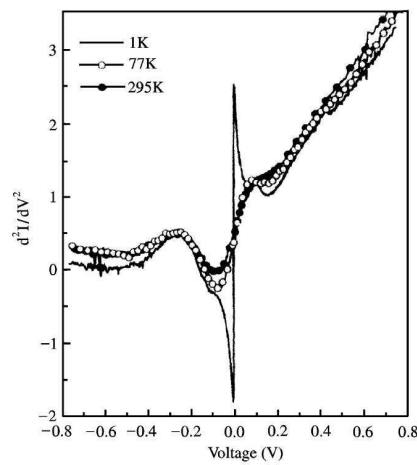


FIG. 1.31 : Spectre tunnel inélastique à champ nul en fonction de la tension appliquée, à différentes températures. D'après [104].

La prise en compte de la structure électronique des électrodes à travers la dépendance énergétique des densités d'état interfaciales permet elle aussi de décrire la décroissance de TMR. La conductance dépend donc de l'énergie des électrons injectés puisque des électrons situés sous le niveau de Fermi d'une électrode peuvent "tunneler" vers des états libres au-dessus du niveau de Fermi de la seconde électrode. Cette conductance étant dépendante de l'énergie des électrons, il est donc logique que la magnétorésistance tunnel dépende de la tension appliquée.

Valenzuela et al. [106] ont récemment contribué à une meilleure compréhension du transport tunnel en étudiant des jonctions F/I/N (où N est un métal non magnétique). Les auteurs ont démontré, par une technique de mesure non locale, que la polarisation p du courant n'est pas la même selon le signe de la tension appliquée. La figure 1.32 présente le résultat de leurs

mesures pour une jonction de type F/AlO_x/Al (F=CoFe ou NiFe). A tension négative, les électrons sont injectés de F vers Al, tandis qu'à tension positive, les électrons sont injectés de Al vers F. Dans le premier cas, la polarisation des électrons décroît faiblement avec la tension, tandis que dans le second cas, la polarisation décroît rapidement voire s'inverse dans le cas où les électrons sortent de l'électrode non magnétique. Cette variation à tension positive est interprétée par les auteurs en postulant que pour une telle tension, la polarisation est fortement réduite à cause de la faible polarisation des électrons chauds (au-dessus du niveau de Fermi, l'asymétrie des densités d'états des électrons majoritaires et minoritaires est plus faible qu'au niveau de Fermi).

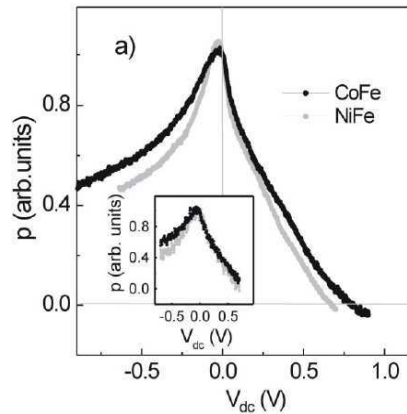


FIG. 1.32 : Polarisation dynamique du courant d'électrons dans une jonction NiFe(CoFe)/AlO_x/Al mesurée à 4 K (295 K en insert) en fonction de la tension appliquée. D'après [106].

Une autre illustration du rôle des densités d'états interfaciales est l'apparition d'une asymétrie en tension pour des jonctions dont les deux interfaces sont différentes (nature des électrodes ferromagnétiques différentes, rugosité etc...). Sharma et al. [107] ont montré qu'il est possible, à forte tension, d'inverser la magnéto-résistance tunnel. La figure 1.33 présente des résultats obtenus sur des JTM dont la composition de la barrière a été modifiée. Nous n'entrerons pas dans les détails de la figure, mais il est intéressant de constater que la nature de la barrière influence très profondément le comportement de la TMR. En fonction de la hauteur de la barrière, il est en effet possible qu'à forte tension, le courant en état antiparallèle excède le courant dans l'état parallèle [108].

La prise en compte d'impuretés dans la barrière ou de désordres aux interfaces permet d'obtenir des comportements originaux et d'expliquer certaines incohérences. Mais d'autres processus, comme la diffusion des électrons sur des impuretés dans la barrière [109], ou la diffusion sur les phonons [110] peuvent aussi contribuer à cette chute. Cependant, la majorité des comportements sont décrits par les deux mécanismes cités précédemment.

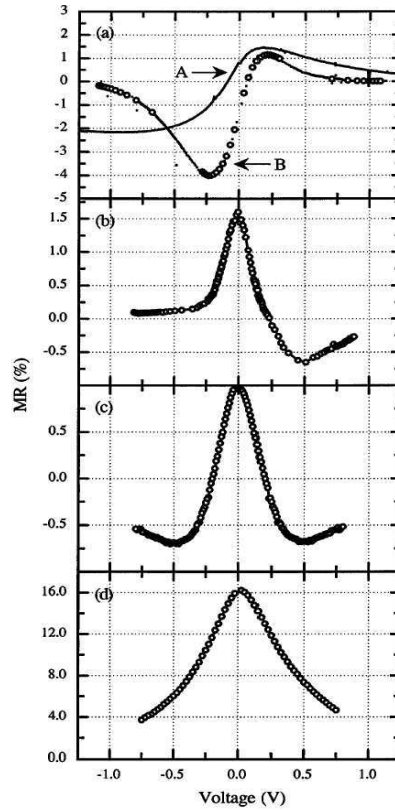


FIG. 1.33 : *Dépendance de la TMR en fonction de la tension appliquée pour une jonction tunnel de barrière Ta(0.5 nm)/Al(0.5 nm) échantillon A et Ta(0.75 nm)/Al(0.75 nm), échantillon B (a); Al(0.75 nm)/Ta(0.75 nm) (b); Ta(0.75 nm) (c); Al(1.25 nm) (d). D'après [81].*

Dans les jonctions cristallines, l'approximation des électrons libres n'est plus valide, ce qui signifie que la dépendance en énergie des densités d'états interfaciales est très loin de la dépendance parabolique comme nous l'avons vu. Il en résulte des comportements fortement non monotone de la TMR en fonction de la tension. Par exemple, Bowen et al. [71] ont proposé d'utiliser une jonction tunnel magnétique de type LSMO/STO/LSMO pour analyser la densité d'états dépendant du spin à l'interface STO/LSMO. En utilisant la très forte polarisation de l'interface LSMO/STO (95%) comme source d'électrons polarisés, les auteurs ont pu décrire la densité d'états de la seconde interface STO/LSMO par une étude combinée de la TMR et de la conductance en fonction de la tension, comme montré sur la figure 1.34.

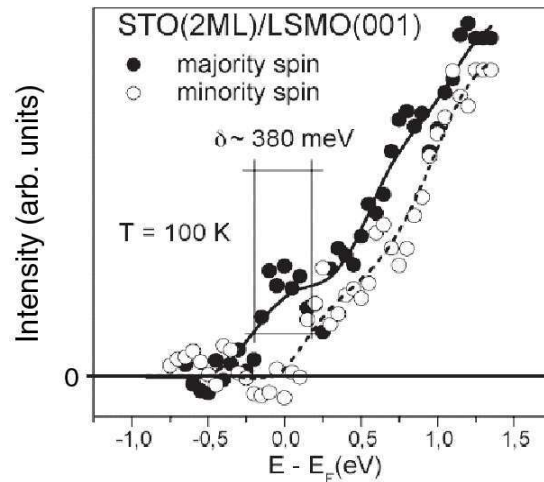


FIG. 1.34 : Spectroscopie résolue en spin mesurée à 100 K sur une jonction LSMO/STO/LSMO. D'après [71].

1.4.5 Impuretés, défauts et états de surface

La présence d'impuretés aux interfaces et dans la barrière a une influence très importante sur l'amplitude de la TMR et sur son signe. De nombreuses études théoriques s'intéressent à l'influence de la rugosité aux interfaces [111] ou d'impuretés dans la barrière [109]. Ainsi, Jansen et Moodera [112] ont réalisé des JTM de type Co/Al₂O₃/NiFe, en introduisant une couche ultrafine (quelques angströms) d'impuretés dans la barrière. La figure 1.35 montre la dépendance de la TMR en fonction de l'épaisseur de la couche d'impuretés à 77 K. Pour des impuretés de Si, la TMR décroît à cause de l'augmentation du courant due au transport tunnel assisté par les impuretés. Pour des impuretés de Ni, la TMR décroît encore plus brutalement à cause de l'effet de spin-flip introduit par les impuretés magnétiques.

Tsymbal et al. [113] ont démontré que la présence d'états résonnants sur les impuretés contenues dans la barrière tunnel peut fortement modifier la TMR, voire l'inverser. La figure 1.36 présente les résultats obtenus pour une jonction tunnel magnétique de type Ni/NiO/Co. La présence d'impuretés dans la barrière est analysée et permet d'obtenir, dans certains cas, des changements de signe de la TMR.

Enfin, de nombreuses études ont été réalisées sur le rôle des pinholes [114] (trous d'épingles ou canaux de conduction métalliques qui apparaissent lorsque la barrière devient trop fine). Il a même été démontré que la présence de ces pinholes peut entraîner une compétition entre la TMR et la BMR (magnéto-résistance balistique), créant ainsi un changement de signe de la magnéto-résistance [115].

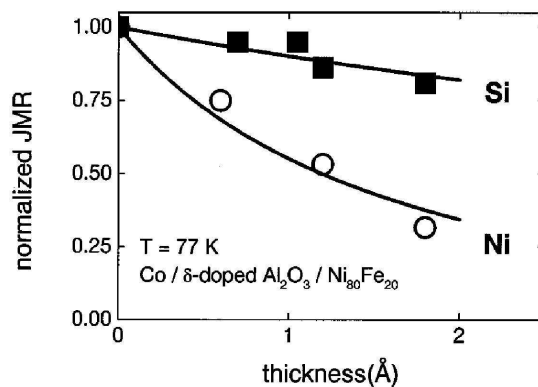


FIG. 1.35 : *TMR* normalisée en fonction de l'épaisseur de la couche d'impuretés dans la barrière pour une JTM Co/AlO_x dopé/ NiFe . D'après [112].

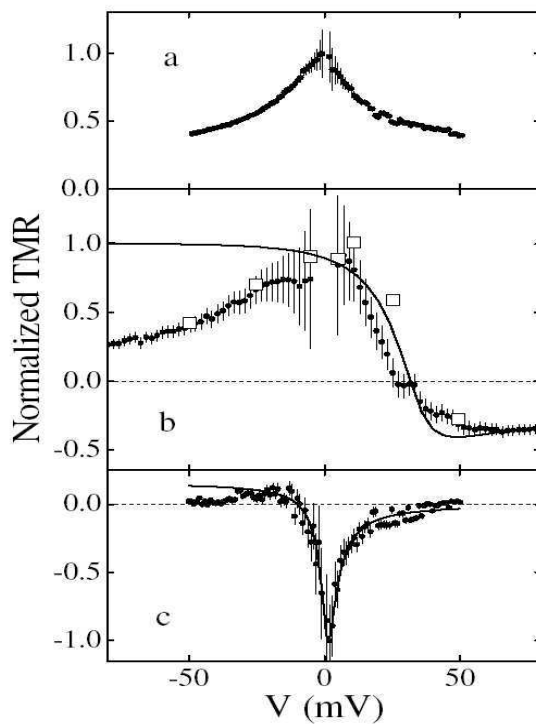


FIG. 1.36 : *TMR* normalisée en fonction de la tension appliquée pour des JTM de *TMR* de 17% (a), 1% (b) et -2% (c). La ligne solide sur la figure (b) représente la *TMR* théorique. D'après [113].

1.4.6 Théorie du transport tunnel dépendant du spin

Le premier modèle de TMR est issu des expériences de Tedrow et Meservey [6] sur le transport tunnel dépendant du spin. Comme nous l'avons vu à la section 1.1.3, Jullière [22] a proposé une formule simple pour la magnétorésistance tunnel d'une tricoche $F_1/I/F_2$:

$$TMR = \frac{G_P - G_{AP}}{G_P} = 2 \frac{P_1 P_2}{1 + P_1 P_2} \quad (1.17)$$

où $G_{P(AP)}$ est la conductance dans l'état parallèle (antiparallèle) et P_i est la polarisation interfaciale de l'électrode i , définie par

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

où D_i^ν est la densité d'états à l'interface F_i/I pour les électrons de spin ν . Ce modèle est encore régulièrement utilisé pour évaluer les polarisations interfaciales des jonctions tunnel amorphes et estimer la qualité des jonctions ainsi fabriquées. Toutefois, de nombreuses expériences ont par la suite montré l'importance de la nature de la barrière et des interfaces sur la TMR. Ainsi le modèle proposé par Slonczewski en 1989 [28] permet de rendre compte de l'influence de la nature de la barrière sur la polarisation des densités d'états aux interfaces :

$$P_i = \frac{(k_\uparrow - k_\downarrow)(\kappa^2 - k_\uparrow k_\downarrow)}{(k_\uparrow + k_\downarrow)(\kappa^2 + k_\uparrow k_\downarrow)} \quad (1.19)$$

où $\kappa = \sqrt{(2m/\hbar^2)(U - E_F)}$ et U est la hauteur de la barrière. La dépendance angulaire de la conductivité est donc :

$$G(\theta) = G_0 (1 + P_1 P_2 \cos \theta)$$

où θ est l'angle entre les deux aimantations. Cette définition de la polarisation est donnée dans l'approximation des électrons libres en ne considérant que les électrons au niveau de Fermi et d'incidence normale à l'interface F/I. La polarisation tend asymptotiquement vers le modèle de Jullière pour des barrières de hauteur infinie.

Outre les modèles de Zhang et al. [103], d'autres modèles plus complexes, à partir de l'approximation des liaisons fortes [116, 117, 118, 119] ou prenant en compte les structures de bandes réelles [120, 121] (dans le même esprit que Butler et al. [96]) ont tenté de reproduire les résultats expérimentaux. Ces études ont démontré l'importance des états de résonance d'interface et le rôle fondamental de l'oxygène dans des JTM à base de barrière d'oxyde [93].

Une dernière discussion nous paraît importante afin de compléter ce tour d'horizon sur les théories de transport dans les jonctions tunnel magnétiques. Belashchenko et al. [122] ont récemment entrepris une réflexion sur la validité de l'existence de facteurs de polarisation

interfaciales P_i . Dans le modèle de Jullière, la polarisation interfaciale est exprimée à partir des densités d'états dépendantes du spin par la relation 1.18. Or, nous avons vu tout au long de cette section que le transport de spin dans une JTM est tributaire d'une combinaison entre les états d'interface et la nature de la barrière. Comment se fait-il alors que le modèle de Jullière paraît rendre si bien compte des expériences ?

Mathon et al. [123] ont suggéré que les décohérences de phase, induites par le désordre toujours présent dans les jonctions réelles, réduisent les facteurs de polarisation à un produit de densités d'états, essentiellement équivalentes aux densités d'états interfaciales (ceci tant qu'aucun état résonnant localisé n'est présent dans la barrière). Cette suggestion a été suivie par d'autres études théoriques [122] validant cette idée. Slonczewski [124] propose ainsi que, dans une barrière possédant des défauts et du désordre près des interfaces, les facteurs de polarisation définis par Jullière ont un sens au premier ordre en d^{-1} où d est l'épaisseur de la barrière : pour une barrière épaisse, les facteurs de polarisation réels tendent vers la définition 1.18.

Le modèle de Jullière est donc applicable en général à tout type de jonction présentant un transport proche de l'électron libre. Mais lorsque le rôle de la symétrie devient prédominant, comme dans le cas du MgO, le modèle de Jullière donne des résultats délicats à interpréter. C'est une situation similaire à celle des modèles de Simmons [66] et de Brinkman [125]. Il s'agit d'un modèle d'électrons libres à faible tension pour une jonction tunnel non magnétique. Ce modèle est couramment utilisé pour déterminer la hauteur et l'épaisseur effective d'une barrière d'après sa caractéristique $I(V)$. Il ne convient cependant que pour des jonctions amorphes ou polycristallines, mais ne peut plus s'appliquer dans le cas des barrières cristallines en générale et du MgO en particulier.

1.5 Transfert de spin

L'effet magnétorésistif, c'est-à-dire l'influence de l'aimantation locale sur les électrons itinérants, possède un effet réciproque : l'influence des électrons itinérants sur l'aimantation locale. Ce phénomène a été prédit à la fin des années 80 par Slonczewski [28], en parallèle des expériences qui ont lancé la magnétorésistance géante sur le devant de la scène [14, 15]. Dans une première section, nous présenterons le principe général du transfert de spin dans une vanne de spin. Ensuite, nous décrirons les caractéristiques générales mises en lumière à ce jour dans les vannes de spin métalliques et dans les jonctions tunnel magnétiques. Enfin, nous présenterons les principales théories qui tentent de décrire au plus près le transfert de spin dans ces structures.

1.5.1 Principe du transfert de spin

Le principe du transfert de spin entre deux couches ferromagnétiques est représenté sur la figure 1.37. Soit un courant polarisé en spin selon la direction \mathbf{P} (par une première couche ferromagnétique par exemple) incident sur une interface N/F, où N est un métal normal et F un métal ferromagnétique de direction d'aimantation \mathbf{M} , tel que $\mathbf{P} \cdot \mathbf{M} = \cos \theta$ ($\theta \neq 0$). Lorsque le courant polarisé selon \mathbf{P} pénètre dans F, l'aimantation hors équilibre $\Delta \mathbf{m}$ portée par les électrons itinérants exerce un couple sur l'aimantation locale \mathbf{M} de la forme $\mathbf{T} = -J_{sd} \mathbf{M} \times \Delta \mathbf{m}$. A cause de la précession des spins des électrons autour de \mathbf{M} et de la relaxation de l'accumulation de spin $\Delta \mathbf{m}$, la composante transverse de l'accumulation de spin est absorbée rapidement près de l'interface sur une distance λ_J .

Une autre façon de voir le transfert de spin est de considérer que le courant d'électron possède une polarisation initiale, décrite par le courant de spin \mathbf{J}_{inc}^s . Une première partie de ce courant de spin est réfléchi par l'interface qui donne lieu à un nouveau courant de spin \mathbf{J}_{ref}^s . En régime adiabatique (la précession des électrons itinérants est grande devant la dynamique de l'aimantation locale), après une distance λ_J , les électrons itinérants sont alignés selon l'aimantation locale \mathbf{M} et le courant de spin transmis est donc $\mathbf{J}_{trans}^s \neq \mathbf{J}_{inc}^s$. Le courant de spin réfléchi \mathbf{J}_{ref}^s étant généralement faible, on trouve que le bilan net de moment angulaire donne la composante transverse à \mathbf{M} du courant de spin incident : $\mathbf{J}_{inc}^s - \mathbf{J}_{trans}^s - \mathbf{J}_{ref}^s = \mathbf{J}_{inc\perp}^s$. Ainsi, les électrons incidents perdent la composante transverse de leur moment magnétique qui est alors transmis aux électrons localisés, responsables de l'aimantation \mathbf{M} . Ce transfert de spin se traduit par un couple local de la forme : $\mathbf{T} = -\nabla \mathbf{J}^s$.

Stiles et al. [126] ont décrit l'origine du transfert de spin dans le cas d'une interface N/F. Les auteurs proposent trois mécanismes qui contribuent au transfert de spin. Dans un premier temps, la dépendance en spin des coefficients de réflexion et de transmission de l'interface induit une discontinuité dans le courant de spin, de sorte qu'une partie de la composante transverse du courant de spin incident est absorbée à l'interface. Le deuxième mécanisme est la précession des spins autour de l'aimantation locale \mathbf{M} . En moyennant cette précession sur l'ensemble de la surface de Fermi, les auteurs montrent que la composante transverse du courant de spin est définitivement absorbée sur une distance de l'ordre de $\lambda_J = 1$ nm. La rotation du spin autour de l'aimantation locale permet l'apparition d'une composante du couple horticonale au plan (\mathbf{P}, \mathbf{M}) . Enfin, après réflexion par l'interface, le spin de l'électron n'est plus dans le plan formé par \mathbf{P} et \mathbf{M} , mais forme un angle avec ces deux aimantations.

Ainsi, ces trois contributions donne lieu au couple exercé par le courant sur l'aimantation locale, qui peut ainsi s'écrire comme la somme de deux termes :

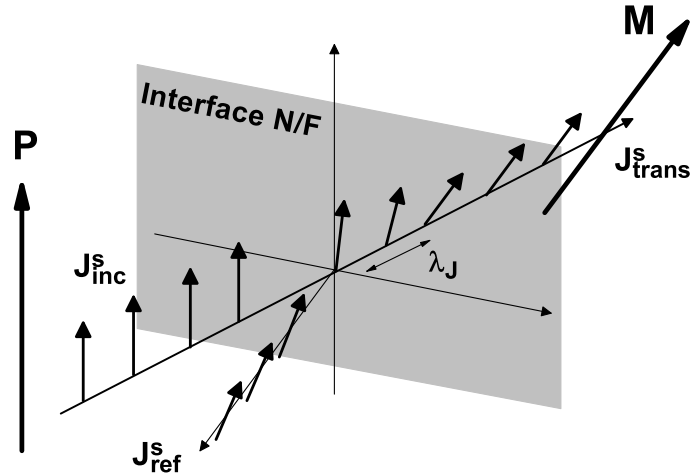


FIG. 1.37 : Schéma de principe du transfert de spin entre deux couches magnétiques. Les électrons polarisés par F_1 sont rapidement réorientés lorsqu'ils arrivent dans F_2 . La distance sur laquelle s'effectue cette réorientation est très petite (près d'un nanomètre). La différence entre le courant de spin incident et le courant de spin sortant de cette région interfaciale est transférée à l'aimantation locale.

$$\mathbf{T} = a_j \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{P}) + b_j \mathbf{M} \times \mathbf{P} \quad (1.20)$$

où a_j et b_j sont les coefficients de transfert de spin usuel et du champ effectif induit par courant. Notons que dans les premières théories du transfert de spin par Slonczewski [28, 29, 127] et Berger [30, 128], les auteurs n'obtiennent que le premier terme a_j car ils considèrent que le spin de l'électron reste dans le plan (\mathbf{P}, \mathbf{M}) , ce qui est confirmé par les calculs *ab-initio* [126]. De plus, de par la faible distance λ_J , il est généralement considéré que tout le transfert de spin a lieu très près de l'interface [129]. Zhang et al. [130] ont cependant démontré que la prise en compte de la précession du spin dans le modèle de transport peut augmenter substantiellement le terme b_j . Nous reviendrons sur ces aspects dans le chapitre 3. En injectant le terme de transfert de spin 1.20 dans l'équation de Landau-Lifschitz-Gilbert (LLG), régissant la dynamique de l'aimantation, on obtient l'équation LLG modifiée :

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \alpha \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} - \gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} - \gamma \mathbf{T} \quad (1.21)$$

Le nouveau terme a_j est similaire à un terme d'amortissement de Gilbert et peut, selon son signe, amortir ou exciter la précession de l'aimantation. Différents types de comportements sont alors observables : renversement d'aimantation d'un état stable vers un autre,

stabilisation d'états ne correspondant pas à des minima d'énergie, et excitations entretenues d'aimantation.

Pour exciter l'aimantation, il est nécessaire d'injecter un courant important ($\approx 10^7 A/cm^2$) dans la vanne de spin (métallique ou tunnel). Ainsi, l'effet de ce transfert de spin a d'abord été observé dans les vannes de spin métalliques, puis récemment dans les jonction tunnel magnétiques de faible résistance ($RA < 10 \Omega \cdot \mu m^2$). Dans les prochaines sections, nous présenterons un certain nombre d'études réalisées sur les vannes de spin puis sur les jonctions tunnel magnétiques, en régime d'aimantation statique et précessionnel.

1.5.2 Caractéristiques du transfert de spin dans les vannes de spin métalliques

Les études statiques du transfert de spin ont été réalisées à travers le renversement de l'aimantation induit par courant. Nous définissons le courant positif lorsque les électrons traversent la vanne de spin depuis la couche piégée vers la couche libre. Inversement, le courant est défini négatif lorsque les électrons traversent la vanne de spin depuis la couche libre vers la couche piégée. Ainsi, pour un courant positif assez important l'état parallèle est privilégié tandis que pour un courant négatif suffisant l'état antiparallèle est privilégié. On supposera par la suite que le courant critique de renversement de l'aimantation est proportionnel au couple de transfert de spin (cette hypothèse est vraie dans le cas des vannes de spin métalliques, mais n'est plus exacte pour les JTM comme nous le verrons au chapitre 3).

1.5.2.1 Renversement d'aimantation induit par courant

a. Diagramme de phase

L'étude des diagrammes de phase statiques permet de caractériser l'effet du transfert de spin sur l'aimantation de la couche libre. En effet, la dynamique de l'aimantation est issue d'une combinaison complexe de paramètres tels que l'amortissement visqueux de l'aimantation α , le champ effectif (champ appliqué, champ dipolaire, champ d'Oersted, champ d'anisotropie et champ démagnétisant), et le courant (ou la tension) appliquée à la jonction. Le diagramme de phase d'une vanne de spin est donc l'état de résistance du pilier en fonction du champ appliqué H et du courant injecté I . Une étude théorique de cette équation en approximation macrospin (l'aimantation est la même sur tout le volume de la couche libre) a été réalisée par Sun [131].

La figure 1.38 présente un diagramme de phase d'une vanne de spin de type IrMn(7 nm)/AP₂(4 nm)/Ru(0.8 nm)/AP₁(4.4 nm)/Cu(2.6 nm)/F(3.6 nm)/Ta [132]. AP₁ et AP₂ sont des électrodes ferromagnétiques laminées couplées antiferromagnétiquement à travers

le Ru et F est une couche ferromagnétique laminée. La lamination consiste à insérer de fines couches de Cu dans l'électrode ferromagnétique afin d'optimiser la polarisation du courant [58] (voir la discussion dans la section 1.3.2.1). On peut ainsi décrire quatre types de régions : deux régions stables où les aimantations de F et AP_1 sont parallèles (P) ou antiparallèles (AP), une région bistable où l'aimantation est dans l'état P ou AP selon l'histoire magnétique de l'échantillon, et une dernière région (notée en gris) d'excitations magnétiques. La limite entre la zone bistable et les zones stables définit la densité de courant critique de renversement J_c . De nombreux auteurs définissent la densité critique de renversement comme $\Delta J_c = (J_c^+ - J_c^-)/2$ où $J_c^{+(-)}$ est la densité critique de renversement de l'état P(AP) vers AP(P).

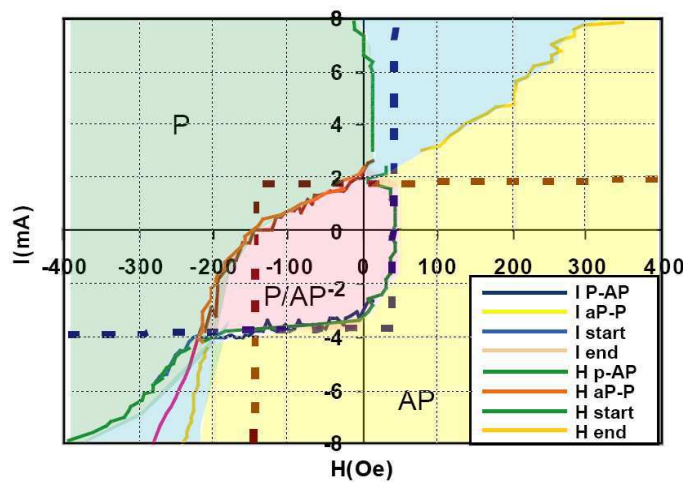


FIG. 1.38 : Diagramme de phase statique pour une vanne de spin de type $IrMn(7\text{ nm})/AP_2(4\text{ nm})/Ru(0.8\text{ nm})/AP_1(4.4\text{ nm})/Cu(2.6\text{ nm})/F(3.6\text{ nm})/Ta$ (voir texte) en fonction du champ extérieur et du courant injecté. D'après [132].

D'autres configurations de vannes de spin ont été réalisées pour tenter de s'affranchir des effets du champ démagnétisant. Ainsi, Mangin et al. [133] et Seki et al. [134] ont réalisé des vannes de spin à aimantation perpendiculaire au plan des couches : Mangin et al. [133] ont fabriqué des empilements $[(Pt/Co)_4/(Ni/Co)_2]/Cu/(Ni/Co)_4$ en bénéficiant de la forte anisotropie magnétique à l'interface Pt/Co et Ni/Co tandis que Seki et al. [134] se sont intéressés une structure $Fe_{56}Pt_{44}/Au/Fe_{56}Pt_{44}$ dont l'aimantation des électrodes est naturellement hors-du-plan. La figure 1.39 (gauche) montre le diagramme de phase réalisé pour l'empilement de Mangin et al. [133]. La forme du diagramme de phase diffère fortement de celui de la figure 1.38 à cause de l'absence d'influence du champ démagnétisant dans ces vannes de spin.

Une autre configuration originale a été développée par Houssameddine et al. [38]. En

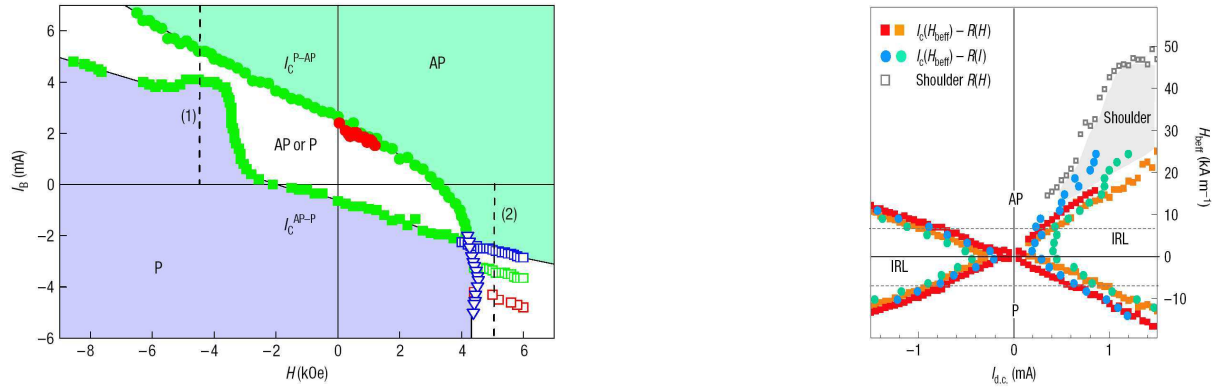


FIG. 1.39 : **Gauche :** Diagramme de phase statique pour une vanne de spin de type $[(Pt/Co)_4/(Ni/Co)_2]/Cu/(Ni/Co)_4$ (voir texte) en fonction du champ extérieur et du courant injecté. D'après [133]. **Droite :** Diagramme de phase statique pour une vanne de spin de type "polariseur perpendiculaire" (voir texte) en fonction du champ extérieur et du courant injecté. D'après [38].

combinant trois couches magnétiques, une couche piégée dans le plan, une couche libre à aimantation planaire et une couche à aimantation perpendiculaire, les auteurs ont réalisé un nouveau type de vanne de spin appelé "polariseur perpendiculaire" (voir le paragraphe 1.1.5.3). La couche à aimantation perpendiculaire polarise les électrons hors du plan. Le transfert de spin entre ces électrons et la couche libre génère une dynamique originale permettant d'obtenir rapidement des oscillations entretenues de grande amplitude hors du plan. L'état magnétique de la couche libre est ensuite analysée par la couche piégée dans le plan. Le diagramme de phase correspondant à cette structure est représenté sur la figure 1.39 (droite). On retrouve les deux états d'aimantation P et AP mais aussi un troisième état stable, nommé IRL (intermediate resistance level) et identifié à des oscillations inhomogènes hors du plan (donnant un état de résistance intermédiaire entre l'état haut et l'état bas).

Le diagramme de phase illustre l'influence du transfert de spin sur la dynamique de l'aimantation et permet ainsi de déterminer les caractéristiques magnétiques (amortissement, champ d'anisotropie, champ démagnétisant) et électriques (transfert de spin, états de résistance) de l'échantillon.

b. Dépendance en fonction de l'épaisseur

Les expériences de Albert et al. [135] ont mis en évidence la dépendance de la densité critique du courant de renversement d'aimantation J_c en fonction de l'épaisseur de la couche piégée (voir figure 1.40). Ils observent que le courant critique de renversement est proportionnel à l'épaisseur de la couche libre. Cette relation, confirmée par Chen et al. [136], signifie que le transfert de spin a lieu très près de l'interface et que le spin a tendance à s'aligner

très vite sur l'aimantation. Ceci correspond bien à l'estimation expérimentale de Urazhdin et al. [137] qui évalue la longueur sur laquelle le transfert de spin a lieu à 0.8 nm.

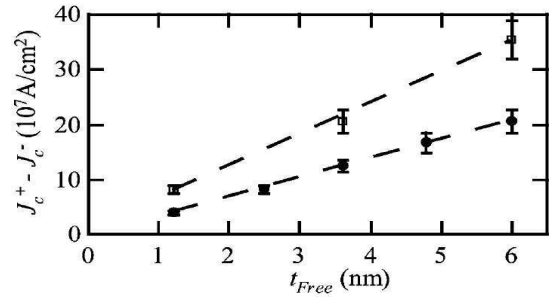


FIG. 1.40 : Densité de courant critique de renversement d'aimantation ΔJ_c pour des vanes de spin de type $Co/Cu(d_{Cu} \text{ nm})/Co(t_{Free} \text{ nm})$ en fonction de l'épaisseur t_{Free} de la couche libre. D'après [135].

Albert et al. [135] ont aussi étudié l'influence de l'épaisseur de la couche de Cu non magnétique séparant les électrodes dans la vanne de spin $Co/Cu(d_{Cu} \text{ nm})/Co(t_{Free})$. La figure 1.41 montre que la magnétorésistance absolue ΔRA diminue exponentiellement avec l'épaisseur d_{Cu} : $\Delta RA = \Delta R_0 A e^{-d_{Cu}/l_{sf}}$ où l_{sf} est la longueur de diffusion de spin du Cu (≈ 190 nm dans cette expérience). Les densités de courant critique J_c^+ et J_c^- augmentent exponentiellement avec des taux de croissance différents à cause des réflexions des électrons aux interfaces : J_c^+ augmente plus vite que J_c^- car les électrons générant le transfert de spin sont réfléchis deux fois par les interfaces Co/Cu puis Cu/Co . On peut s'attendre à une perte de polarisation du courant durant ce processus.

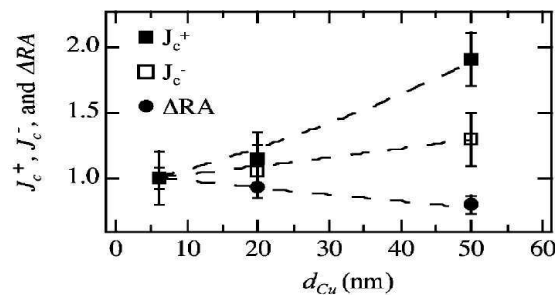


FIG. 1.41 : Densité de courant critique et magnétorésistance absolue normalisées en fonction de l'épaisseur d_{Cu} de Cu. D'après [135].

c. Relation linéaire

Un des objectifs principaux des études du transfert de spin en vue des applications est la réduction de la densité de courant critique. Une méthode pour diminution cette densité de courant est de varier un paramètre de la structure en conservant les autres constants. Les expériences d'Urazhdin et al. [55] ont montré que, dans ce cas, la magnétorésistance absolue varie linéairement avec l'inverse de la densité de courant critique. Reprenons l'expérience déjà présentée à la section 1.3.2.1. En modifiant l'épaisseur d'une couche de CuPt dans une vanne de spin métallique de type NiFe/Cu(13.5- t_{CuPt})/CuPt(t_{CuPt})/Cu(1.5)/NiFe (en nm) (voir aussi la figure 1.19), les auteurs trouvent que la magnétorésistance est linéaire en fonction de l'inverse de la densité de courant critique (voir figure 1.42).

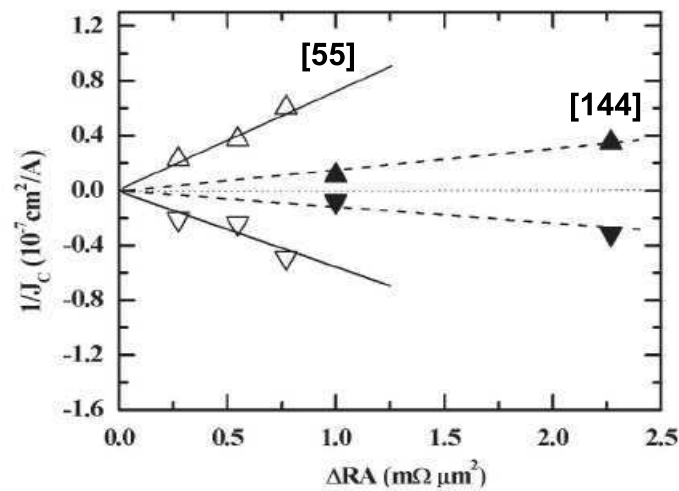


FIG. 1.42 : Inverse du courant critique en fonction de la magnétorésistance absolue, mesurée pour les échantillons de la référence [55] (triangles blancs) et pour les échantillons de la référence [144] (triangles noirs). D'après [144].

Nous avons démontré, en nous appuyant sur le modèle de Valet et Fert [52], que cette relation linéaire est toujours valable dans les vannes de spin métalliques usuelles [138, 139]. De plus, une expression analytique de cette relation à partir du modèle en circuit de Slonczewski a été proposée [140]. Toutefois, ces deux modèles supposent que la polarisation du courant est contrôlée par la couche piégée et que le transfert de spin a lieu au niveau de l'interface. Si la deuxième hypothèse est généralement valide dans les SV métalliques, la première est soumise à caution.

En effet des expériences ont été menées par AlHajDarwish et al. [141] pour contrôler le signe du transfert de spin et de la GMR-CPP en modifiant le taux d'impuretés de Cr dans une électrode de Fe. Ces expériences démontrent que le signe de la magnétorésistance

d'une part et des courants critiques de renversement d'autre part peuvent être déduits en supposant que la polarisation du courant est contrôlée par la couche piégée uniquement.

Toutefois, de récentes expériences menées par Boulle et al. [142] ont démontré qu'il était possible de contrôler le profil de l'accumulation de spin par la couche libre. Dans ce cas, la relation linéaire ne tient plus.

d. Diminution de la densité de courant critique

Pour diminuer le courant critique de renversement d'aimantation, outre l'amélioration des qualités intrinsèques des multicouches et interfaces, il a été proposé de réduire l'aimantation à saturation M_s . En effet, le courant critique de renversement est de la forme [29] :

$$J_c \propto M_s d (H_{ext} \pm H_{an} \pm \frac{M_s}{2\mu_0}) / g \quad (1.22)$$

où H_{ext} est le champ extérieur, H_{an} le champ d'anisotropie uni-axiale, d l'épaisseur de la couche libre, M_s/μ_0 le champ démagnétisant et g l'efficacité du transfert de spin. Yakagami et al. [143] ont alors remplacé les électrodes de CoFe, dont l'aimantation à saturation est $\mu_0 M_s = 1.9$ T, par du CoFeB dont l'aimantation à saturation est $\mu_0 M_s = 0.75$ T. La figure 1.43 rapporte les mesures $R(I)$ effectuées sur une vanne de spin CoFe/Cu/CoFe et CoFeB/Cu/CoFeB. La polarisation du CoFeB est de l'ordre de celle du CoFe et ne peut expliquer la réduction de courant critique observée. La réduction de l'aimantation à saturation permet bien d'obtenir des densités de courant critique plus faible.

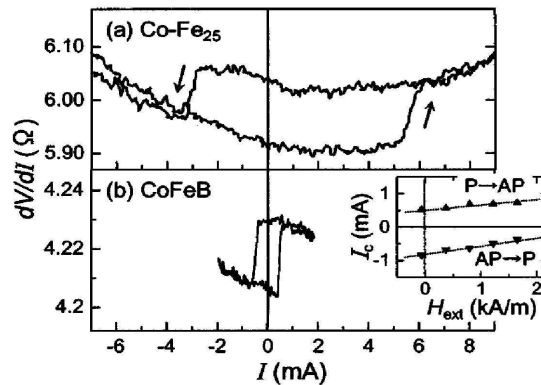


FIG. 1.43 : Courbe $R(I)$ pour une vanne de spin de composition CoFe/Cu/CoFe ($\mu_0 M_s = 1.9$ T - haut) et CoFeB/Cu/CoFeB ($\mu_0 M_s = 0.75$ T - bas). Le courant critique est réduit de près d'un ordre de grandeur. D'après [143].

Jiang et al. [144] et Emley et al. [145] ont proposé, quant à eux, une autre méthode pour réduire le courant critique. En augmentant la perte de mémoire de spin en dehors de la partie active de la vanne de spin, il est possible d'accroître la polarisation du courant.

En effet, nous avons vu que la diffusion de spin permet la construction ou la destruction de la polarisation. En introduisant une importante diffusion à l'interface électrode/vanne de spin, on peut donc augmenter la polarisation du courant. Jiang et al. [144] (voir figure 1.44, gauche) observent une diminution drastique du courant critique en insérant une couche de Ru au-dessus de la partie active de la vanne de spin. Nous avons montré [138] que la diffusion de spin à l'interface Co/Ru est responsable d'une plus grande polarisation du courant de spin incident sur la couche libre. De manière similaire, Emley et al. [145] (voir figure 1.44, droite) ont constaté que l'introduction d'un antiferromagnétique synthétique de type Co/Ru/Co, possédant un fort couplage spin-orbite et donc une forte diffusion de spin, diminue la densité de courant critique.

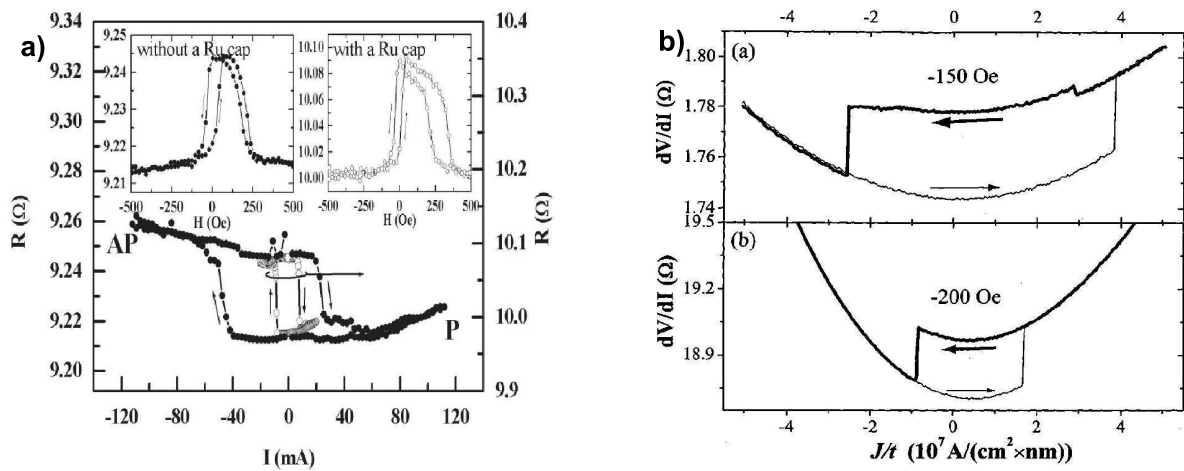


FIG. 1.44 : Gauche : Courbe $R(I)$ (en insert $R(H)$) pour des vanes de spin de composition $IrMn/CoFe/Cu/CoFe/Cu$ (noir) et $IrMn/CoFe/Cu/CoFe/Ru/Cu$ (gris). Le courant critique est réduit de près d'un ordre de grandeur. D'après [144]. Droite : Courbe $R(I)$ (en insert $R(H)$) pour des vanes de spin de composition $Co/Cu/Co$ (haut) et $Co/Ru/Co/Cu/Co$. Le courant critique est divisé par deux. D'après [145].

1.5.2.2 Excitations de l'aimantation induites par courant

Nous avons vu que le diagramme de phase d'une vanne de spin métallique présente deux régions d'excitations magnétiques. Ces régions ont été étudiées en détails par Kiselev et al. [146], Tsoi et al. [147], Urazhdin et al. [148] et Deac et al. [149]. Les résultats ont été interprétés par des simulations micromagnétiques (voir par exemple Lee et al. [150]). Relevons l'important effort entrepris par l'université de Cornell, dont les travaux sur les processus de décohérence de l'aimantation [151] et sur l'analyse temporelle des excitations

[152] ont permis une meilleure compréhension de la dynamique induite par courant. Enfin la réalisation de nano-oscillateurs couplés [153] à travers des contacts ponctuels a ouvert la voie à de nouvelles recherches sur la synchronisation de plusieurs oscillateurs en parallèle ou en série [154].

Nous ne développerons par cette section, qui s'éloigne du propos de ce manuscript, mais nous renvoyons les lecteurs aux thèses de Deac [155] et Houssameddine [156] sur ce sujet.

1.5.3 Caractéristiques du transfert de spin dans les jonctions tunnel magnétiques

L'observation du transfert de spin dans les jonctions tunnel magnétiques est assez récente et du fait de la nature fortement non linéaire du transport on peut s'attendre à des caractéristiques différentes de celles observées dans les vanes de spin métalliques.

1.5.3.1 Renversement d'aimantation induit par courant

Lors de la première observation du renversement d'aimantation induit par courant dans une JTM réalisée à 77 K, Fuchs et al. [35] constatent que le changement d'état magnétique (P vers AP et réciproquement) s'effectue pour une tension à laquelle la TMR a pratiquement disparue, comme représenté sur la figure 1.45.

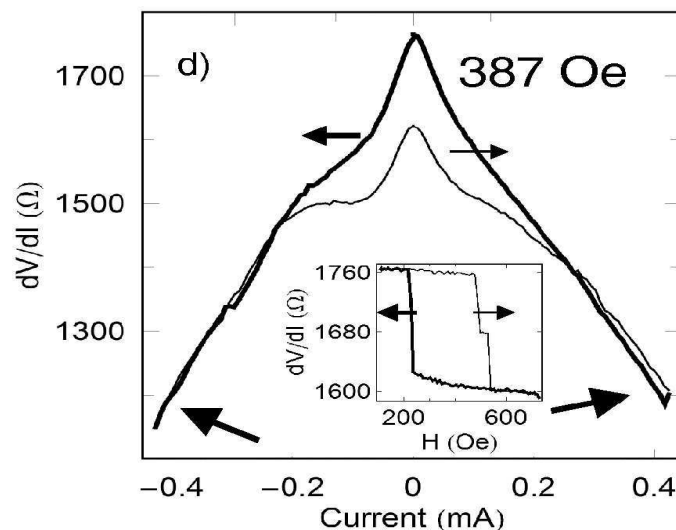


FIG. 1.45 : Renversement d'aimantation induit par courant dans une JTM à base d'AlOx, mesurée à 77 K. La région du renversement correspond à l'annulation de la TMR vers 0.4 mA. D'après [35].

Nous avons vu, en effet, que la diminution de TMR en fonction de la tension appliquée a deux origines : l'émission d'ondes de spin et la dépendance en tension de la polarisation du courant tunnel. Cette expérience démontre que la chute de la TMR est principalement due à la décroissance de la polarisation interfaciale de la couche dans laquelle les électrons sont collectés, mais que ceux-ci restent polarisés par la couche ferromagnétique dont ils sont issus. Ainsi, le transfert de spin entre ces électrons polarisés et l'aimantation locale est peu affecté. En fait, le processus est plus complexe puisque l'émission d'ondes de spin induite par les électrons chauds modifie la configuration de l'aimantation locale. Ces processus sont actuellement étudiés théoriquement par Levy et Fert [157] et Zhang et al. [158].

Une seconde étude de Fuchs et al. [159] a tenté de déterminer la dépendance du transfert de spin en fonction de la tension. En réalisant une jonction tunnel magnétique CoFe/MgO/CoFe de petite section, proche de la limite superparamagnétique, les auteurs démontrent une dépendance linéaire du terme a_j en fonction de la tension. Toutefois, ce modèle omet la contribution du terme b_j . Or les mesures de dynamique d'aimantation confirment l'existence du terme b_j dans les jonctions tunnel magnétiques, alors qu'il n'apparaît pas dans les vanes de spin métalliques.

Notons enfin que la majorité des études de renversement d'aimantation induit par courant est réalisée dans des jonctions à base de MgO. Nous avons vu plus haut que la structure cristalline du MgO entraîne une TMR élevée. La polarisation effective calculée à partir du modèle de Jullière est en effet bien plus importante que dans le cas des jonctions d'alumine. Diao et al. [160] et Huai et al. [161] ont comparé le renversement d'aimantation par transfert de spin dans les jonctions à base de MgO et d'AlOx. En appliquant la définition du transfert de spin donnée par Slonczewski [124], les auteurs déterminent la polarisation p des densités d'état interfaciale dans des JTM de MgO ($p \approx 46\%$) et d'AlOx ($p \approx 22\%$). La forte polarisation effective des densités d'états d'interface, issue de l'effet de filtrage en spin par la symétrie des fonctions d'onde, est à l'origine de la réduction du courant critique dans les JTM de MgO.

Dieny et al. [162], Fuchs et al. [163] et Huai et al. [164] ont proposé une structure de JTM dite vanne de spin "duale" pour réduire le courant critique. En réalisant une structure de type CoFe₁/AlOx/CoFe_{Free}/Cu/CoFe₂, dans laquelle les aimantations des couches CoFe₁ et CoFe₂ sont antiparallèles, les auteurs utilisent la réflexion des électrons minoritaires sur l'interface Cu/CoFe₂ pour augmenter l'influence du transfert de spin sur la couche CoFe_{Free}. Grâce à une telle structure, il est possible de diviser le courant critique par trois.

Une autre méthode a été proposée par Inokuchi et al. [37]. En insérant une couche non magnétique de Zr, Hf, Rh, Ag, Au ou V au-dessus de la couche libre (composée de Co, Fe, Ni), il est possible de réduire le courant critique d'un ordre de grandeur. Le résultat le plus impressionnant est l'insertion d'une couche de V lorsque l'électrode piégée est composée de Fe₇₅Co₂₅ avec une barrière de MgO. Il est possible d'atteindre une densité de courant critique

de $5 \times 10^5 \text{ A.cm}^{-2}$.

1.5.3.2 Excitations de l'aimantation induites par courant

La génération d'excitations magnétiques induites par courant dans les JTM est difficile à réaliser compte tenu du désaccord d'impédance entre la JTM ($\approx \text{k}\Omega$) et l'analyseur de spectre ($\approx 50\Omega$). Toutefois une première étude de diode de spin a été réalisée par Tulapurkar et al. [165]. En injectant un courant alternatif dans la JTM, les auteurs analysent la tension constante obtenue et en déduisent la dynamique de l'aimantation. Cette méthode permet l'analyse fréquentielle de la jonction tunnel. Tulapurkar et al. sont les premiers à observer une importante contribution du terme b_j sans lequel les résultats obtenus ne peuvent être analysés.

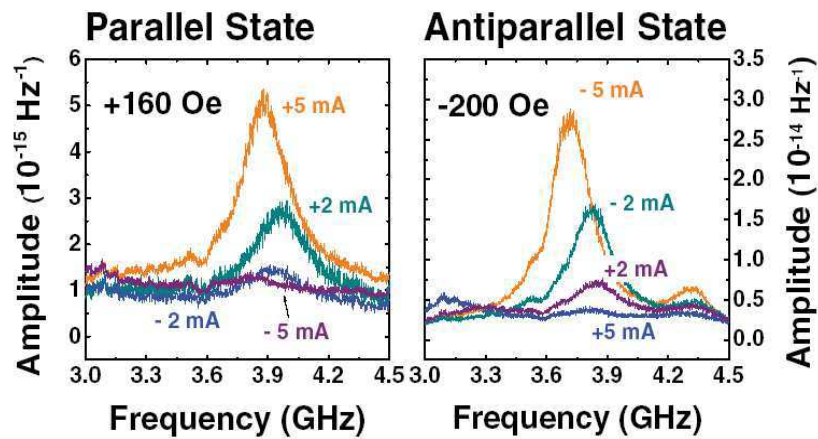


FIG. 1.46 : Spectre de FMR mesuré sur une JTM à base de AlOx en fonction du courant injecté, dans l'état parallèle et antiparallèle. D'après [36].

Des études sur l'influence du courant polarisé sur la résonance ferromagnétique (FMR) ont été aussi réalisées [166, 167] et Petit et al. [36, 168] ont pu démontrer l'influence asymétrique du courant sur l'amplitude de la résonance. La figure 1.46 montre le spectre de FMR d'une jonction de type $\text{CoFe}/\text{AlOx}/\text{CoFe}$ en fonction du courant injecté. En configuration parallèle, on voit clairement que l'amplitude du pic de FMR augmente en courant positif et diminue en courant négatif (et inversement pour la configuration antiparallèle). Le comportement observé, ainsi que les valeurs quantitatives, ne peuvent être décrits là encore qu'en prenant en compte le terme b_j . Dans cet article, les auteurs supposent que b_j est proportionnel au courant injecté.

Une étude très récente de Sankey et al. [169] propose une expérience pour mesurer le

vecteur \mathbf{T} dans une JTM CoFeB/MgO/CoFeB. Fondée sur les récentes études de Sankey et al. [170] sur la résonance ferromagnétique excitée par courant polarisé, cette expérience a révélé que le transfert de spin \mathbf{T} possède deux composantes, a_j et b_j , dont la première est linéaire en tension et la seconde quadratique (voir figure 1.47). Ces résultats confirment les théories actuelles sur le transfert de spin dans les jonctions tunnel magnétiques développées par Theodonis et al. [171], Manchon et al. [172] et Slonczewski et al. [173].

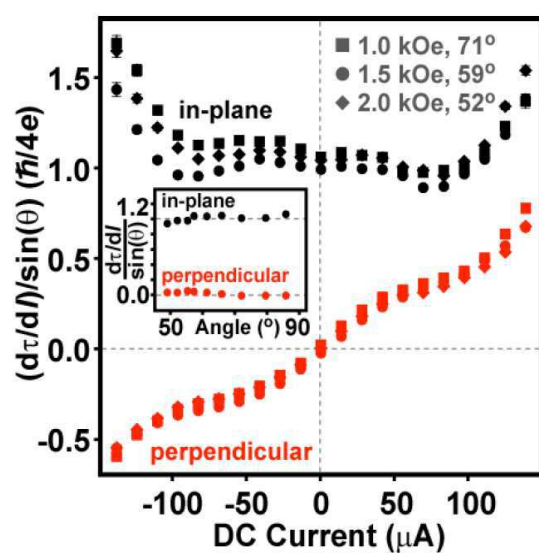


FIG. 1.47 : Dérivée par rapport à la tension des composantes perpendiculaire (champ effectif induit par courant) et planaire (transfert de spin usuel) du couple de transfert de spin exercé sur une JTM à base de MgO. D'après [169].

1.5.4 Théories du transfert de spin

Nous présentons ici quelques idées générales sur les modèles qui ont été proposés pour décrire le transfert de spin dans les structures métalliques et tunnel. A la lecture de la très importante bibliographie théorique sur le transfert de spin, deux approches principales apparaissent, mettant l'accent sur le mode de transport considéré, balistique ou diffusif.

1.5.4.1 Transport balistique

Dans sa première théorie, appliquée aux jonctions tunnel et aux vannes de spin métalliques, Slonczewski [29] néglige les diffusions des électrons et des spins. Cette approximation balistique est justifiée dans le cas des jonctions tunnel magnétiques [124], mais ne convient

pas pour les vannes de spin métalliques où la diffusion interfaciale et volumique est un mécanisme dominant. Dans ce cadre, la diffusion électronique et l'accumulation de spin sont négligées, de même que la distinction entre potentiel électrique et potentiel électro-chimique. En effet, l'accumulation de spin est proportionnelle à la différence de potentiel chimique $\Delta\mu$ pour les spins majoritaires et minoritaires et cette différence de potentiel chimique est elle-même proportionnelle au champ électrique appliqué à la structure : $\Delta\mu \approx E.l_{sf}$, où E est le champ électrique appliqué à la structure et l_{sf} est la longueur de diffusion de spin. Or, dans une jonction tunnel magnétique la chute de potentiel a lieu principalement dans la barrière, ainsi $\Delta\mu$ est négligeable dans les électrodes ferromagnétiques. Il est donc cohérent de négliger l'accumulation de spin dans une jonction tunnel magnétique. Toutefois, l'approximation balistique n'est correcte qu'au voisinage de la barrière, pour des distances plus faibles que le libre parcours moyen λ_e des électrons dans les électrodes ferromagnétiques.

Ce modèle permet de décrire le couple de transfert de spin par une relation simple, pour les vannes de spin métalliques :

$$\mathbf{T} = \frac{I}{e} \frac{1}{-4 + (1 + P)^3(3 + \cos\theta)/4P^{3/2}} \cdot \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{P}) \quad (1.23)$$

où \mathbf{T} est le couple macroscopique exercé sur l'aimantation, I est l'intensité du courant, e la charge de l'électron, P la polarisation du courant, \mathbf{M} et \mathbf{P} les vecteurs unitaires colinéaires aux aimantations des couches libre et piégée respectivement. Ce modèle omet la réorientation des spins après la réflexion par l'interface et donc la seconde composante du transfert de spin, le terme b_j .

Le cas du transfert de spin dans des jonctions tunnel magnétiques a aussi été étudié dans le formalisme des matrices de transfert de Bardeen [124], dans la théorie des liaisons fortes [171] et dans l'approximation des électrons libres [172, 173]. Nous reviendrons sur ces modèles dans le chapitre 3.

1.5.4.2 Transport diffusif

Trois approches, généralement équivalentes, ont été proposées pour modéliser le transfert de spin en régime diffusif. La première dérive de la théorie de Valet et Fert [52], fondée sur l'approximation de Boltzmann. L'équation de Boltzmann décrit l'évolution des états électroniques près du niveau de Fermi dans des métaux pour lesquels $\lambda_e \ll l_{sf}$. Dans cette théorie, le transport électronique est décrit en terme de courants et de potentiels électro-chimiques. Les diffusions de spin dans les couches et aux interfaces sont prises en compte dans la construction de la polarisation et de l'accumulation de spin. Cette approche a été développée principalement par Barnas et al. [174] et Fert et al. [129]. Une autre approche, équivalente à la description de Boltzmann est le modèle de drift-diffusion (dérive-diffusion)

employé par Stiles et al. [126]. Ces auteurs ont aussi prédit un phénomène d'auto-couple (self torque) [175] : l'aimantation d'une couche ferromagnétique unique peut être excitée par une asymétrie de l'accumulation de spin dans une structure de type $N_1/F/N_2$ ($N_{1(2)}$ est un métal non magnétique et F un métal ferromagnétique). Dans ces modèles, le transfert de spin est interfacial (donc considéré comme une condition de bord de l'équation de Boltzmann [129]), et la composante b_j est alors négligeable.

Slonczewski [127, 176] a opté pour une seconde approche. Elle consiste à décrire le transport électronique dépendant du spin par un circuit électrique à deux canaux pour les électrons majoritaires et minoritaires. Cette approche constitue un puissant outil d'analyse, permettant d'obtenir des formules générales simples sur le transfert de spin. La principale différence entre ce modèle et l'approche de Boltzmann est que la théorie du circuit électrique néglige la variation spatiale d'accumulation de spin dans les couches métalliques, la polarisation du courant apparaissant de manière discontinue aux interfaces. L'intérêt de ce modèle a été souligné par le travail de Xiao et al. [177] qui a montré que ce modèle de circuit électrique peut être généralisé à des systèmes où l'accumulation de spin varie tout au long de la structure. Les auteurs ont ainsi montré qu'en choisissant correctement les paramètres du circuit, les résultats obtenus avec le circuit électrique sont confirmés par l'approche de Boltzmann.

Ces théories sont en accord pour prédire une dépendance angulaire du transfert de spin de la forme :

$$\mathbf{T} \propto \frac{1}{1 + \chi \cos^2 \frac{\Theta}{2}} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{P}) \quad (1.24)$$

Le coefficient χ détermine l'influence de l'angle formé par les aimantations sur le transfert de spin. Cette forme reste néanmoins une approximation raisonnable pour des vannes de spin usuelles (où la couche piégée contrôle l'accumulation de spin dans la couche libre). Comme nous l'avons vu, Boule et al. [142] ont montré que si l'on s'arrange pour que l'accumulation de spin dans la vanne de spin soit contrôlée par la couche libre, on peut obtenir une dépendance angulaire plus complexe, aboutissant à des caractéristiques dynamiques spécifiques.

Une troisième approche est celle développée par Bauer et al. [178, 179], assez proche de la théorie des circuits développées par Slonczewski [127]. A partir du formalisme des matrices de diffusion, Kovalev et al. [180] prédisent des comportements en accord avec les théories précédentes. Par la suite, Tserkovnyak et al. [181] ont su approfondir l'analyse des courants de spin dans une couche ferromagnétique unique et révéler l'existence d'un coefficient d'amortissement de Gilbert amplifié [182] ainsi qu'un effet de pompage de spin [183] : la variation temporelle de l'aimantation peut générer un courant de spin. Ce courant de spin peut ainsi coupler deux électrodes ferromagnétiques en précession temporelle [184].

Zhang et al. [130, 185] ont montré récemment que la prise en compte de la précession

des spins autour de l'aimantation locale lors du mécanisme de transfert de spin augmentait substantiellement le terme de couplage b_j dépendant du courant [130]. Dans leur nouvelle approche, Zhang et al. [186] prédisent que le couple de transfert de spin a lieu sur une profondeur de près de 3 nm près de l'interface.

Cette approche a donné lieu à une controverse quant à la légitimité de ce modèle [187]. L'argument de ses détracteurs est qu'il n'est pas possible de considérer, dans un modèle de Boltzmann, un phénomène dont la longueur caractéristique est plus courte que la longueur de Fermi. En effet, pour des ferromagnétiques usuels, la période de précession du spin τ est inversement proportionnelle à la constante d'échange J_{sd} . Pour des ferromagnétiques durs, la constante d'échange est de l'ordre de 1 eV, la période de précession est alors de l'ordre de $\tau \approx 10^{-15} s$. La période de précession est alors plus courte que le temps de collision des électrons $\tau_e = \lambda/v_F \approx 10^{-14} s$, où v_F est la vitesse de Fermi. Dans ce cas, la partie transverse de l'accumulation de spin devrait être absorbée dans une région où le transport est balistique. Toutefois, si l'on considère des ferromagnétiques doux, la décroissance de la composante transverse de l'accumulation de spin a lieu sur une plus longue distance. Ainsi, le cas des ferromagnétiques durs doit être, en toute rigueur, traité en combinant une approche balistique et une approche diffusive. Cette approche a été utilisée par Vedyayev et al. [62] pour modéliser le transfert de spin dans des vannes de spin métalliques pour les métaux ferromagnétiques doux.

Un article récent de Theodoropoulou et al. [188] a comparé les modèles proposés. Il semble que le modèle le plus simple reproduit le mieux les caractéristiques des vannes de spin métalliques. En effet, en comparant les données expérimentales avec le modèle balistique de Slonczewski [29], un modèle issu de la théorie de Valet et Fert [52], le modèle diffusive de Fert [129] et un modèle de Boltzmann dû à Xiao et al. [189], les auteurs trouvent que les valeurs expérimentales sont reproduites approximativement par le modèle de Slonczewski mais que les autres modèles produisent des valeurs du transfert de spin plus élevées que la réalité.

1.5.5 Ouvertures

Pour conclure ce tour d'horizon, soulignons l'existence de champs d'investigation s'intéressant à d'autres aspects du transfert de spin. L'analyse fréquentielle de la dynamique d'aimantation induite par transfert de spin est un domaine en pleine expansion actuellement et cherche à interpréter les résultats spectraux obtenus lors de l'excitation des couches magnétiques. Ce domaine intéresse aussi bien des théoriciens des ondes de spin [190] que des spécialistes de simulations micromagnétiques [191]. La prise en compte des effets thermiques a aussi récemment débouché sur des prédictions intéressantes [192].

L'étude du transport dans des structures magnétiques inhomogènes, comme les parois de domaines, a un avenir prometteur. De nombreuses études ont vu le jour [193] et permettent à de nouvelles idées de germer [194].

Enfin, mentionnons un récent travail théorique proposant un effet de transfert de spin dans les antiferromagnétiques [195] et les spirales de spin [196]. Des résultats expérimentaux semblent confirmer cette découverte, cependant de nouvelles données sont attendues [197].

1.6 Objectifs de la thèse

L'électronique de spin est, nous l'avons vu, en pleine effervescence. Les jonctions tunnel magnétiques présentent des caractéristiques technologiques (résistance, amplitude du signal de sortie, rapport signal sur bruit) qui en font des candidats incontournables pour les capteurs magnétiques. Les dernières évolutions du transfert de spin dans les JTM avec la possibilité de réduire drastiquement le courant critique de renversement de l'aimantation rendent ces systèmes particulièrement compétitifs pour le remplacement des composants électroniques actuels. En effet, la fin annoncée des technologies tout silicium (voir par exemple www.itrs.net) dans une quinzaine d'années met sur le devant de la scène des technologies novatrices hybrides telles que la spintronique (MRAM) ou faisant intervenir les matériaux à changement de phase (PC-RAM).

L'objectif de cette thèse, dans ce contexte très dynamique, est l'étude de jonctions tunnel magnétiques permettant d'observer un effet de transfert de spin efficace. Dans cette perspective, nous avons vu que la maîtrise de la composition des interfaces électrodes/barrière joue un rôle dominant sur la TMR et le transfert de spin.

Dans le second chapitre, nous présenterons des études fondamentales sur la nature de l'interface Co/AlOx où la présence d'oxygène interfacial modifie profondément tant le transport que les propriétés magnétiques du Co sous-jacent. Une technique originale pour optimiser l'oxydation des barrières dans les JTM sera décrite et analysée.

Dans le troisième chapitre, une étude théorique du transfert de spin dans les JTM sera développée. Nous décrirons en détail le transport de spin ainsi que le transfert de spin résultant de la non-colinéarité des aimantations des électrodes. De plus, la présence d'impuretés dans la barrière sera analysée, permettant d'obtenir des amplitudes du transfert de spin plus importantes.

Enfin, le quatrième chapitre sera consacré aux études de renversement d'aimantation par transfert de spin dans des jonctions tunnel magnétiques à base de MgO. Nous décrivons les caractéristiques de cet effet, en comparaison avec les vannes de spin métalliques.

Bibliographie

- [1] A. Matthiessen, *Ann. Phys.* **7**, 892 (1864).
- [2] N. F. Mott, *Pro. Roy. Soc. London Series A* **156**, 368-382 (1936) ; voir aussi N. F. Mott, *Adv. Phys.* **13**, 325 (1964).
- [3] I. A. Campbell, A. Fert et A. R. Pomeroy, *Phil. Mag.* **15**, 977 (1967).
- [4] A. Fert et I. A. Campbell, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1190 (1968).
- [5] P. M. Tedrow, R. Meservey et P. Fulde, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 1270 (1970) ; P. M. Tedrow et R. Meservey, *Phys. Rev. Lett.* **26**, 192 (1971).
- [6] R. Meservey et P. M. Tedrow, *Phys. Rep.* **238**, 173 (1994).
- [7] H. C. Siegman, D. T. Pierce et R. J. Celotta, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 452 (1981) ; W. Weber, S. Riesen et H. C. Siegmann, *Science* **291**, 1015 (2001) ; W. Weber, S. Riesen, C. H. Back, A. Shorikov, V. Anisimov et H. C. Siegmann, *Phys. Rev. B* **66**, 100405(R) (2002).
- [8] L. Joly, J. K. Ha et W. Weber, *Mater. Sc. Eng. B* **126**, 126 (2006) ; L. Joly, J. K. Ha, M. Alouani, J. Kortus et W. Weber, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 137206 (2006) ; L. Joly, J. K. Ha et W. Weber, *IEEE Trans. Magn.* **42**, 2645 (2006) ; L. Joly, L. Tati-Bismaths et W. Weber, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 187404 (2006).
- [9] L. Joly, Thèse, Université Louis Pasteur, Strasbourg (2006).
- [10] P. R. Hammar, B. R. Bennett, M. J. Yang et M. Johnson, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 203 (1999) ; S. Gardelis, C. G. Smith, C. H. W. Barnes, E. H. Linfield et D. A. Ritchie, *Phys. Rev. B* **60**, 7764 (1999) ; E. I. Rashba, *Phys. Rev. B* **62**, R16267 (2000) ; A. Fert et H. Jaffrès, *Phys. Rev. B* **64** 184420 (2001)
- [11] E. I. Rashba, *Fiz. Tverd. Tela (Leningrad)* **2**, 1224 (1960) [*Sov. Phys. Solid State* **2**, 1109 (1960)] ; Y. A. Bychkov et E.I. Rashba, *J. Phys. C* **17**, 6039 (1984).
- [12] S. Datta et B. Das, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 665 (1990).
- [13] B. T. Jonker, G. Kioseoglou, A. T. Hanbicki, C. H. Li et P. E. Thompson, *Nature Physics* **3**, 542 (2007).

- [14] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich et J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
- [15] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach et W. Zinn, *Phys. Rev. B* **39**, 4828 (1989).
- [16] R. Schad, C. D. Potter, P. Beliën, G. Verbanck, V. V. Moshchalkov, Y. Bruynseraede, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 3500 (1994).
- [17] S. Zhang et P. M. Levy, *J. Appl. Phys.* **69**, 4786 (1991).
- [18] W. P. Pratt Jr., S.-F. Lee, J. M. Slaughter, R. Loloee, P. A. Schroeder et J. Bass, *Phys. Rev. B* **66**, 3060 (1991).
- [19] M. A. M. Gijs et G. Bauer, *Adv. Phys.* **46**, 285 (1997).
- [20] M. Johnson et R. H. Silsbee, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1790 (1985); M. Johnson et R. H. Silsbee, *Phys. Rev. B* **35**, 4959 (1987); M. Johnson, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2142 (1993).
- [21] B. Dieny, V. S. Speriosu, S. S. P. Parkin, B. A. Gurney, D. R. Wilhoit et D. Mauri, *Phys. Rev. B* **43**, 1297 (1991).
- [22] M. Jullière, *Phys. Lett.* **54A**, 225 (1975).
- [23] E. Y. Tsybal, O. N. Mryasov et P. R. LeClair, *J. Phys. : Condens. Matter* **15**, R109 (2003).
- [24] S. Maekawa et U. Gäßvert, *IEEE Trans. Magn.* **MAG-18**, 707 (1982); T. Miyazaki, T. Yaoi et S. Ishio, *J. Magn. Magn. Mater.* **98**, L7 (1991); Y. Suezawa et Y. Gondo, *J. Magn. Magn. Mater.* **126**, 524 (1993).
- [25] J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong et R. Meservey, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3273 (1995).
- [26] S. Ikeda, J. Hayakawa, Y. M. Lee, F. Matsukura, Y. Ohno, T. Hanyu et H. Ohno, *IEEE Trans. Elec. Dev.* **54**, 991 (2007).
- [27] L. Berger, *J. Appl. Phys.* **49**, 2156 (1978).
- [28] J. C. Slonczewski, *Phys. Rev. B* **39**, 6995 (1989).
- [29] J. C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L1 (1996).
- [30] L. Berger, *Phys. Rev. B* **54**, 9353 (1996).
- [31] M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass, W. C. Chiang, M. Seck, V. Tsoi et P. Wyder, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4281 (1998).
- [32] E. B. Myers, D. C. Ralph, J. A. Katine, R. N. Louie et R. A. Buhrman, *Science* **285**, 867 (1999).
- [33] J.A. Katine, F.J. Albert, R.A. Buhrman, E.B. Myers et D.C. Ralph, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3149 (2000); voir aussi J. E. Wegrowe, D. Kelly, Y. Jaccard, P. Guitienne et J. P. Ansermet, *Europhys. Lett.* **45**, 626 (1999).

- [34] Y. Huai, F. Albert, P. Nguyen, M. Pakala et T. Valet, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 3118 (2004).
- [35] G. D. Fuchs, N. C. Emley, I. N. Krivorotov, P. M. Braganca, E. M. Ryan, S. I. Kiselev, J. C. Sankey, D. C. Ralph, R. A. Buhrman et J. A. Katine, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 1205 (2004)
- [36] S. Petit, C. Baraduc, C. Thirion, U. Ebels, Y. Liu, M. Li, P. Wang et B. Dieny, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 077203 (2007).
- [37] T. Inokuchi, Y. Saito et H. Sugiyama, Brevet US 2006/0227465 A1.
- [38] D. Houssameddine, U. Ebels, B. Delaët, B. Rodmacq, I. Firastrau, F. Ponthenier, M. Brunet, C. Thirion, J.-P. Michel, L. Prejbeanu-Buda, M.-C. Cyrille, O. Redon et B. Dieny, *Nature Materials* **6**, 447 (2007).
- [39] M. B. Stearns, *Phys. Rev. B* **8**, 4383 (1973).
- [40] M. B. Stearns, *Phys. Rev. B* **13**, 1183 (1976).
- [41] J. Callaway et C. S. Wang, *Phys. Rev. B* **16**, 2095 (1977).
- [42] S. V. Vonsovsky, *Magnetism*, New York, Wiley, (1974).
- [43] P. M. Tedrow et R. Meservey, *Phys. Rev. B* **7**, 318 (1973).
- [44] R. W. Rendell et D. R. Penn, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 2057 (1980).
- [45] B. A. Gurney, V. S. Speriosu, J.-P. Nozières, H. Lefakis, D. R. Wilhoit et O. U. Need, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 4023 (1993).
- [46] Y. Yafet, *J. Appl. Phys.* **39**, 853 (1968) ; Y. Yafet, *J. Appl. Phys.* **42**, 1564 (1971).
- [47] A. Fert, *J. Phys. C* **2**, 1784 (1969).
- [48] A. Fert, J.-L. Duvail et T. Valet, *Phys. Rev. B* **52**, 6513 (1995).
- [49] H. D. Chopra et S. Z. Hua, *Phys. Rev. B* **66**, 020403(R) (2002).
- [50] S. Z. Hua et H. D. Chopra, *Phys. Rev. B* **67**, 060401(R) (2003).
- [51] P. C. van Son, H. van Kempen et P. Wyder, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2271 (1987).
- [52] T. Valet et A. Fert, *Phys. Rev. B* **48**, 7099 (1993).
- [53] J. Bass et J. W. Pratt Jr., *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 274 (1999) ; J. Bass et J. W. Pratt Jr., *J. Phys. : Condens. Matter* **19**, 183201 (2007).
- [54] W. Park, R. Loloee, J. A. Caballero, W. P. Pratt Jr., P. A. Schroeder, J. Bass, A. Fert et C. Vouille, *J. Appl. Phys.* **85**, 4542 (1999).
- [55] S. Urazhdin, H. Kurt, M. AlHajDarwish, N. O. Birge, W. P. Pratt Jr. et J. Bass, *J. Appl. Phys.* **97**, 10C701 (2005).

- [56] W. Park, D. V. Baxter, S. Steenwyk, I. Moraru, W. P. Pratt Jr. et J. Bass, *Phys. Rev. B* **62**, 1178 (2000) ; Q. Yang, P. Holody, S.-F. Lee, L. L. Henry, R. Loloee, P. A. Schroeder, P. Pratt Jr. et J. Bass, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3274 (1994).
- [57] C. Vouille, Thèse, Université Paris-Sud, Orsay (1998).
- [58] F. Delille, A. Manchon, N. Strelkov, B. Dieny, M. Li, Y. Liu, P. Wang et E. Favre-Nicolin, *J. Appl. Phys.* **100**, 013912 (2006).
- [59] K. Eid, W. P. Pratt Jr. et J. Bass, *J. Appl. Phys.* **93**, 3445 (2003).
- [60] M. Wawrzyniak et J. Barnas, *Materials Science-Poland*, **22**, 537 (2004).
- [61] N. Strelkov, A. Vedyayev et B. Dieny, *J. Appl. Phys.* **94**, 3278 (2003).
- [62] A. Manchon, N. Ryzhanova, N. Strelkov, A. Vedyayev et B. Dieny, *J. Phys. : Condens. Matter* **19**, 165212 (2007).
- [63] voir par exemple D. R. Penn et M. D. Stiles, *Phys. Rev. B* **72**, 212410 (2005) ; J. Mathon, *Phys. Rev. B* **55**, 960 (1997) ; G. E. W. Bauer, K. M. Schep, K. Xia et P. J. Kelly, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **35**, 2410 (2002) ; A. Vedyayev, I. Zhukov, B. Dieny, *J. Magn. Magn. Mater.* **290**, 1050 (2005).
- [64] S. Urazhdin, R. Loloee et W. P. Pratt Jr., *Phys. Rev. B* **71**, 100401(R) (2005).
- [65] R. C. Sousa, J. J. Sun, V. Soares, P. P. Freitas, A. Kling, M. F. da Silva et J. C. Soares, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 3288 (1998).
- [66] J. G. Simmons, *J. Appl. Phys.* **34**, 238 (1963) ; J. G. Simmons, *J. Appl. Phys.* **34**, 1793 (1963) ; J. G. Simmons, *J. Appl. Phys.* **34**, 2581 (1963).
- [67] X. F. Han, M. Oogane, H. Kubota, Y. Ando et T. Miyazaki, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 283 (2000).
- [68] D. Wang, C. Nordman, J.M. Daughton, Z. Qian et J. Fink, *IEEE Trans. Magn.* **40**, 2269 (2004).
- [69] M. Mizuguchi, Y. Hamada, R. Matsumoto, S. Nishioka, H. Maehara, K. Tsunekawa, D. D. Djayaprawira, N. Watanabe, T. Nagahama, A. Fukushima, H. Kubota, S. Yuasa, M. Shiraishi et Y. Suzuki, *J. Appl. Phys.* **99**, 08T309 (2006).
- [70] M. Bowen, Thèse, Université Paris-Sud, Orsay (2003).
- [71] M. Bowen, A. Barthélémy, M. Bibes, E. Jacquet, J.-P. Contour, A. Fert, F. Ciccacci, L. Duo et R. Bertacco, *Phys. Rev. Lett* **95**, 137203 (2005).
- [72] T. Zhu, X. Xiang, F. Shen, Z. Zhang, G. Landry, D. V. Dimitrov, N. Garcia et J. Q. Xiao, *Phys. Rev. B* **66**, 094423 (2002).
- [73] X. H. Xiang, T. Zhu, Z.P. Zhang, T. P. Beebe et J. Q. Xiao, *J. Magn. Magn. Mater.* **272**, 1818 (2004).

- [74] P. LeClair, J. T. Kohlhepp, H. J. M. Swagten et W. J. M. de Jonge, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1066 (2001).
- [75] P. LeClair, B. Hoex, H. Wieldraaijer, J. T. Kohlhepp, H. J. M. Swagten et W. J. M. de Jonge, *Phys. Rev. B* **64**, 100406 (2001).
- [76] J. S. Moodera, J. Nowak, L. R. Kinder, P. M. Tedrow, R. J. M. van de Veerdonk, B. A. Smits, M. van Kampen, H. J. M. Swagten et W. J. M. de Jonge, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3029 (1999).
- [77] T. Nozaki, Y. Jiang, Y. Kaneko, A. Hirohata, N. Tezuka, S. Sugimoto et K. Inomata, *Phys. Rev. B* **70**, 172401 (2004).
- [78] A. Vedyayev, N. Ryzhanova, C. Lacroix, L. Giacomoni et B. Dieny, *Europhys. Lett.* **39**, 219 (1997); S. Zhang et P. M. Levy, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5660 (1998); J. Mathon et A. Umerski, *Phys. Rev. B* **60**, 1117 (1999).
- [79] M. F. Gillies, A. E. T. Kuiper, J. B. A. van Zon et J. M. Sturm, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 3496 (2001).
- [80] P. Rottlander, M. Hehn, O. Lenoble et A. Schuhl, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 3274 (2001).
- [81] M. Sharma, J. H. Nickel, T. C. Anthony et S. X. Wang, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 2219 (2001).
- [82] J. Wang, P. P. Freitas, P. Wei, N. P. Barradas et J. C. Soares, *J. Appl. Phys.* **89**, 6868 (2001).
- [83] Z. Li, C. de Groot et J. S. Moodera, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 3630 (2000).
- [84] J. Wang, P. P. Freitas, E. Snoeck, P. Wei et J. C. Soares, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 4387 (2001).
- [85] J. Wang, P. P. Freitas, E. Snoeck, X. Battle et J. Cuadra, *J. Appl. Phys.* **91**, 7463 (2002); J. Wang, P. P. Freitas et E. Snoeck, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 4553 (2001).
- [86] D. S. Kim, Y. Y. Yu et K. Char, *J. Appl. Phys.* **96**, 2278 (2004).
- [87] J.-O. Song, S.-R. Lee, H.-J. Shin, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 252501 (2005).
- [88] J. Androulakis, S. Gardelis, J. Giapintzakis, E. Gagaoudakis, G. Kiriakidis, *Thin Solid Films* **471**, 293 (2005).
- [89] S. S. P. Parkin, C. Kaiser, A. Panchula, P. M. Rice et B. Hughes, *Nature Materials* **3**, 862 (2004); S. Yuasa, T. Nagahama, A. Fukushima, Y. Suzuki et K. Ando, *Nature Materials* **3**, 868 (2004).
- [90] J. S. Bae, K. H. Shin, T. D. Lee et H. M. Lee, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 1168 (2002).
- [91] M. Bowen, M. Bibes, A. Barthélémy, J.-P. Contour, A. Anane, Y. Lemaître et A. Fert, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 233 (2003).

- [92] J. M. De Teresa, A. Barthélémy, A. Fert, J.-P. Contour, F. Montaigne et P. Seneor, *Science* **286**, 507 (1999) ; J. M. De Teresa, A. Barthélémy, A. Fert, J.-P. Contour, R. Lyonnet, F. Montaigne, P. Seneor et A. Vaurès, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4288 (1999).
- [93] E. Y. Tsymbal, K. D. Belashchenko, J. P. Velev, S. S. Jaswal, M. van Schilfgaarde, I. I. Oleynik et D. A. Stewart, *Prog. Mat. Sc.* **52**, 401 (2007).
- [94] J. Velev, K.D. Belashchenko, D.A. Stewart, M. van Schilfgaarde, S.S. Jaswal, E. Y. Tsymbal *Phys. Rev. Lett.* **95**, 216601 (2005).
- [95] J. Mathon et A. Umerski, *Phys. Rev. B* **63** 220403(R) (2001).
- [96] W. H. Butler, X. G. Zhang, T. C. Schulthess et J. M. MacLaren, *Phys. Rev. B* **63**, 054416 (2001).
- [97] S. Yuasa, T. Sato, E. Tamura, Y. Suzuki, H. Yamamori, K. Ando et T. Katayama, *Europhys. Lett.* **52**, 344 (2000).
- [98] Ph. Mavropoulos, N. Papanikolaou et P. H. Dederichs, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1088 (2000).
- [99] P. H. Dederichs, Ph. Mavropoulos, O. Wunnicke, N. Papanikolaou, V. Bellini, R. Zeller, V. Drchal et J. Kudrnovsk, *J. Magn. Magn. Mater.* **240**, 108 (2002).
- [100] J. Faure-Vincent, Thèse, Institut National Polytechnique de Lorraine, Nancy (2004).
- [101] C. Tiusan, HDR, Nancy (2007).
- [102] R. Matsumoto, A. Fukushima, T. Nagahama, Y. Suzuki, K. Ando et S. Yuasa, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 252506 (2007).
- [103] S. Zhang, P. M. Levy, A. C. Marley et S. S. P. Parkin, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3744 (1997).
- [104] J. S. Moodera, J. Nowak et R. J. M. van de Veerdonk, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2941 (1998).
- [105] J. S. Moodera et G. Mathon, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 248 (1999).
- [106] S. O. Vamenzuela, D. J. Monsma, C. M. Marcus, V. Narayanamurti et M. Tinkman, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 196601 (2005).
- [107] M. Sharma, S. X. Wang et J. H. Nickel, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 616 (1999).
- [108] F. F. Li, Z. Z. Li, M. W. Xiao, J. Du, W. Xu et A. Hu, *Phys. Rev. B* **69**, 054410 (2004).
- [109] E. Y. Tsymbal et D. G. Pettifor, *J. Appl. Phys.* **85**, 5801 (1999) ; E. Y. Tsymbal et D. G. Pettifor, *Phys. Rev. B* **64**, 212401 (2001) ; A. Vedyayev, D. Bragets, A. Bragets et B. Dieny, *Phys. Rev. B* **63**, 064429 (2001) ; F. Kanjouri, N. Ryzhanova, N. Strelkov, A. Vedyayev et B. Dieny, *J. Appl. Phys.* **98**, 083901 (2005).
- [110] L. Sheng, D. Y. Xing et D. N. Sheng, *Phys. Rev. B* **70**, 094416 (2004).

- [111] E. Y. Tsymbal et D. G. Pettifor, *Phys. Rev. B* **58**, 432 (1998).
- [112] R. Jansen et J. S. Moodera, *Phys. Rev. B* **61**, 9047 (2000).
- [113] E. Y. Tsymbal, A. Sokolov, I. F. Sabirianov et B. Doudin, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 186602 (2003).
- [114] N. Garcia, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 1351 (2000) ; D. Allen, R. Schad, G. Zangari, I. Zana, D. Yang, M. C. Tondra et D. Wang, *J. Vac. Sci. Technol. A* **18**, 1830 (2000) ; D. Allen, R. Schad, G. Zangari, I. Zana, D. Yang, M. Tondra et D. Wang, *J. Appl. Phys.*, **87**, 5188 (2000) ; E. P. Price, D. J. Smith, R. C. Dynes et A. E. Berkowitz, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 285 (2002).
- [115] S. Mukhopadhyay et I. Das, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 026601 (2006).
- [116] S. Maekawa, J. Inoue et H. Itoh, *J. Appl. Phys.* **79**, 4732 (1996).
- [117] R. Y. Gu, D. Y. Xing et J. Dong, *J. Appl. Phys.* **80**, 7165 (1996).
- [118] A. M. Bratkovsky, *Phys. Rev. B* **56**, 2344 (1997).
- [119] J. Mathon, *Phys. Rev. B* **56**, 11 810 (1997) ; J. Mathon, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **35**, 2437 (2002).
- [120] E. Y. Tsymbal et D. G. Pettifor, *J. Phys. : Condens. Matter* **9**, L411 (1997).
- [121] J. M. MacLaren, W. H. Butler et X.-G. Zhang, *J. Appl. Phys.* **83**, 6521 (1998) ; J. M. MacLaren, X.-G. Zhang, W. H. Butler et X. Wang, *Phys. Rev. B* **59**, 5470 (1999).
- [122] D. Belashchenko, E. Y. Tsymbal, M. van Schilfgaarde, D. A. Stewart, I. I. Oleynik et S. S. Jaswal, *Phys. Rev. B* **69**, 174408 (2004).
- [123] J. Mathon et A. Umerski, *Phys. Rev. B* **60** 1117 (1999).
- [124] J. C. Slonczewski, *Phys. Rev. B* **71**, 024411 (2005).
- [125] W. F. Brinkman, R. C. Dynes et J. M. Rowell, *J. Appl. Phys.* **41**, 1915 (1970).
- [126] M. D. Stiles et A. Zangwill, *Phys. Rev. B* **66**, 014407 (2002) ; M. D. Stiles et A. Zangwill, *J. Appl. Phys.* **91**, 6812 (2002).
- [127] J.C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* **247**, 324 (2002).
- [128] L. Berger, *J. Appl. Phys.* **89**, 5521 (2001).
- [129] A. Fert, V. Cros, J.-M. George, J. Grollier, H. Jaffrès, A. Hamzic, A. Vaurès, G. Faini, J. Ben Youssef et H. Le Gall, *J. Magn. Magn. Mater.* **272**, 1706 (2004).
- [130] S. Zhang, P. M. Levy et A. Fert, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 236601 (2002).
- [131] J. Z. Sun, *Phys. Rev. B* **62**, 570 (2000).
- [132] A. Deac, K. J. Lee, Y. Liu, O. Redon, M. Li, P. Wang, J. P. Nozières et B. Dieny, *Phys. Rev. B* **73**, 064414 (2006).

- [133] S. Mangin, D. Ravelosona, J. A. Katine, M. J. Carey, B. D. Terris et E. E. Fullerton, *Nature Materials* **5**, 210 (2006).
- [134] T. Seki, S. Mitani, K. Yakushiji et K. Takanashi, *J. Appl. Phys.* **99**, 08G521 (2006).
- [135] F. J. Albert, N. C. Emley, E. B. Myers, D. C. Ralph et R. A. Buhrman, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 226802 (2002).
- [136] W. Chen, M. J. Rooks, N. Ruiz, J. Z. Sun et A. D. Kent, *Phys. Rev. B* **74**, 144408 (2006).
- [137] S. Urazhdin, R. Loloee et W. P. Pratt Jr., *Phys. Rev. B* **71**, 100401(R) (2005).
- [138] A. Manchon, N. Strelkov, A. Deac, A. Vedyayev et B. Dieny, *Phys. Rev. B* **73**, 184418 (2006).
- [139] A. Manchon, N. Ryzhanova, N. Strelkov, A. Vedyayev et B. Dieny, *J. Magn. Magn. Mater.* **316**, 977 (2007).
- [140] A. Manchon et J. C. Slonczewski, *Phys. Rev. B* **73**, 184419 (2006).
- [141] M. AlHajDarwish, H. Kurt, S. Urazhdin, A. Fert, R. Loloee, W. P. Pratt Jr. et J. Bass, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 157203 (2004); M. AlHajDarwish, A. Fert, W. P. Pratt Jr. et J. Bass, *J. Appl. Phys.* **95**, 6771 (2004).
- [142] O. Boulle, J. Grollier, V. Cros, C. Deranlot, F. Petroff, A. Fert et G. Faini, *Nature Physics* **3**, 492 (2007).
- [143] K. Yagami, A. A. Tulapurkar, A. Fukushima et Y. Suzuki, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 5634 (2004).
- [144] Y. Jiang, S. Abe, T. Ochiai, T. Nozaki, A. Hirohata, N. Tezuka et K. Inomata, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 167204 (2004).
- [145] N. C. Emley, F. J. Albert, E. M. Ryan, R. A. Buhrman, J. M. Daughton et A. Jander, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 4257 (2004).
- [146] S. I. Kiselev, J. C. Sankey, I. N. Krivorotov, N. C. Emley, R. J. Schoelkopf, R. A. Buhrman et D. C. Ralph, *Nature* **425**, 380 (2003); S. I. Kiselev, J. C. Sankey, I. N. Krivorotov, N. C. Emley, M. Rinkoski, C. Perez, R. A. Buhrman et D. C. Ralph, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 036601 (2004).
- [147] M. Tsoi, J. Z. Sun et S. S. P. Parkin, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 036602 (2004).
- [148] S. Urazhdin, N. O. Birge, W. P. Pratt Jr. et J. Bass, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 146803 (2003).
- [149] A. Deac, Y. Liu, O. Redon, S. Petit, M. Li, P. Wang, J.-P. Nozières et B. Dieny, *J. Phys. : Condens. Matter* **19**, 165208 (2007).

- [150] K.-J. Lee, A. Deac, O. Redon, J.-P. Nozières et B. Dieny, *Nature Materials* **3**, 877 (2004).
- [151] J. C. Sankey, I. N. Krivorotov, S. I. Kiselev, P. M. Braganca, N. C. Emley, R. A. Buhrman et D. C. Ralph, *Phys. Rev. B* **72**, 224427 (2005).
- [152] I. N. Krivorotov, N. C. Emley, J. C. Sankey, S. I. Kiselev, D. C. Ralph et R. A. Buhrman, *Science* **307**, 228 (2005); N. C. Emley, I. N. Krivorotov, O. Ozatay, A. G. F. Garcia, J. C. Sankey, D. C. Ralph et R. A. Buhrman, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 247204 (2006).
- [153] W. H. Rippard, M. R. Pufall, S. Kaka, S. E. Russek et T. J. Silva, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 027201 (2004); S. Kaka, M. R. Pufall, W. H. Rippard, T. J. Silva, S. E. Russek et J. A. Katine, *Nature* **437**, 389 (2005); F. B. Mancoff, N. D. Rizzo, B. N. Engel et S. Tehrani, *Nature* **437**, 393 (2005); M. R. Pufall, W. H. Rippard, S. E. Russek, S. Kaka et J. A. Katine, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 087206 (2006).
- [154] J. Grollier, V. Cros et A. Fert, *Phys. Rev. B* **73**, 060409(R) (2006).
- [155] A. Deac, Thèse, Université Joseph Fourier, Grenoble (2005).
- [156] D. Houssameddine, Thèse, Université Joseph Fourier, Grenoble (soutenance prévue en 2009).
- [157] P. M. Levy et A. Fert, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 097205 (2006); P.M. Levy et A. Fert, *Phys.Rev. B* **74**, 224446 (2006).
- [158] Communication Orale, MMM/Intermag, Baltimore (2007).
- [159] G. D. Fuchs, J. A. Katine, S. I. Kiselev, D. Mauri, K. S. Wooley, D. C. Ralph et R. A. Buhrman, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 186603 (2006).
- [160] Z. Diao, D. Apalkov, M. Pakala, Y. Ding, A. Panchula et Y. Huaia, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 232502 (2005).
- [161] Y. Huai, M. Pakala, Z. Diao, D. Apalkov, Y. Ding et A. Panchula, *J. Magn. Magn. Mater.* **304**, 88 (2006).
- [162] B. Dieny et O. Redon, Brevet 01-14840 FR2832542; B. Dieny, O. Redon et B. Rodmacq, Brevet 00-15895 FR2817999.
- [163] G. D. Fuchs, I. N. Krivorotov, P. M. Braganca, N. C. Emley, A. G. F. Garcia, D. C. Ralph et R. A. Buhrman, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 152509 (2005).
- [164] Y. Huai, M. Pakala, Z. Diao et Y. Ding, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 222510 (2005).
- [165] A. A. Tulapurkar, Y. Suzuki, A. Fukushima, H. Kubota, H. Maehara, K. Tsunekawa, D. D. Djayaprawira, N. Watanabe et S. Yuasa, *Nature* **438**, 339 (2005).

- [166] A. V. Nazarov, H. M. Olson, H. Cho, K. Nikolaev, Z. Gao, S. Stokes et B. B. Pant, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 162504 (2006)
- [167] J.-G. Zhu, Y. Zhou et S. Mao, *IEEE Trans. Magn.* **42**, 2441 (2006).
- [168] S. Petit, Thèse, Université Joseph Fourier, Grenoble (2007).
- [169] J. C. Sankey, Y.-T. Cui, R. A. Buhrman, D. C. Ralph, J. Z. Sun et J. C. Slonczewski, à paraître.
- [170] J. C. Sankey, P. M. Braganca, A. G. F. Garcia, I. N. Krivorotov, R. A. Buhrman et D. C. Ralph, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 227601 (2006).
- [171] I. Theodonnis, N. Kioussis, A. Kalitsov, M. Chshiev et W. H. Butler, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 237205 (2006).
- [172] A. Manchon, N. Ryzhanova, A. Vedyayev et B. Dieny, soumis à *Phys. Rev. B*.
- [173] J.C. Slonczewski et J.Z. Sun, *J. Magn. Magn. Mater.* **310**, 169-175 (2007).
- [174] J. Barnas, A. Fert, M. Gmitra, I. Weymann et V. K. Dugaev, *Phys. Rev. B* **72**, 024426 (2005).
- [175] M. D. Stiles, J. Xiao et A. Zangwill, *Phys. Rev. B* **69**, 054408 (2004).
- [176] J. C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* **272**, e1465 (2004).
- [177] J. Xiao, A. Zangwill et M. D. Stiles, *Phys. Rev. B* **70**, 172405 (2004).
- [178] A. Brataas, Y. V. Nazarov et G. E. W. Bauer, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2481 (2000); *Eur. Phys. J. B* **22**, 99 (2001).
- [179] G. E. W. Bauer, Y. Tserkovnyak, D. Huertas-Hernando et A. Brataas, *Phys. Rev. B* **67**, 094421 (2003).
- [180] A. A. Kovalev, A. Brataas et G. E. W. Bauer, **66**, 224424 (2002).
- [181] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G. E. W. Bauer et B. I. Halperin, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 1375 (2005).
- [182] Y. Tserkovnyak, A. Brataas et G. E.W. Bauer, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 117601 (2002); voir aussi E. Simanek et B. Heinrich, *Phys. Rev. B* **67**, 144418 (2003).
- [183] Y. Tserkovnyak, A. Brataas et G. E.W. Bauer, *Phys. Rev. B* **66**, 224403 (2002).
- [184] B. Heinrich, Y. Tserkovnyak, G. Woltersdorf, A. Brataas, R. Urban et G. E.W. Bauer, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 187601 (2003).
- [185] A. Shpiro, P. M. Levy et S. Zhang, *Phys. Rev. B* **67**, 104430 (2003).
- [186] J. Zhang, P. M. Levy, S. Zhang et V. Antropov, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 256602 (2004).
- [187] J. C. Slonczewski, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 019707 (2006).

- [188] N. Theodoropoulou, A. Sharma, W. P. Pratt Jr., J. Bass, M. D. Stiles et J. Xiao, arXiv :0708.3229.
- [189] J. Xiao, A. Zangwill et M. D. Stiles, Euro. Phys. J. B DOI 10.1140/epjb/e2007-00004-0 (Jan.2007).
- [190] A. Slavin et V. Tiberkevich, Phys. Rev. Lett. **95**, 237201 (2005); A. Slavin et V. Tiberkevich, Phys. Rev. B, **72** 094428 (2005).
- [191] M. D. Stiles et J. Miltat, Spin Transfer Torque and Dynamics, dans *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures III*, Springer Verlag (2005).
- [192] M. Gmitra et J. Barnas, Phys. Rev. Lett. **99**, 097205 (2007); M. Hatami, G. E. W. Bauer, Q. Zhang et P. J. Kelly, Phys. Rev. Lett. **99**, 066603 (2007).
- [193] S. Zhang et Z. Li, Phys. Rev. Lett. **93**, 127204 (2004); J. Xiao, A. Zangwill et M. D. Stiles, Phys. Rev. B **73**, 054428 (2006); Y. Tserkovnyak, H. J. Skadsem, A. Brataas et G. Bauer, Phys. Rev. B **74**, 144405 (2006); F. Piéchon et A. Thiaville, Phys. Rev. B **75**, 174414 (2007); G. Tatara, H. Kohno, J. Shibata, Y. Lemaho et K.-J. Lee, J. Phys. Soc. Jap. **76**, 054707 (2007).
- [194] voir par exemple M. Kläui, P. O. Jubert, R. Allenspach, A. Bischof, J. A. G. Faini, U. Rudiger, C. A. F. Vaz, L. Vila et C. Vouille, Rev. Lett. **95**, 026601 (2005); M. Hayashi, L. Thomas, Y. B. Bazaliy, C. Rettner, R. Moriya, X. Jiang et S. S. P. Parkin, Phys. Rev. Lett. **96**, 197207 (2006); L. Thomas, M. Hayashi, X. Jiang, R. Moriya, C. Rettner et S. S. P. Parkin, Nature **443**, 197 (2006).
- [195] A. S. Núñez, R. A. Duine, P. Haney et A. H. MacDonald, Phys. Rev. B **73**, 214426 (2006); R. A. Duine, P. M. Haney, A. S. Núñez et A. H. MacDonald, Phys. Rev. B **75**, 014433 (2007).
- [196] O. Wessely, B. Skubic et L. Nordström, Phys. Rev. Lett. **96**, 256601 (2006); A. Manchon, N. Ryzhanova, A. Vedyayev, B. Dieny, à paraître.
- [197] S. Urazhdin et N. Anthony, Phys. Rev. Lett. **99**, 046602 (2007).

Chapitre 2

Effet de l'oxydation sur les propriétés magnétiques des jonctions tunnel

L'étude du transport tunnel dépendant du spin et en particulier du transfert de spin, nécessite la maîtrise de la fabrication de jonctions tunnel magnétiques de tailles réduites (dont le diamètre est inférieur à 200 nm), d'amplitude de magnétorésistance élevée et de faible produit RA (résistance \times aire de la jonction). Pour obtenir de telles jonctions il est nécessaire de maîtriser les processus de croissance de la barrière afin d'optimiser tant les densités d'états aux interfaces que la qualité de la barrière elle-même.

Une étape actuellement incontournable pour vérifier les propriétés de transport des JTM est la réalisation d'échantillons de dimensions micrométriques par lithographie optique. Ce passage obligé présente un inconvénient de taille tant par la lourdeur des équipements nécessaires que par le temps de fabrication. Worledge et al. [1] ont proposé une méthode simple pour estimer la TMR d'une jonction tunnel magnétique à partir de mesures de magnétorésistance CIP effectuées sur l'échantillon pleine tranche (donc non lithographié). Cependant, cette technique s'adapte mal aux JTM de faible produit RA, et le laboratoire SPINTEC a récemment développé une configuration de mesure différente, permettant d'obtenir des estimations de la TMR sur des échantillons déposés sur des substrats pré-gravés.

Une méthode de contrôle de l'oxydation originale a été proposée lors de la thèse de Monso [2, 3]. Elle consiste à associer le "basculement" d'anisotropie magnétique d'une tricouche Pt/Co/MOx (M est un métal) à l'état d'oxydation de l'interface Co/MOx. Afin de mieux comprendre ce processus et de valider cette méthode de contrôle, nous avons réalisé plusieurs études sur des structures équivalentes. Ces études sont le fruit d'une étroite collaboration entre le laboratoire SPINTEC, l'Institut Néel (en particulier S. Pizzini, J. Vogel et V. Uhlir) et l'équipe de la ligne Advanced Photoelectric-effect Experiments (APE) à Trieste (notamment M. Hochstrasser et G. Panaccione).

Nous proposons dans ce chapitre une analyse approfondie du phénomène de basculement d'anisotropie en lien avec l'état d'oxydation de l'interface Co/MOx. Dans un premier temps, nous présenterons l'influence de la structure de bande à l'interface F/I (F est un ferromagnétique et I un isolant - généralement un métal oxydé) sur les propriétés électroniques et magnétiques de l'interface. Ensuite, nous présenterons les résultats des mesures magnétiques et de transport dans des tricouches Pt/Co/MOx, en lien avec des analyses de composition chimique par rayonnement synchrotron qui nous permettront de proposer une description du phénomène de basculement d'anisotropie magnétique induit par oxydation. Dans une troisième section, nous étudierons par ces mêmes techniques, l'influence de la température de recuit sur l'état magnétique et chimique de l'interface Co/MOx. Enfin, nous présenterons le schéma général du contrôle de l'oxydation d'une barrière isolante par effet Hall extraordinaire, illustré par la réalisation d'une jonction tunnel magnétique innovante. Nous concluons ce chapitre en évoquant les travaux en cours et à venir sur ce thème.

2.1 Propriétés des interfaces Ferromagnétique/Isolant

Les systèmes F/MOx présentent un double intérêt pour l'électronique de spin : du point de vue magnétique, lorsque l'oxyde est antiferromagnétique (CoO à basse température par exemple) ils peuvent être à l'origine d'un couplage d'échange ferromagnétique/antiferromagnétique (voir par exemple [4]) et du point de vue du transport tunnel, les états d'interface déterminent la polarisation en spin du courant et donc l'amplitude de la TMR.

2.1.1 Propriétés électroniques

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, de nombreuses expériences ont démontré l'importance des densités d'états d'interface sur le transport tunnel magnétique (les travaux de LeClair [5, 6] sont à cet égard emblématiques). Outre l'absence de diffusion électronique aux interfaces, favorisant un transport tunnel purement balistique, Tsymbal et al. [7, 8] ont montré l'importance des états résonnants d'interface dans le transport tunnel.

2.1.1.1 Etats résonnants d'interface

La figure 2.1(a) présente le modèle en liaisons fortes d'une jonction tunnel non magnétique proposé par Tsymbal et al. [8]. Les électrodes métalliques sont représentées par des atomes de potentiel E_0 et d'intégrale de saut V_0 . De même, la barrière tunnel est représentée par des atomes de potentiel E_b et d'intégrale de saut V_b . Les sites i et r sont les atomes d'interfaces.

En liaison forte, la conductivité $G(E)$ pour un électron d'énergie E est donnée par [9] :

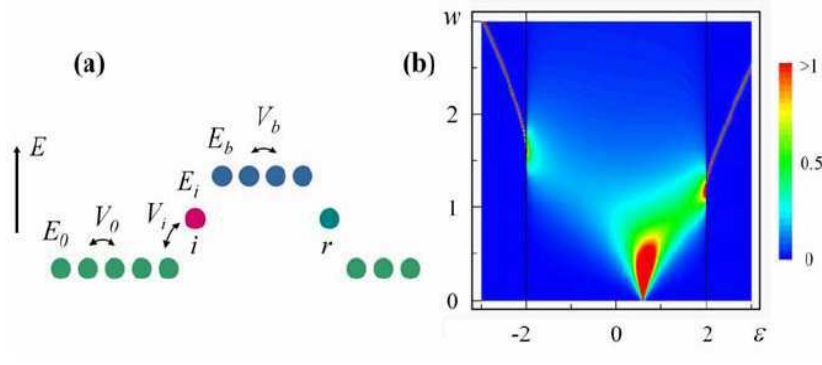


FIG. 2.1 : (a) Géométrie 1D d'une jonction tunnel en modèle de liaisons fortes. La position verticale des atomes représente leur potentiel (voir texte) ; (b) Contour de la densité d'état à l'interface ρ_i en fonction de l'énergie ϵ et de l'intégrale de saut effective w pour $\epsilon_i = 0.6$. D'après [7].

$$G(E) = \frac{4\pi^2 e^2}{h} V_b^2 N_i(E) e^{-2\kappa a N} N_r(E) \quad (2.1)$$

avec $\kappa a = \ln(\frac{E_b - E}{V_b})$, a est le paramètre du réseau, N le nombre d'atomes de la barrière tunnel et $N_{i(r)}(E)$ la densité d'états locale du site $i(r)$. La seule quantité qui dépend des paramètres E_i et V_i est la densité d'états locale $N_i(E)$. En posant $\epsilon = (E - E_0)/V_0$, $\epsilon_i = (E_i - E_0)/V_0$ et $w = V_i/V_0$, les auteurs obtiennent le diagramme représenté figure 2.1(b). On constate que pour une gamme de valeurs de w et ϵ localisée, la densité d'états $N_i(E)$ (et donc la conductance $G(E)$) atteint un maximum. Ce modèle simple démontre que dans une jonction tunnel, des états de résonance apparaissent près de l'interface et se traduisent par des pics dans la densité d'états locale. Ces états résonnants sont présents pour les spin minoritaires dans les jonctions tunnel magnétiques de type Fe/MgO/Fe(001) et semblent à l'origine de la chute de TMR à faible épaisseur de barrière [10].

2.1.1.2 Rôle de l'oxygène à l'interface Co/AlOx

La première étude fondamentale d'envergure sur les interfaces Co/AlOx a été proposée par Oleinik et al. [11] en 2000, puis Belashchenko et al. [12] en 2005. Les auteurs se sont intéressés aux états électroniques de l'interface Co/AlOx dans trois configurations différentes : lorsque les liaisons d'interfaces sont principalement Co-Al-O (aluminium sous-oxydé [11] - figure 2.2(a)), Co-O-Al (aluminium sur-oxydé [11] - figure 2.2(b)) et Co-O(adsorbé)-Al (l'atome d'oxygène pénètre légèrement dans la couche de Co [12] - figure 2.2(c)). La structure de la barrière d'alumine est relativement délicate à établir dans la mesure où l'alumine est

amorphe. Nous passerons sur les détails de la technique de calcul utilisée pour nous attarder sur les résultats obtenus.

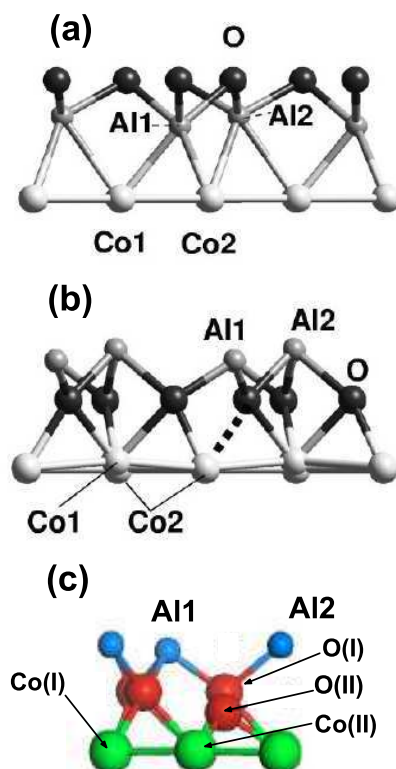


FIG. 2.2 : Structure d'interface pour les trois cas étudiés : (a) aluminium "sous-oxydé", la terminaison est réalisée par une monocouche d'aluminium; (b) aluminium "sur-oxydé", la terminaison est réalisée par une monocouche d'oxygène; (c) oxygène "adsorbé", un atome d'oxygène O(II) est inséré entre les atomes de cobalt interfaciaux Co(II) et les atomes d'oxygène interfaciaux O(I), notés I. D'après [11, 12].

a. Terminaison Co-Al-O

La figure 2.3 reproduit les densités d'états locales des atomes de la structure considérée en configuration sur-oxydée (O-terminated) et sous-oxydée (Al-terminated). Pour une interface légèrement sous-oxydée (figure 2.2(a)), la monocouche d'aluminium située entre le cobalt et l'oxygène, Al[1], se comporte comme une couche métallique insérée entre une barrière tunnel et l'électrode ferromagnétique (voir par exemple [13]). Cette couche métallique permet un transfert de charge entre l'aluminium et l'oxygène d'une part puis entre l'aluminium et le cobalt d'autre part, surpeuplant légèrement la bande 3d du cobalt (le cobalt interfacial, Co[3] gagne une charge de $-0.2|e|$). Ainsi, le cobalt interfacial voit son moment magnétique réduit de $1.68\mu_B$ (valeur volumique) à $1.15\mu_B$. Notons enfin que la bande majoritaire de type *d* du

cobalt interfacial, Co[3], est remplie, tandis que le niveau de Fermi traverse la bande d des électrons minoritaires. La polarisation du courant tunnel est donc négative.

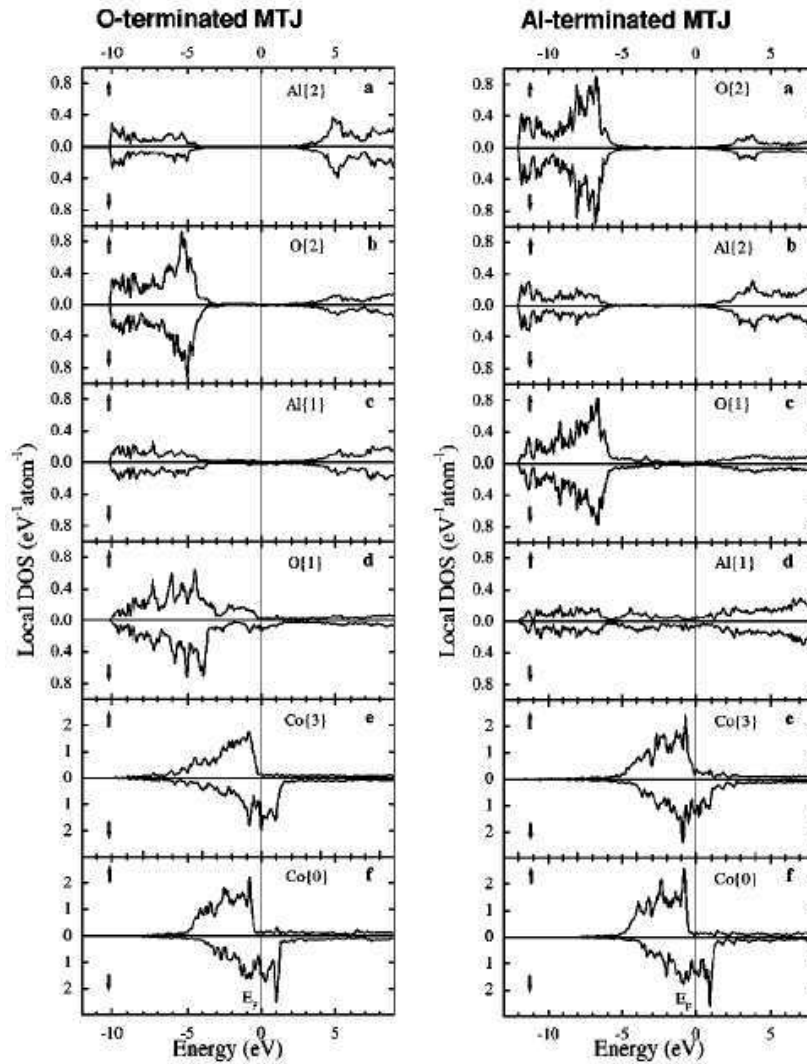


FIG. 2.3 : Densités d'états locales dépendantes du spin pour chaque atome des terminaisons Co-O-Al (gauche) et Co-Al-O (droite). D'après [11].

b. Terminaison Co-O-Al

Lorsque la terminaison à l'interface est du type Co-O-Al, les liaisons covalentes entre les bandes $3d$ du cobalt et $2p$ de l'oxygène modifient profondément la structure de bande de l'oxygène et du cobalt. La densité d'états de l'oxygène interfacial, O[1], montre que les états liés (situés sous le niveau de Fermi) sont dédoublés grâce au couplage avec les états $3d$ du

cobalt. Cependant, ce dédoublement reste faible puisque les états $3d$ du cobalt sont situés à plus haute énergie que les états $2p$ de l'oxygène. L'oxygène présente de plus une large bande d'états antiliés, qui s'étend jusqu'au-dessus du niveau de Fermi. Ces états étant plus proches en énergie des électrons $3d$ du cobalt, ils acquièrent une polarisation plus élevée qui se traduit par l'apparition d'un moment magnétique sur l'oxygène de $0.07 \mu_B$. On observe de plus que la densité d'états locale des électrons majoritaires sur O[1] est très faible, ce qui signifie que l'oxygène interfacial se comporte comme une barrière tunnel magnétique.

c. Oxygène adsorbé

Les deux systèmes précédents permettent de comprendre comment, en oxydant l'interface de manière optimale, il est possible d'augmenter le moment magnétique interfacial et donc la TMR. Cependant, ces résultats ne reflètent pas la réalité puisqu'on a vu que la polarisation du courant tunnel mesurée dans une jonction de type Co/AlOx/Co est positive.

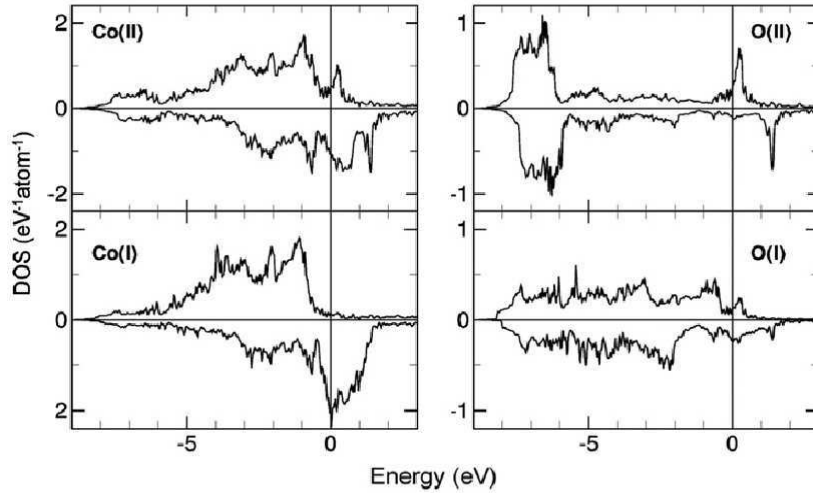


FIG. 2.4 : Densités d'états locales dépendantes de spin pour chaque atome dans le modèle de l'oxygène adsorbé. Les atomes sont identifiés sur la figure 2.2(c). D'après [12].

Reprenant ces calculs, Belaschenko et al. [12] ont montré qu'un atome d'oxygène adsorbé à l'interface Co-AlOx (c'est à dire, pour une oxygénation un peu plus importante de l'interface), la polarisation du Co peut être inversée et devenir positive. La figure 2.4 présente les densités d'états locales dépendantes du spin pour les atomes de l'interface (voir aussi la figure 2.2(c)). Les atomes Co(II) et O(II) forment des états liés et antiliés clairement séparés. Les états liés du Co(II) sont situés en-dessous de la bande $3d$ tandis que les états antiliés sont situés légèrement au-dessus du niveau de Fermi. Il en résulte une réduction du moment magnétique du Co(II) par rapport au Co(I) de $1.30\mu_B$, par rapport à $2.09\mu_B$. Cependant cette réduction

de moment magnétique reste faible puisque ce modèle considère un atome de O adsorbé pour trois atomes de Co. La densité d'états locale de l'atome de cobalt Co(I) est similaire à celle du Co volumique, tandis que l'oxygène O(I) possède une densité d'états locale proche de O(II).

Ce sont les états antiliés de l'oxygène O(II) qui produisent l'effet recherché. On constate sur la figure 2.4 que les états antiliés des spin majoritaires de l'atome O(II) sont très proches du niveau de Fermi, tandis que les états antiliés des spin minoritaires sont situés 1 eV au-dessus. Il en résulte une polarisation positive du courant de spin, estimée à +32% par les auteurs, conformément aux mesures de Tedrow et Meservey [14].

Ces modèles ne reflètent pas nécessairement la réalité mais ouvrent des possibilités d'interprétation des résultats expérimentaux. Il semble donc théoriquement établi que la présence d'oxygène est responsable de la polarisation positive du courant à l'interface.

2.1.1.3 Jonctions tunnel magnétiques Co/AlO_x/Co

Peu après la publication des résultats précédents, Telling et al. [15, 16] ont proposé une étude des états magnétiques et électroniques d'interface d'une jonction Co/AlO_x/Co par spectroscopie d'absorption (XAS) et dichroïsme magnétique circulaire (XMCD) en variant le temps d'oxydation plasma de la barrière. Les mesures XAS montrent que la structure électronique du Co tend vers celle du CoO (autrement dit, que le cobalt s'oxyde) à mesure que le temps d'oxydation augmente. Mais surtout, comme le montre la figure 2.5, les mesures

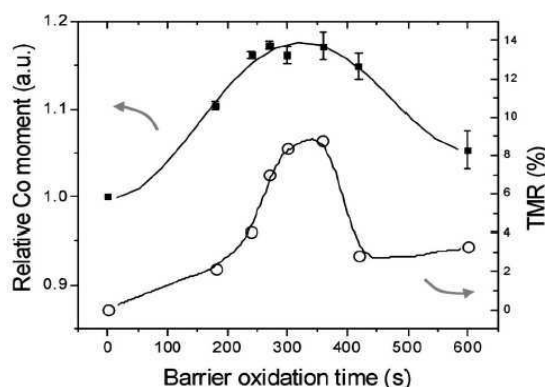


FIG. 2.5 : Moment magnétique relatif et magnétorésistance tunnel correspondante en fonction du temps d'oxydation de la barrière tunnel. D'après [16].

XMCD démontrent que, dans un premier temps, l'oxydation s'accompagne d'une augmentation du moment magnétique effectif du cobalt, en accord avec les études précédentes. Dans un second temps, aux forts temps d'oxydation, le moment magnétique diminue, la couche de

cobalt s'oxyde. La TMR, mesurée sur des JTM fabriquées de la même manière, suit ce comportement et atteint un maximum lorsque le moment magnétique du cobalt est maximum.

Ces expériences démontrent que la TMR est directement liée au moment magnétique du cobalt, modifié par le taux d'oxydation de l'interface Co/AlOx. Le contrôle de la TMR étant actuellement une procédure lourde (puisqu'elle nécessite la fabrication de jonctions microstructurées), l'étude des propriétés magnétiques de l'interface, comme le montre les études de Telling et al. [15, 16], peut ouvrir une nouvelle voie pour le dimensionnement des JTM.

2.1.2 Propriétés magnétiques

La découverte de l'anisotropie magnétique perpendiculaire (AMP) dans les multicouches de Pd/Co par Carcia et al. [17] en 1985 a ouvert la voie à un domaine de recherche riche, dont la physique, mettant en jeu l'hybridation des orbitales d'interfaces, n'est pas encore totalement comprise. Les matériaux ferromagnétiques utilisés, Fe, Co et Ni possèdent une structure atomique de type $3d^n 4s^2$ ($n=6, 7, 8$ resp.). Les électrons $3d$ étant responsables de l'aimantation spontanée, ce sont ces orbitales qui vont participer à la création de l'AMP. La figure 2.6 présente les orbitales $3d$ en fonction de leur symétrie planaire (d_{xy} et $d_{x^2-y^2}$) et perpendiculaire au plan (d_{xz} , d_{yz} et d_{z^2}). Le paramètre Δ est la différence d'énergie entre les orbitales planaires et hors du plan intervenant dans la description de la structure de bande à l'interface.

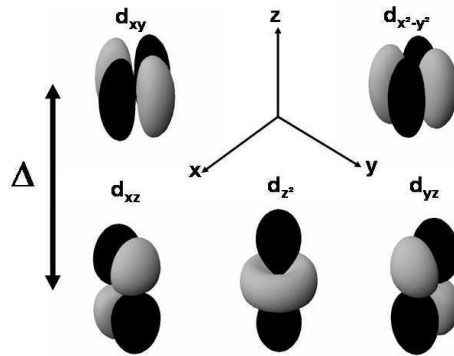


FIG. 2.6 : Orbitales atomiques de type d pour un atome hydrogénoïde. Les orbitales sont regroupées selon leur symétrie spatiale. Le paramètre Δ correspond à la différence d'énergie entre ces orbitales due aux effets d'interface.

Ce paramètre dépend essentiellement des interactions coulombiennes entre les électrons de ces couches. La figure 2.7 propose une description de la levée de dégénérescence des niveaux

3d d'une couche mince ferromagnétique [18] due à la réduction de symétrie à l'interface.

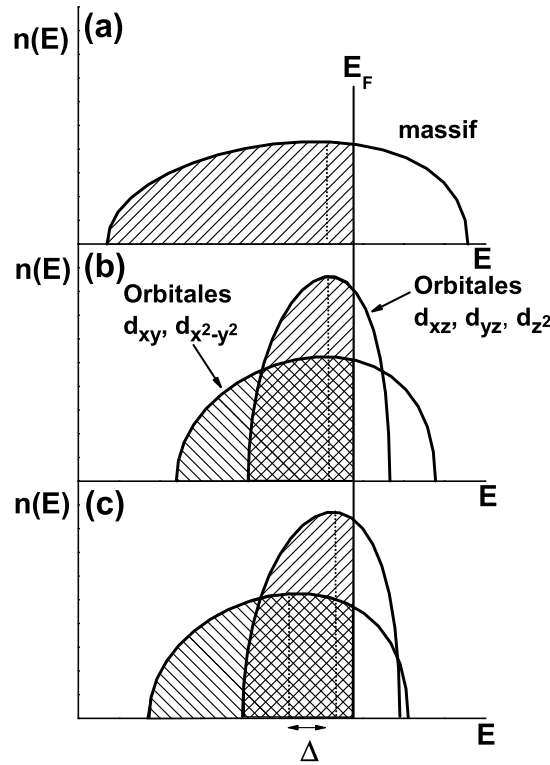


FIG. 2.7 : (a) Densité d'états des électrons 3d dans un matériau massif; (b) La réduction de symétrie due à l'interface diminue la largeur des bandes 3d; (c) Le rééquilibrage de charge qui a lieu entre les orbitales planaires et hors du plan fait apparaître une différence d'énergie entre ces deux types d'orbitales.

Dans un ferromagnétique massif, l'environnement électronique est quasi-sphérique et la densité d'état des électrons 3d est en première approximation dégénérée (figure 2.7(a)). A l'interface, ou dans une couche monoatomique, l'absence d'atomes premiers voisins réduit la largeur de la bande 3d. Cette réduction est plus importante pour les électrons des orbitales hors-du-plan que pour les électrons des orbitales dans le plan de la couche (figure 2.7(b)). Comme les bandes planaires ne sont plus qu'à moitié remplies, ce rétrécissement anisotrope donne lieu à un transfert de charge des bandes planaires vers les bandes hors du plan. Le rééquilibrage entre les deux types de bandes donne lieu à son tour à une augmentation de l'énergie coulombienne qui tend à égaliser les populations des niveaux planaires et hors du plan et par conséquent tend à séparer les niveaux 3d (figure 2.7(c)). En négligeant la levée de dégénérescence entre les orbitales de même symétrie, il en résulte l'apparition d'un champ cristallin $\Delta = E(yz, zx, z^2) - E(xy, x^2 - y^2)$. Bruno [18] a montré que l'énergie d'anisotropie

magnétique est liée à Δ et que lorsque la séparation entre les orbitales planaires et hors-du-plan augmente, l'énergie d'anisotropie augmente. Par un modèle de liaisons fortes, l'auteur a démontré que l'énergie d'anisotropie induite par le couplage spin-orbite dans un système uniaxial est liée au moment orbital par la relation [18] :

$$\Delta E(\mathbf{n}) = E(\mathbf{n}) - E(\mathbf{z}) = \int^{\epsilon_F(\mathbf{n})} \epsilon D(\epsilon, \mathbf{n}) d\epsilon - \int^{\epsilon_F(\mathbf{z})} \epsilon D(\epsilon, \mathbf{z}) d\epsilon \quad (2.2)$$

$$= -\frac{G}{H} \frac{\xi}{4\mu_B} (m_{orb}^\perp - m_{orb}^\parallel) \quad (2.3)$$

où $D(\epsilon, \mathbf{n})$ est la densité d'états lorsque l'aimantation est selon la direction \mathbf{n} et le facteur G/H dépend du détail de la structure de bande. van der Laan [19] a montré que ce modèle reste valide tant qu'une des sous-bandes est complètement remplie, comme c'est le cas pour le Co, et doit être corrigée dans le cas contraire, comme pour le Fe.

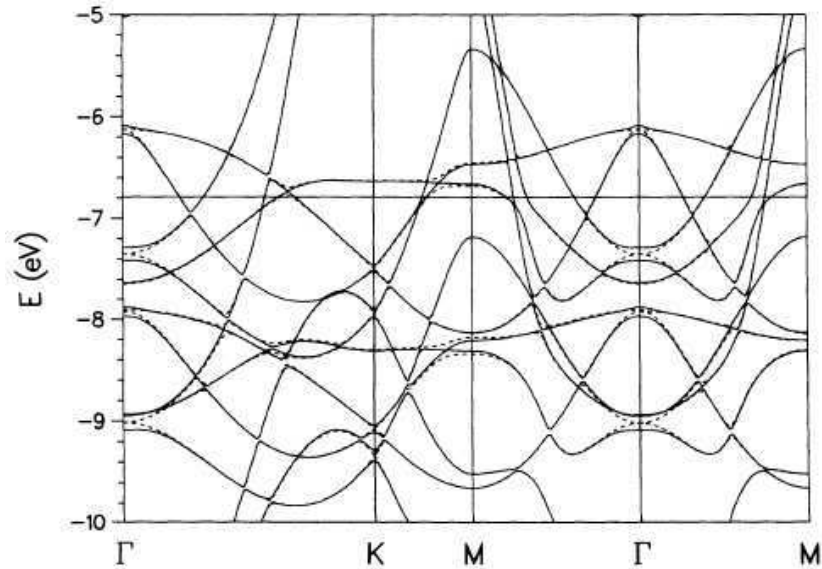


FIG. 2.8 : Structure de bande du cobalt avec le spin-orbite dans deux configurations d'aimantation : planaire (pointillés) et perpendiculaire (lignes solides). D'après [20].

Daalderop et al. [20] ont étudié l'énergie d'anisotropie d'une monocouche cristalline de cobalt par une approche *ab-initio*. La monocouche est située dans le plan (\mathbf{x}, \mathbf{y}) et l'énergie d'anisotropie perpendiculaire est $\Delta E(\mathbf{x})$. La prise en compte du couplage spin-orbite, $\xi \mathbf{l} \cdot \mathbf{s}$ (ξ est le couplage spin-orbite, \mathbf{l} est le moment orbital et \mathbf{s} le moment de spin) est ici un paramètre fondamental puisqu'il relie la direction de l'aimantation avec la direction du moment orbital. La figure 2.8 reproduit la structure de bande du Co en présence du spin-orbite

lorsque l'aimantation est dans le plan (pointillés) et hors du plan (lignes solides). On voit que le rôle du spin-orbite est de lever la dégénérescence des bandes lorsque l'aimantation est perpendiculaire au plan (dans le cas planaire, les orbitales et le moment magnétique sont alignés annulant le spin-orbite). Toutefois, les autres effets sur les bandes électroniques sont de l'ordre du meV et ne peuvent être analysés à ce niveau.

La figure 2.9 montre l'énergie d'anisotropie calculée sur une monocouche de Co en fonction de l'énergie ϵ . Cette énergie correspond au remplissage des couches électroniques du Co. On constate que le signe de l'énergie d'anisotropie de la couche de cobalt oscille lorsque le remplissage de la bande 3d est modifiée. Kyuno et al. [21] ont étudié théoriquement l'AMP sur des interfaces de type Co/X (X=Pt, Pd, Cu, Ag, Au) et confirment ce comportement. Le remplissage des bandes du cobalt est modifiée par l'hybridation des orbitales localisées à l'interface, comme l'ont montré Nakajima et al. [22] dans le cas du Co/Pt (les niveaux 3d du cobalt s'hybrident avec les niveaux 5d du platine) et modifie ainsi le paramètre de champ cristallin Δ évoqué plus haut.

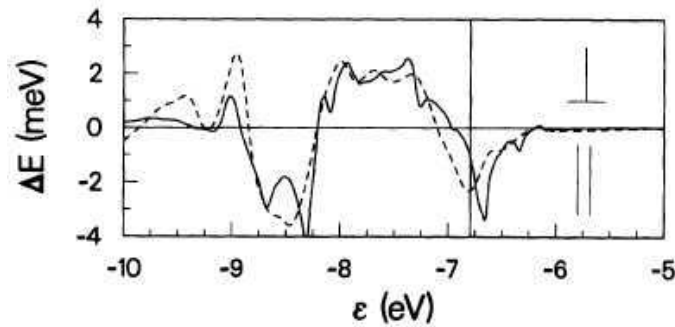


FIG. 2.9 : *Energie d'anisotropie de la monocouche de cobalt en fonction d'une énergie correspondant au remplissage de bande. À énergie positive, l'anisotropie est hors du plan, tandis qu'à énergie négative, l'anisotropie est dans le plan de la couche. D'après [20].*

Cependant la levée de dégénérescence des niveaux 3d du métal ferromagnétique et le remplissage des bandes de valence correspondant ne sont pas la seule origine de l'AMP et l'amplitude du couplage spin-orbite peut être déterminant. La relation 2.3 a été confirmée expérimentalement par Weller et al. [23] sur une interface Co/Au, par analyse de dichroïsme circulaire magnétique (XMCD). En modifiant l'épaisseur de Co, les auteurs constatent que le moment de spin du cobalt n'est pas modifié mais que le moment orbital et la densité de spin évoluent en proportion inverse : lorsque l'épaisseur de Co diminue, le moment orbital planaire (perpendiculaire) diminue (augmente), tandis que la densité de spin planaire (perpendiculaire) augmente (diminue), comme le montre la figure 2.10.

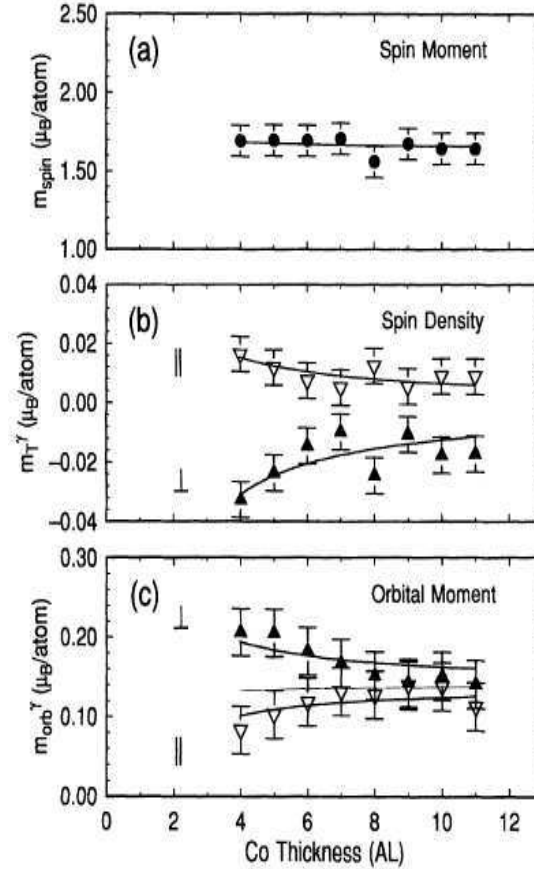


FIG. 2.10 : (a) Moment de spin, (b) densité de spin et (c) moment orbital du cobalt planaire (\parallel) et hors du plan (\perp) en fonction de l'épaisseur de cobalt. D'après [23].

Ainsi, pour une couche fine, $m_{orb}^{\perp} > m_{orb}^{\parallel}$ tandis que $m_T^{\parallel} > m_T^{\perp}$ (m_T^{ν} est la densité de spin dans la configuration ν). En se fondant sur la symétrie des orbitales d représentées sur la figure 2.6 [24], on en déduit que dans le cas de l'interface Co/Au, les orbitales planaire (d_{xy} et $d_{x^2-y^2}$) contribuent plus que les orbitales hors-du-plan (d_{xz} , d_{yz} et d_{z^2}) au moment de spin. Pourtant, bien que la densité de spin possède une anisotropie planaire, elle s'oriente sur le moment orbital qui lui possède une anisotropie hors du plan pour des faibles épaisseurs de Co. Il est intéressant de constater que par le fort couplage spin-orbite de l'Au (estimé à 10^{-2} eV/atome dans ce cas), la direction du moment de spin est imposé par la direction du moment orbital alors que l'amplitude de celui-ci est un ordre de grandeur plus petit que le moment de spin (voir la figure 2.10).

Dans cette section, nous avons vu que l'anisotropie magnétique perpendiculaire d'une couche mince peut être influencée par deux paramètres : la levée de dégénérescence des orbitales $3d$ due à la brisure de symétrie à l'interface (la présence d'atomes premiers voisins

différents des atomes du matériau massif et le transfert de charge résultant) et l'existence d'un fort couplage spin-orbite qui permet d'orienter le moment magnétique de spin sur le moment orbital de l'électron.

Bien que l'oxygène ne possède pas de couplage spin-orbite important, on peut s'attendre à ce que sa présence à l'interface Co/AlOx modifie aussi l'anisotropie d'interface. En effet, on peut imaginer que le transfert de charge [11] qui a lieu entre les atomes de Co et O augmente l'asymétrie de la bande de valence du Co et réduit ainsi l'énergie des orbitales d du Co pointant vers l'interface. Cette levée de dégénérescence se traduit par une augmentation de l'effet de champ cristallin, représenté par le paramètre Δ dans la théorie de Bruno [18] (voir figure 2.7). Le transfert de charge compense le faible spin-orbite de l'oxygène en augmentant substantiellement le moment orbital à travers l'augmentation de Δ .

2.2 Anisotropie magnétique perpendiculaire dans les tricouches Pt/Co/MOx

L'influence de l'oxygène sur l'anisotropie du Co a déjà été démontré par Monso et al. [2, 3]. Toutefois l'interprétation des résultats nécessitait la connaissance de la composition chimique profonde des tricouches utilisées. La compréhension du rôle de l'oxygène dans le changement d'anisotropie de la couche de Co est d'une grande importance pour contrôler l'état d'oxydation de la barrière tunnel. Dans cette section, nous reprendrons ces mesures de manière plus approfondie, puis nous présenterons les résultats obtenus par spectroscopie X.

2.2.1 Fabrication des échantillons

Nous avons réalisé des multicouches Pt(3 nm)/Co(0.6 nm)/M+Ox/Pt(2 nm) (M=Al, Ta, Mg, Ru), déposées sur des substrats de silicium oxydés thermiquement. L'oxydation de la barrière a été réalisée selon deux méthodes : par oxydation naturelle sous 160 mbar de O₂ pendant 30 minutes et par oxydation par plasma RF d'oxygène sous une pression de 3×10^{-3} mbar et de puissance 10 W. Les dépôts sont réalisés par pulvérisation cathodique dans des bûtes PLASSYS (pour les structures oxydées naturellement) et ACTEMIUM (pour les structures oxydées par plasma) sous des pressions de base de l'ordre de 3×10^{-8} mbar.

Pour obtenir différents états d'oxydation de la barrière, plusieurs échantillons ont été réalisés en variant soit l'épaisseur d du métal M (dans le cas de l'oxydation naturelle), soit le temps t d'oxydation plasma (dans le cas de l'oxydation plasma), l'épaisseur du métal M étant dans ce cas gardée constante. Les échantillons oxydés naturellement sont protégés de l'oxydation ultérieure par une couche de platine de 2 nm et recuits à 150°C pour assurer leur

stabilité dans le temps. Les échantillons oxydés par plasma sont généralement plus stables thermiquement car l'épaisseur d'aluminium est plus importante (1.6 nm comparé à 0.6 nm en moyenne pour l'oxydation naturelle), de sorte que ni le recuit ni la couche de platine de protection ne sont nécessaires pour protéger leur état d'oxydation.

2.2.2 Caractérisations magnétiques

L'état d'aimantation de la couche de cobalt est mesuré par effet Hall extraordinaire (EHE), selon le dispositif exposé sur la figure 2.11, particulièrement adapté pour mesurer la composante perpendiculaire de l'aimantation M_z [25]. Lorsqu'un courant est injecté selon l'axe Ox , les électrons itinérants diffusent différemment dans le ferromagnétique selon leur projection de spin et une tension électrique transverse apparaît selon l'axe Oy (pour plus de détails sur l'effet Hall et l'effet Hall de spin, on peut consulter la référence [26]). La résistance perpendiculaire R_H , dite résistance de Hall, est composée de deux contributions :

$$R_H = R_0 H + 4\pi R_{EHE} M_z$$

où H est le champ appliqué perpendiculairement au plan des couches, R_0 la résistance de Hall ordinaire, R_{EHE} la résistance de Hall extraordinaire et M_z la projection de l'aimantation du ferromagnétique selon l'axe z . Ainsi en appliquant un champ perpendiculairement au plan de la tricouche, il est possible d'obtenir des courbes d'hystérésis de la résistance de Hall. En appliquant le champ extérieur dans le plan des couches, il est possible de déterminer le champ d'anisotropie perpendiculaire de la couche magnétique et son état d'aimantation initial.

Une caractéristique importante des mesures d'EHE est l'angle de Hall, défini comme le rapport de la résistivité de Hall sur la résistivité CIP. Il caractérise la capacité du système à dévier le courant injecté de sa direction originelle. Si cette grandeur n'a pas d'importance dans les dispositifs tunnel considérés, nous verrons que le système étudié présente un angle de Hall important, ce qui le rend aussi intéressant du point de vue des capteurs basés sur l'EHE.

2.2.2.1 Oxydation naturelle

Comme indiqué ci-dessus, la caractérisation magnétique des échantillons est réalisée par EHE, en utilisant une géométrie de contact à quatre pointes standard (en croix de Hall) [2, 25]. La figure 2.12 présente les cycles de résistance de Hall obtenus pour une multicouche Pt(3 nm)/Co(0.6 nm)/Al(d)+Ox/Pt(2 nm) dont l'épaisseur d d'aluminium varie pour un temps d'oxydation naturelle constant (30 minutes sous 160 mbar), à champ extérieur fort (figure de gauche) et faible (figure de droite).

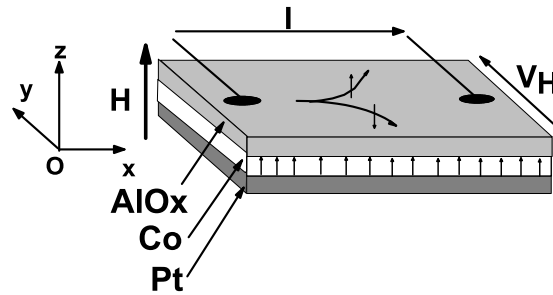


FIG. 2.11 : Schéma de principe de la mesure par effet Hall extraordinaire. La direction du champ extérieur permet de décrire les états d'aimantation de la couche de Co ainsi que le champ d'anisotropie.

Il apparaît que pour les fortes épaisseurs ($d \geq 0.8$ nm), les cycles d'aimantation ne présentent pas d'hystérésis et possèdent une rémanence nulle. On peut distinguer deux pentes dans ces courbes : à champs faibles ($|H| < |H_{sat}|$), la pente à l'origine est élevée et rend compte des deux composantes (ordinaire et extraordinaire) de la résistance de Hall et à champs forts ($|H| > |H_{sat}|$), la composante d'aimantation perpendiculaire M_z du Co ne dépend plus du champ extérieur et le signal vient principalement de la composante ordinaire de la résistance de Hall, proportionnelle au champ appliqué. Pour ces couches d'épaisseur $d \geq 0.8$ nm, le champ de saturation est élevé ($|H_{sat}| > 1$ kOe) ce qui signifie que l'axe perpendiculaire au plan est un axe de difficile aimantation.

Pour des épaisseur intermédiaires ($d=0.6$ nm et $d=0.4$ nm), la courbe montre un cycle d'hystérésis avec un renversement abrupt de l'aimantation et un champ coercitif de l'ordre de 200 Oe. Ces caractéristiques indiquent que l'axe perpendiculaire est devenu un axe de facile aimantation.

Pour $d=0.2$ nm, la mesure d'EHE ne montre plus d'hystérésis, le cycle possède une rémanence nulle et son amplitude est fortement diminuée. Cette description démontre que, en fonction de l'oxydation de la couche d'aluminium, la couche de Co subit une importante modification de son anisotropie magnétique. Pour interpréter correctement ces mesures, remarquons que l'énergie magnétique de la couche de Co est définie par la contribution de quatre sources distinctes : (i) les anisotropies d'interface (Pt/Co et Co/AlOx), (ii) l'anisotropie de forme, (iii) l'anisotropie induite par les tensions du réseau. L'état d'aimantation de la couche de Co est le fruit de la combinaison entre ces quatre contributions.

Pour évaluer l'anisotropie magnétique résultante, nous avons choisi de tracer la pente initiale du cycle d'aimantation en fonction de l'épaisseur de la barrière. La pente à champ nul est petite (l'AMP de l'interface Co/AlOx est faible, l'axe perpendiculaire est un axe

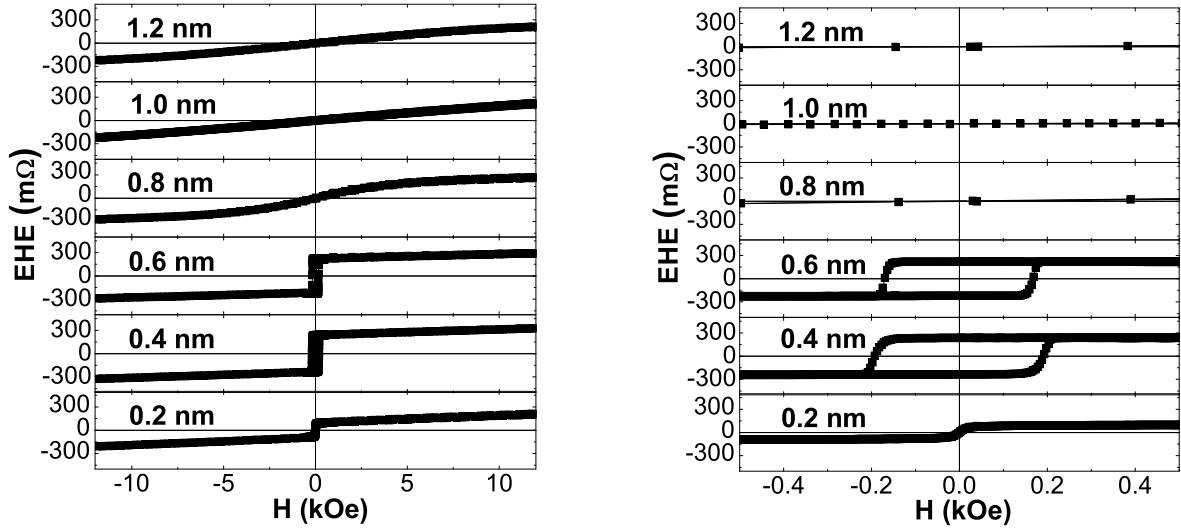


FIG. 2.12 : Résistance de Hall en fonction du champ appliqué pour des échantillons de type Pt/Co/Al(d)+Ox/Pt, pour différentes épaisseurs d de Al. Le champ est appliqué perpendiculairement au plan des couches. **Gauche :** Cycles d'aimantation à champs forts; **Droite :** Cycles d'aimantation à champs faibles.

de difficile aimantation) pour les faibles et fortes épaisseurs d'aluminium ($d \geq 0.8$ nm et $d \leq 0.2$ nm), alors que pour des épaisseurs intermédiaires, (0.8 nm $> d > 0.2$ nm), le signal mesuré est un cycle d'hystérésis carré, la pente à champ nul est donc quasiment infinie et l'axe perpendiculaire aux couches est un axe de facile aimantation (les AMP de l'interface Co/AlOx et de l'interface Co/Pt dominant les deux autres sources). A ce stade, nous ne pouvons pas déterminer l'état de l'aimantation des échantillons de faible épaisseur et de forte épaisseur ($d \geq 0.8$ nm et $d \leq 0.2$ nm), puisque des structures magnétiques planaires ou hors du plan en domaines donnent le même type de signal EHE.

Ces résultats sont résumés sur la figure 2.13. La pente initiale et l'amplitude du signal EHE sont représentées en fonction de l'épaisseur d , pour différents matériaux M : Al, Mg, Ta, Ru, oxydés naturellement. A partir de la pente initiale (symboles carrés), on peut distinguer trois zones : à faibles épaisseurs, la pente est faible, puis pour les épaisseurs intermédiaires (la gamme d'épaisseurs concernées dépend du matériau) la pente augmente jusqu'à atteindre un maximum, et finalement, elle décroît pour les plus fortes épaisseurs. Pour M=Al, Ta, Mg, lorsque la pente atteint son maximum, le signal EHE est carré, ce qui indique que l'aimantation est hors du plan. Concernant M=Ru, la pente décroît lorsque l'épaisseur de Ru décroît, ce qui signifie que le pic d'anisotropie apparaît vraisemblablement pour des épaisseurs de Ru supérieures à 1.2 nm.

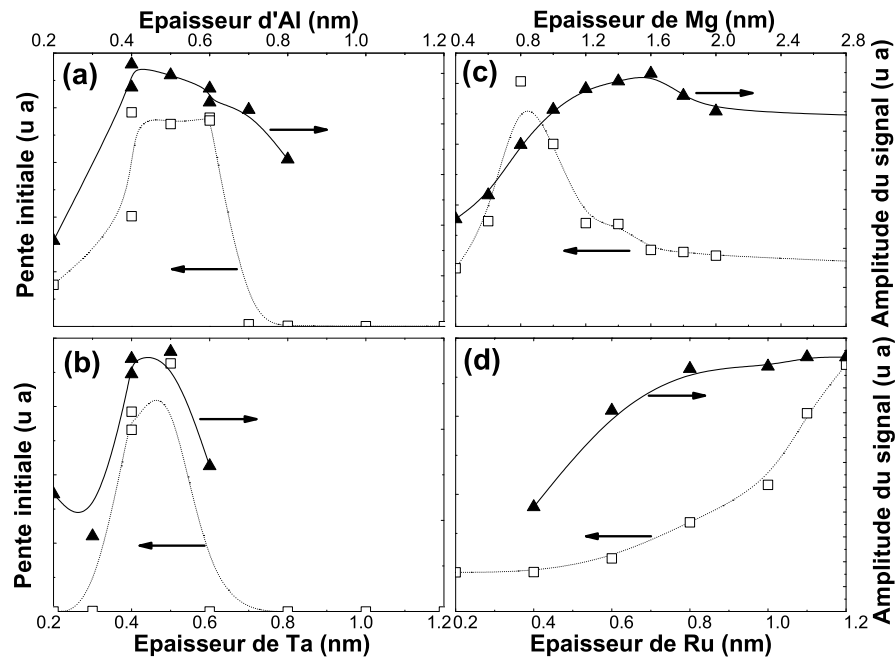


FIG. 2.13 : *Pentes initiales (symboles carrés) et amplitudes du signal (triangles) mesurées par EHE pour des échantillons de type Pt/Co/MOx/Pt, après oxydation naturelle, en fonction de l'épaisseur de M, pour M=Al, Ta, Mg, Ru. Les traits pleins et pointillés sont un guide pour les yeux.*

Une autre caractéristique rapportée sur la figure 2.13 est l'amplitude de la résistance de Hall (amplitude du signal mesuré par EHE - triangles) qui est liée à l'amplitude de l'aimantation M_z , perpendiculaire au plan des couches. Cette amplitude montre un plateau pour les fortes épaisseurs de métal, puis décroît pour les faibles épaisseurs après que l'anisotropie ait atteint son maximum, excepté pour M=Mg, où l'amplitude commence à diminuer avant le pic d'anisotropie. La décroissance du signal EHE indique une réduction de l'épaisseur de la couche magnétique : les atomes d'oxygène pénètrent dans le volume du Co après que l'anisotropie magnétique ait atteint son maximum. Le cas du Mg est plus difficile à analyser car dans ce cas la diminution de l'amplitude de Hall est moins abrupte, du fait peut-être d'une oxydation plus inhomogène.

2.2.2.2 Oxydation plasma

Pour mieux comprendre l'origine du basculement d'anisotropie magnétique nous avons préparé des échantillons de type Pt(3 nm)/Co(0.6 nm)/Al(1.6 nm)+Ox(t). Ces tricouches sont déposées comme indiqué ci-dessus et oxydées par un plasma d'O₂, pour différents temps

d'oxydation t . La figure 2.14 présente le signal EHE en fonction du temps d'oxydation.

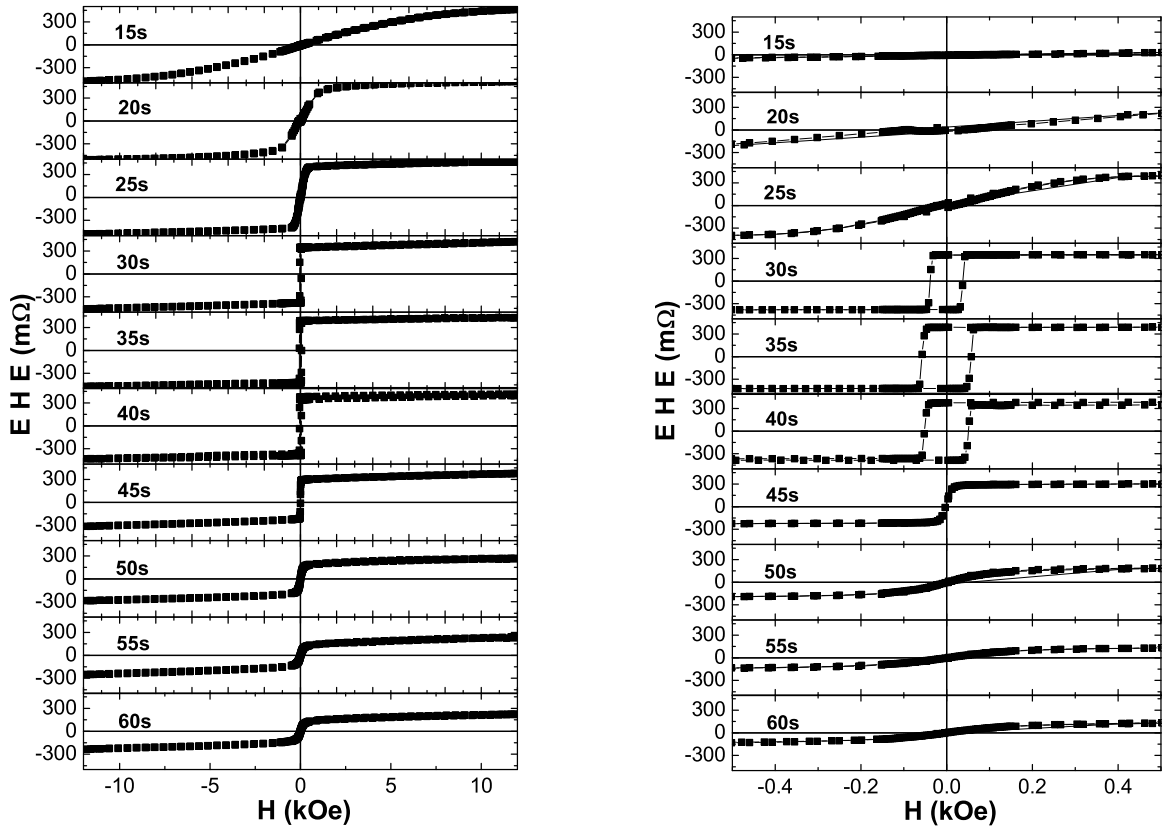


FIG. 2.14 : Résistance de Hall en fonction du champ appliqué pour des échantillons de type Pt/Co/Al(1.6 nm)+Ox/Pt après oxydation plasma, pour différents temps d'oxydation. Le champ est appliqué perpendiculairement au plan des couches. **Gauche :** Cycles d'aimantation à champs forts; **Droite :** Cycles d'aimantation à champs faibles.

Pour des temps d'oxydation $t \leq 25s$, les mesures EHE ne présentent pas d'hystérésis ni de rémanence. L'aimantation sature à champ fort ($|H| > 1$ kOe), ce qui démontre que la direction perpendiculaire au plan est un axe de difficile aimantation. Notons cependant que l'échantillon oxydé pendant $t = 25s$ présente un cycle d'aimantation ouvert ce qui indique que l'aimantation de la couche de Co forme une structure en domaines hors du plan (voir la figure 2.28(a)). Nous reviendrons dans la section 2.2.4 sur cet échantillon situé à la transition de basculement d'anisotropie.

De $t = 30s$ à $t = 40s$, les échantillons montrent des cycles d'hystérésis avec un renversement abrupt d'aimantation et un champ coercitif non nul. Finalement, pour $t \geq 45s$, les mesures EHE ne présentent, de nouveau, pas d'hystérésis ni de rémanence. L'amplitude du signal diminue de $t = 45s$ à $t = 60s$, ce qui signifie que l'épaisseur effective de la couche magnétique

décroit : la couche de Co commence à s'oxyder, comme expliqué ci-dessus. La pente initiale et l'amplitude du signal sont rapportées sur la figure 2.15 en fonction du temps d'oxydation. Les mêmes tendances que dans la figure 2.13 sont observées : les cycles d'aimantation pour une épaisseur décroissante d'aluminium (oxydation naturelle) ont les mêmes caractéristiques que les cycles d'aimantation obtenus lorsque le temps d'oxydation augmente (oxydation plasma). Elles montrent un basculement de l'aimantation hors du plan pour des temps d'oxydation $30s \leq t \leq 40s$.

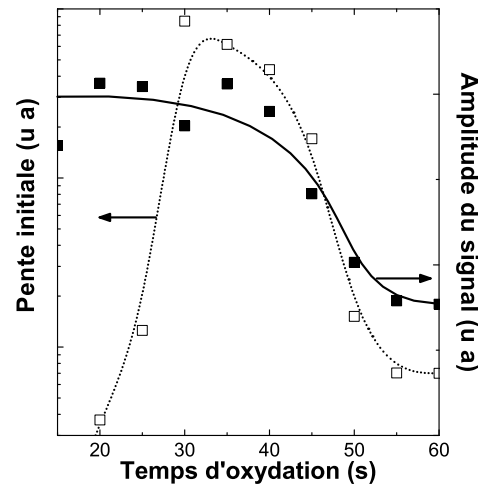


FIG. 2.15 : Pente initiale et amplitude du signal mesuré par EHE pour des échantillons de type Pt/Co/AlOx, après oxydation plasma, en fonction du temps d'oxydation. Les traits pleins et pointillés sont un guide pour les yeux.

La figure 2.16 présente, pour trois temps d'oxydation (15s, 30s et 45s), les cycles de Hall typiques obtenus en champ perpendiculaire (courbes de gauche) et en champ planaire (courbes de droite). Dans ce dernier cas, le plan de l'échantillon est légèrement désorienté d'un angle α (de l'ordre de 1 à 2°) par rapport à la direction du champ appliqué, afin d'obtenir une rotation cohérente de l'aimantation. Pour ces mesures, l'échantillon a été préalablement saturé en champ perpendiculaire positif (quand l'aimantation rémanente est égale à 1) ou désaimanté (lorsque l'aimantation rémanente est inférieure à 1 et que le cycle est ouvert). La résistance de Hall est alors mesurée en champ croissant de 0 à 12 kOe, champ maximum disponible, puis normalisée à l'amplitude du cycle d'aimantation mesuré en champ perpendiculaire afin d'obtenir la valeur de M_z .

Pour $t=15s$, la variation de la composante M_z avec le champ planaire appliqué est très faible, signe que les aimantations sont, en champ nul, parallèles au plan de l'échantillon. Seule agit alors la projection H_z du champ appliqué ($H_z = H \sin \alpha$). En fait, des mesures SQUID

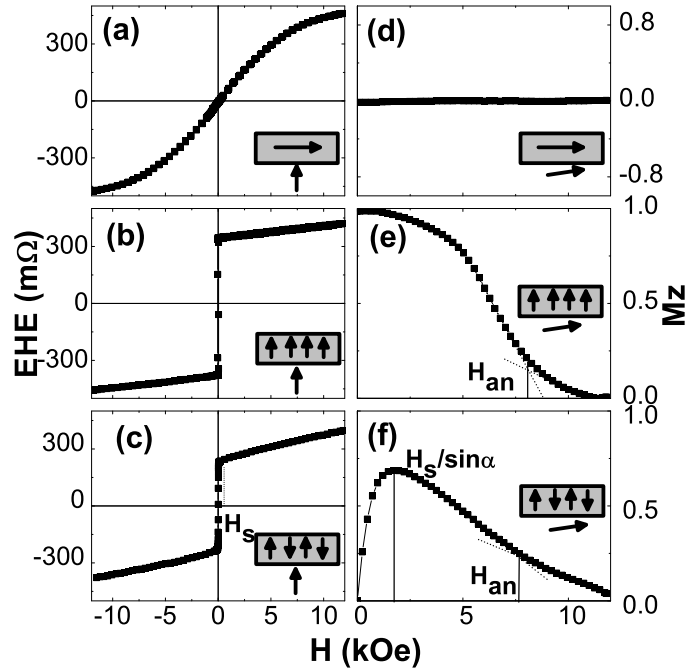


FIG. 2.16 : Effet Hall extraordinaire en champ perpendiculaire pour trois états d'oxydation caractéristiques : $t=15s$ (a), $t=30s$ (b) et $t=45s$ (c); Effet Hall extraordinaire en champ planaire correspondants : $t=15s$ (d), $t=30s$ (e) et $t=45s$ (f).

(non montrées) ont confirmé que l'aimantation forme une structure planaire en domaines.

Pour $t=30s$, l'aimantation est perpendiculaire avec une rémanence de 100%. Dans ce cas, la composante M_z décroît progressivement de 1 à 0 sous l'action du champ appliqué, et sature pour des champs de l'ordre de 8 à 9 kOe.

Enfin, pour $t=45s$, l'aimantation, initialement nulle, passe par un maximum pour $H \approx 2$ kOe, correspondant à une projection $H_z = H \sin \alpha$ de 50 Oe, ce qui coïncide avec le champ de saturation H_s mesuré sur la figure de gauche en champ perpendiculaire. Ceci montre donc que la structure en champ nul correspond à des domaines perpendiculaires. On peut résumer le comportement de l'aimantation de la couche de Co de la manière suivante :

- $t \leq 25s$: l'aimantation de la couche de Co est dans le plan, formant une structure en domaines.
- $30s \leq t \leq 40s$: l'aimantation de la couche de Co est hors du plan, formant une structure monodomaine.
- $45s \leq t$: la couche de Al est sur-oxydée, l'oxygène pénètre dans le Co (l'épaisseur de la couche magnétique diminue) et l'aimantation de la couche de Co est hors du plan, formant une structure en domaines.

Dans un article récent, D. Lacour et al. [27] ont étudié des échantillons similaires, déposés sur un substrat de Ta. Les auteurs obtiennent un cycle d'hystérésis de rémanence 100% (et donc une aimantation du Co hors du plan) même sans oxydation de la couche d'Al. Ils observent ensuite le même comportement que celui présenté ici pour des couches sur-oxydées ($t \geq 45$ s pour les échantillons présentés ici). A fort temps d'oxydation ($t=90$ s), ils obtiennent un état super paramagnétique, ce qui est cohérent avec la structure en domaines hors du plan que nous obtenons pour $t \geq 45$ s. Pourtant, les auteurs présentent leurs résultats comme contradictoires avec ceux présentés ici. Le fait qu'ils obtiennent 100% de rémanence même sans oxydation indique que l'échantillon présente une anisotropie magnétique perpendiculaire plus forte que dans nos échantillons, probablement à cause de la couche tampon de Ta. Les phénomènes de croissance sont en effet d'une importance primordiale dans ce type de structures [28]. De plus, Lacour et al. [27] s'intéressent surtout à l'influence de l'oxydation sur le champ coercitif de la couche magnétique et l'absence de mesure d'anisotropie ne permet pas de conclure sur l'influence de l'oxydation sur l'AMP à l'interface Co/AlOx.

2.2.3 Analyse chimique utilisant le rayonnement X synchrotron

Les mesures EHE proposées ci-dessus (figure 2.14 et figure 2.16) ne permettent pas de conclure sur les états d'oxydation des couches d'Al et de Co. Pour $t \geq 45$ s, l'amplitude du signal EHE diminue et peut être attribué à la pénétration de l'oxygène en excès dans la couche de Co. Toutefois, aucune estimation quantitative ne peut être déduite.

2.2.3.1 Principes des mesures par rayonnement synchrotron

Pour comprendre le rôle de l'oxygène dans la modification de l'anisotropie magnétique, nous avons réalisé des mesures de spectroscopie de rayons X. Un faisceau de rayons X excite les électrons de coeur de l'échantillon et selon l'énergie du faisceau, deux types de mesures sont effectuées. Pour des énergies légèrement supérieures ou égales à l'énergie de liaison du niveau de coeur (voir la figure 2.17), les électrons de coeur sont excités vers le niveau de Fermi. On mesure alors l'absorption X (X-ray Absorption Spectroscopy - XAS) en collectant le courant électrique à travers le porte échantillon. Ce courant est généré pour compenser les électrons secondaires, issues des processus de désexcitation, qui s'échappent de l'échantillon.

De plus, pour un système ferro ou ferrimagnétique, le spectre d'absorption d'une lumière polarisée est différente selon qu'elle est polarisée circulairement droite ou gauche. La différence entre ces deux spectres (dichroïsme) est proportionnelle au moment magnétique par atome projeté selon la direction de propagation des rayons X [29]. Il s'agit du dichroïsme magnétique circulaire (X-ray Magnetic Circular Dichroism - XMCD). En effet, en polarisation circulaire droite (voir la figure 2.17(a)) les transitions excitées doivent respecter la règle

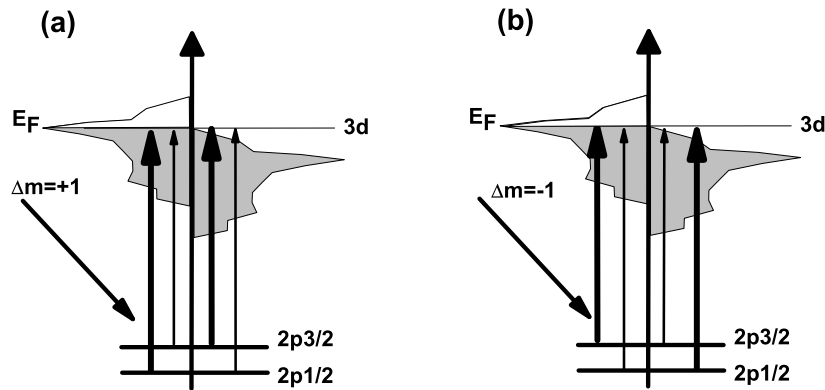


FIG. 2.17 : Schéma de principe de spectroscopie par absorption. Un faisceau de rayons X excite les électrons de coeur (ici $2p_{3/2}$ et $2p_{1/2}$) vers le niveau de Fermi (mesures d'absorption X). La conservation du moment angulaire permet d'exciter sélectivement les électrons de couches $2p$ vers les densités d'états du niveau de Fermi polarisées majoritairement ou minoritairement. Cette mesure fournit des informations sur le moment magnétique porté par chaque atome (mesures de dichroïsme magnétique). Lorsque l'énergie des photons est très supérieure à l'énergie de liaison des électrons de coeur, ces derniers sont arrachés et on réalise alors des mesures de photoémission.

de sélection $\Delta m = +1$, tandis qu'en polarisation circulaire gauche (voir la figure 2.17(b)) les transitions excitées doivent respecter la règle de sélection $\Delta m = -1$, où m est la projection du moment angulaire des électrons [29]. Dans le cas du Co où les propriétés magnétiques sont dues aux électrons $3d$, on sonde les transitions $2p \rightarrow 3d$ (seuils $L_{2,3}$). Comme les niveaux $2p$ sont séparés en deux sous-niveaux $2p_{3/2}$ et $2p_{1/2}$ par le couplage spin-orbite, on peut sélectivement exciter les transitions vers les niveaux $3d^\uparrow$ et $3d^\downarrow$, comme indiqué sur la figure 2.17, et obtenir des informations sur le moment magnétique porté par la couche $3d$ des atomes de Co. Des règles de somme permettent notamment d'obtenir séparément le moment de spin et le moment orbital de la couche $3d$ en analysant les spectres d'absorption et leur différence (XMCD).

Un second type de mesure peut être obtenu lorsque l'énergie des photons incidents est bien supérieure à l'énergie de liaison des électrons. En analysant l'énergie cinétique des électrons photoémis dans un analyseur d'électrons, on obtient le spectre de photoémission (X-ray Photoelectron Spectroscopy - XPS). Puisque les énergies de liaison des électrons dépendent de leur environnement, les spectres XPS pourraient en principe nous renseigner sur la composition chimique moyenne de la couche de Co.

L'objectif de ces mesures est donc de corréler les modifications des propriétés magné-

tiques macroscopiques avec les modifications correspondantes dans la composition chimique à l'interface Co/Al. Pour la faible épaisseur de Co utilisée ici (0.6 nm), le XAS et le XMCD donnent des informations sur la composition et le moment magnétique moyenné sur l'ensemble de la couche de Co, tandis que le XPS donne des informations sur la structure électronique du Co près de l'interface Co/AlOx essentiellement (l'intensité collectée décroît exponentiellement avec une longueur de pénétration de l'ordre de 0.5-0.6 nm, on s'attend donc à une contribution principale des liaisons supérieures Co-Al ainsi que des liaisons Co-Co entre la première et la seconde monocouche).

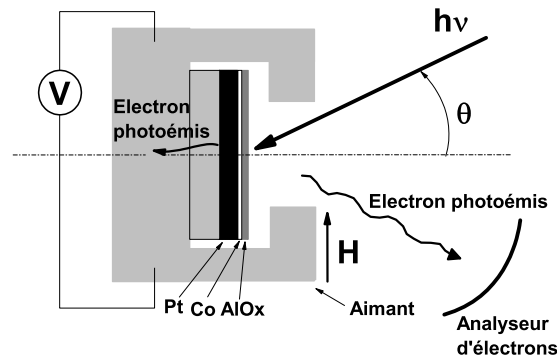


FIG. 2.18 : Schéma du dispositif de mesure par rayons X. L'échantillon est placé dans l'entrefer d'un aimant sous ultravide (10^{-8} mbar). Un faisceau de lumière X, d'énergie $h\nu$ et d'angle d'incidence θ excite les électrons de coeur de l'échantillon.

Ces expériences ont été menées sur la ligne Advanced Photoelectric-effect Experiments (APE) au synchrotron ELETTRA situé à Trieste (Italie). Le schéma expérimental est présenté en figure 2.18. L'échantillon est placé dans une chambre ultravide au bout de la ligne de lumière. L'angle θ d'incidence des rayons X sur l'échantillon peut être varié et grâce à un onduleur hélicoïdal, la polarisation du faisceau de rayons X peut être facilement modifiée de circulaire gauche à circulaire droite. De plus, le porte-échantillon est placé dans l'entrefer d'un aimant et une impulsion de champ magnétique transverse H peut être appliquée afin de saturer l'aimantation du cobalt dans le plan (pour les échantillons dont l'aimantation est planaire). Il n'est pas possible d'appliquer un champ magnétique hors du plan. Toutes nos mesures sont donc effectuées en condition de rémanence.

2.2.3.2 Spectroscopie par absorption

Nous avons réalisé les mesures par XAS sur les seuils $L_{2,3}$ du Co (correspondant respectivement aux transitions $2p_{1/2} \rightarrow 3d$ et $2p_{3/2} \rightarrow 3d$). Les spectres d'absorption sont obtenus en collectant le courant de drain à travers le porte-échantillon (voir figure 2.18). La figure

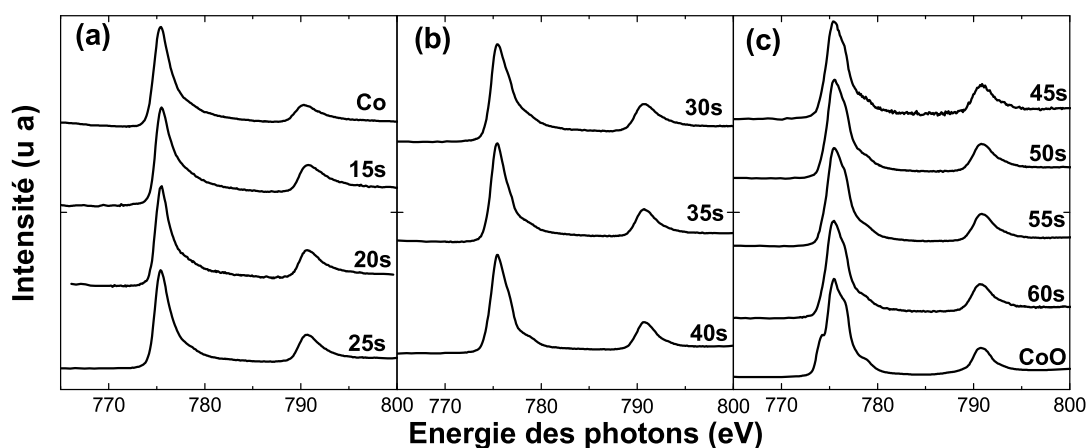


FIG. 2.19 : Spectres d'absorption normalisés aux seuils $L_{2,3}$ du Co pour les différents temps d'oxydation : (a) $15s \leq t \leq 25s$ et Co pur ; (b) $30s \leq t \leq 40s$; (c) $45s \leq t \leq 60s$ et CoO pur. $\theta = 0^\circ$.

2.19 présente les spectres d'absorption des tricouches Pt/Co/AlOx pour les différents temps d'oxydation. Les échantillons ayant servi de références ont été fournis par L. Ranno, O. Fruchart et P. Torelli.

Pour $15s \leq t \leq 25s$ (figure 2.19(a)), les spectres d'absorption ressemblent à celui du Co pur. Pour $30s \leq t \leq 40s$ (figure 2.19(b)), des épaulements apparaissent dans les pics d'absorption indiquant la présence de contributions dues à l'oxydation du Co. Pour $45s \leq t \leq 60s$ (figure 2.19(c)), ces épaulements deviennent très clairs et les spectres d'absorption ressemblent fortement à celui du CoO.

La figure 2.20 montre les dérivées des signaux de XAS qui révèlent mieux la présence du CoO dans la couche de Co. Les lignes verticales indiquent la position énergétique des pics de la dérivée. Il apparaît qu'aux courts temps d'oxydation (figure 2.20(a)), seuls les pics attribués au Co pur sont présents. Pour les temps intermédiaires (figure 2.20(b)), un petit épaulement apparaît à 777 eV, qui correspond à une petite contribution du CoO. Finalement, aux longs temps d'oxydation (figure 2.20(c)), deux épaulements dus au CoO apparaissent, mais plus faibles que ceux du CoO pur. Cela indique clairement que la couche de Co apparaît inoxydée aux faibles temps d'oxydation (la contribution du CoO n'est pas détectable par XAS), qu'aux temps intermédiaires une faible oxydation a lieu, probablement près de l'interface puis que l'oxygène pénètre profondément dans le Co pour les longs temps d'oxydation.

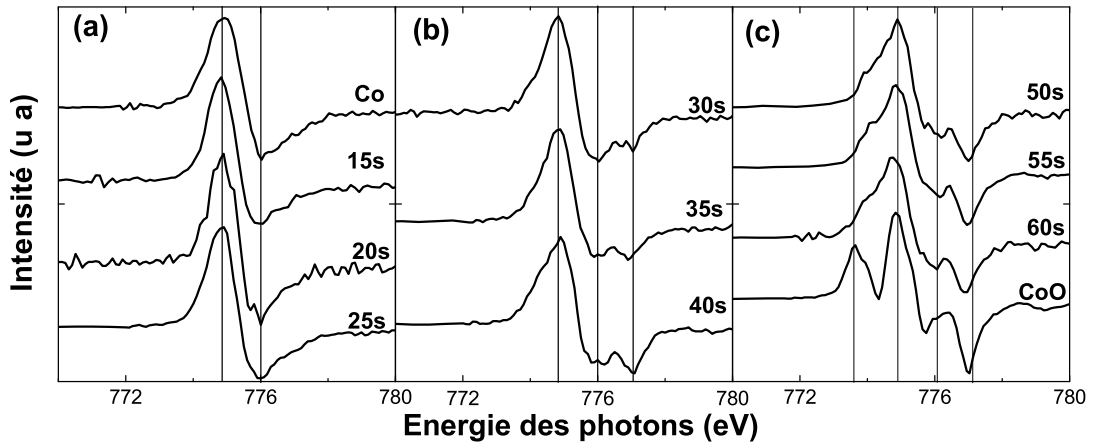


FIG. 2.20 : Dérivées des spectres d'absorption normalisés aux seuils $L_{2,3}$ du Co pour les différents temps d'oxydation : (a) $15s \leq t \leq 25s$ et Co pur ; (b) $30s \leq t \leq 40s$; (c) $45s \leq t \leq 60s$ et CoO pur. $\theta = 0^\circ$.

2.2.3.3 Dichroïsme magnétique circulaire

Les mesures XMCD aux seuils $L_{2,3}$ du Co permettent en principe d'avoir accès au moment de spin et au moment orbital de la couche $3d$ du Co [29]. La ligne APE de ELETTRA n'est toutefois pas vouée à ce type de mesures et nous n'avons pas pu obtenir de données assez précises pour nous permettre d'évaluer le moment magnétique de la couche magnétique. Nous avons pu néanmoins confirmer les mesures EHE concernant la direction du moment magnétique du Co et corréler le basculement de l'aimantation hors du plan avec les premières preuves d'oxydation de la couche de Co.

La figure 2.21 montre les spectres d'absorption mesurés avec une polarisation droite (pointillés) et gauche (tirets) et leur différence (XMCD - trait plein) pour les temps d'oxydation court ($t=20s$, figure 2.21(a)), intermédiaire ($t=35s$, figure 2.21(b)) et long ($t=55s$, figure 2.21(c)). Les spectres sont mesurés en incidence perpendiculaire ($\theta = 0^\circ$), le XMCD mesure la composante perpendiculaire de l'aimantation à la rémanence.

Pour les temps d'oxydation courts (figure 2.21(a)), les spectres ne présentent pas de dichroïsme et le profil est celui d'un Co pur. Pour des temps d'oxydation intermédiaires (figure 2.21(b)), les spectres présentent un dichroïsme important confirmant ainsi que l'aimantation du Co est hors du plan. Ceci correspond à l'apparition du CoO dans les spectres d'absorption de la figure 2.20. Enfin, pour de longs temps d'oxydation (figure 2.21(c)) le dichroïsme disparaît de nouveau.

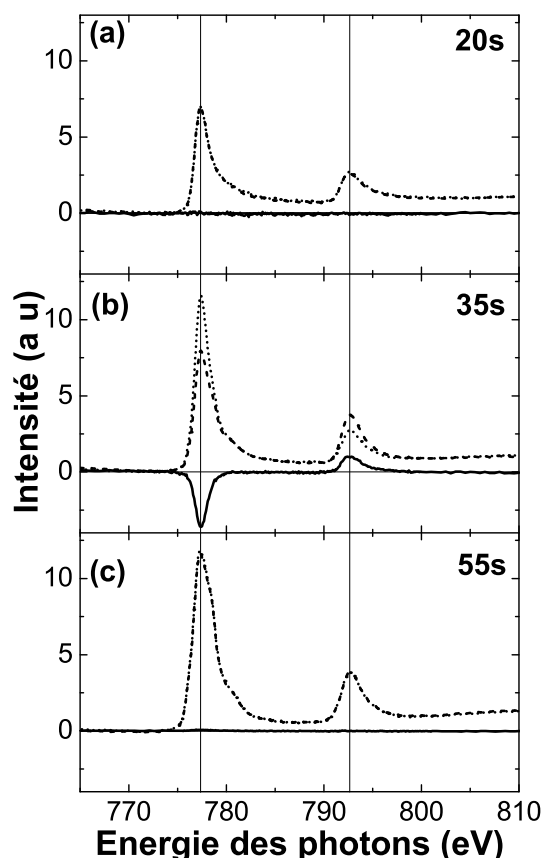


FIG. 2.21 : *Dichroïsme magnétique circulaire aux seuils $L_{2,3}$ du Co en fonction de l'énergie des photons pour les échantillons suivants : (a) $t=20s$, (b) $t=35s$ et (c) $t=55s$.*

Pour les échantillons ne présentant pas de signal XMCD en incidence perpendiculaire ($t \leq 25s$ et $t \geq 45s$), nous avons réalisé des mesures de dichroïsme en tournant l'échantillon d'un angle $\theta = 60^\circ$ par rapport à l'incidence du faisceau. Pour les échantillons $t \leq 25s$, un signal XMCD apparaît confirmant que l'aimantation est située dans le plan des couches. En revanche, pour les échantillons $t \geq 45s$, aucun signal n'apparaît, ce qui est compatible avec une structure magnétique hors du plan en domaines, comme mesuré par EHE.

2.2.3.4 Spectroscopie de photoémission

Pour avoir accès à la composition chimique des couches d'Al et de Co de façon plus quantitative, nous avons effectué des mesures XPS aux raies $3p$ de l'Al et $2p$ du Co. Compte tenue de la très courte longueur d'échappement des électrons photoémis, ces mesures sont essentiellement sensibles aux liaisons chimiques de la première monocouche de Co. Les éner-

gies de liaison du métal pur et du métal oxydé étant différentes, on obtient donc deux types de pics dans les spectres XPS, les uns associés au métal pur et les autres associés à l'oxyde. En analysant les aires respectives de ces pics, on peut obtenir une estimation du taux de liaisons métal-oxyde par rapport aux liaisons métal-métal. Les aires des pics des spectres XPS ont été estimées à l'aide du logiciel XPSPeak 4.2, réalisé par R. Kwok.

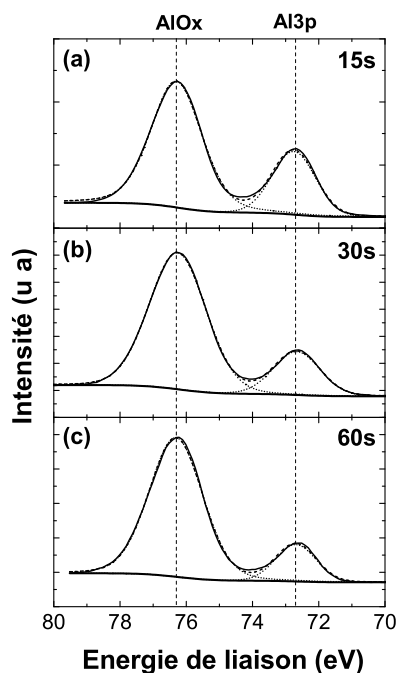


FIG. 2.22 : Spectre de photoémission de la raie 3p de l'aluminium et de l'alumine pour trois temps d'oxydation : $t=15s$ (a), $t=30s$ (b) et $t=60s$ (c). Les spectres (traits pleins) sont représentés avec le fond de Shirley (traits pleins), ainsi que les ajustements des pics (pointillés). Les courbes en tirets représentent la somme des pics calculés.

La procédure consiste à déterminer d'abord le fond sur lequel les pics prennent forme. Ce fond est généralement proportionnel à l'intensité du signal (fond de Shirley) et dans le cas où une large gamme d'énergie est balayée (en particulier pour la raie 2p du Co), une contribution linéaire en fonction de l'énergie intervient aussi. Après avoir déterminé ce fond, les pics sont ajustés par des courbes composées d'une combinaison Gaussienne-Lorentzienne (cette combinaison dépend de l'homogénéité des niveaux d'énergie sondés). On obtient ainsi une estimation de la quantité d'oxyde présente dans l'échantillon sondé.

Pour obtenir des informations sur le taux d'oxydation de la couche d'Al, les mesures XPS sont réalisées en fixant l'énergie des photons à $h\nu = 765eV$ afin de sonder les niveaux 3p de la couche d'Al. Les niveaux 3p de l'Al se composent de deux pics $3p_{1/2}$ et $3p_{3/2}$, localisés à 72.5 eV et 72.9 eV respectivement. Cependant, la résolution du détecteur et la largeur de ces

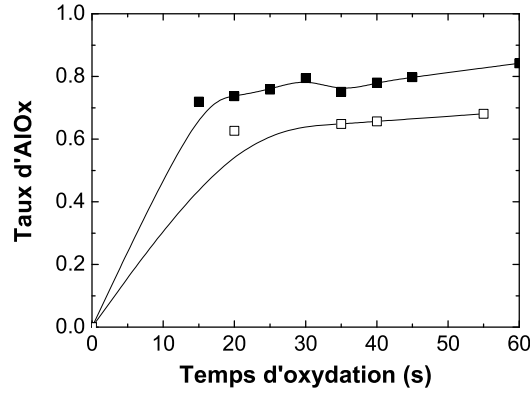


FIG. 2.23 : Taux d'aluminium oxydé estimé d'après les mesures XPS des raies Al 3p pour les échantillons non recuits (symboles noirs) et recuits à 350°C (symboles blancs). Les lignes continues sont des guides pour les yeux.

raies ne permettent pas de résoudre ces pics. Sur la figure 2.22, les deux pics localisés à 72.7 eV et 76.3 eV, correspondent aux énergies de liaisons des électrons 3p dans Al et dans AlOx, respectivement. En réalisant un ajustement de ces pics, selon la procédure décrite ci-dessus, nous pouvons obtenir une estimation de la concentration d'oxyde présent dans la profondeur sondée.

Le taux de AlOx présent dans la couche d'Al est défini par $R = A_{AlOx} / (A_{AlOx} + A_{Al})$, où $A_{AlOx(Al)}$ est l'aire du pic de AlOx (Al). La figure 2.23 indique que la couche d'aluminium n'est pas totalement oxydée, même après 60s d'oxydation plasma. Cependant, cette mesure est limitée à la première moitié de la couche de Al (l'épaisseur de la couche d'aluminium est de 1.6 nm, tandis que la longueur d'échappement - ou libre parcours moyen élastique - est de l'ordre de 1 nm) et indique que près de 70% du premier nanomètre d'aluminium (le plus proche de la surface de l'échantillon) est oxydé durant les premières 15s d'oxydation plasma. Pour les temps d'oxydation plus longs, l'oxygène pénètre profondément dans la couche d'aluminium vers l'interface de Co/AlOx.

Pour obtenir des informations sur le taux d'oxydation de la couche de Co, l'énergie des photons est fixée à $h\nu=1130$ eV afin de sonder les niveaux 2p de la couche de Co. La figure 2.24 présente les spectres XPS obtenus. Le spectre de l'échantillon oxydé pendant $t=60s$ correspond au CoO pur [30] : on peut distinguer deux pics principaux, correspondant aux raies $2p_{1/2}$ et $2p_{3/2}$ du CoO (situées à 796.3 eV et 781.1 eV respectivement) et deux pics satellites (notés S et situés à 803.3 eV et 786.7 eV resp.) qui apparaissent avec le transfert de charge qui a lieu entre les niveaux 2p de O et 3d du Co. Ce transfert permet la co-existence de deux types de transitions : $2p^6 3d^7 \rightarrow 2p^5 3d^7 + e^-$ (pics satellites) et l'autre depuis le niveau

$2p^63d^8L \rightarrow 2p^53d^8L + e^-$ (pics principaux), où L est un trou apporté par l'oxygène [30, 31]. Les pics principaux sont décalés vers les hautes énergies (de la même manière que pour les raies $3p$ du Co et de Al) par rapport aux pics du Co non oxydé, à cause la modification de l'environnement due aux atomes d'oxygène. Le spectre de l'échantillon oxydé pendant $t=15s$ est qualitativement similaire à celui du Co pur [32], pour lequel les raies $2p_{1/2}$ et $2p_{3/2}$ sont situées à 792.5 eV et 778.1eV respectivement.

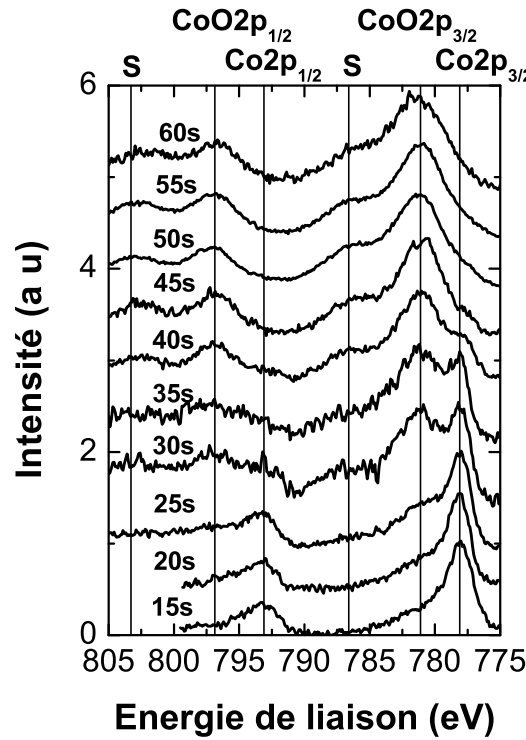


FIG. 2.24 : Spectroscopie de photoémission des raies $2p$ du Co pour les tricouches Pt/Co/AlOx, pour différents temps d'oxydation plasma.

La figure 2.24 montre clairement que le Co n'est que peu oxydé pour $t=15s$ et $t=20s$. A $t=25s$, une petite contribution des liaisons Co-O apparaît. Entre $t=30s$ et $t=40s$, les deux types de liaisons Co-O et Co-Co coexistent et pour des temps d'oxydation plus longs que 45s, la contribution de Co pur devient négligeable.

Le taux de CoO présent dans la couche sondée peut être estimé de la même manière que précédemment, par un ajustement des amplitudes des pics. Les ajustements des spectres de trois échantillons types sont présentés sur la figure 2.25. Pour cela nous avons déconvolué le signal du CoO en quatre pics et le signal du Co pur en trois pics afin de décrire l'asymétrie du pic situé à 778.1 eV. Le taux d'oxydation de la couche de Co est estimé dans la figure 2.26. La zone grisée désigne les temps d'oxydation, et taux de CoO correspondant, pour lesquels

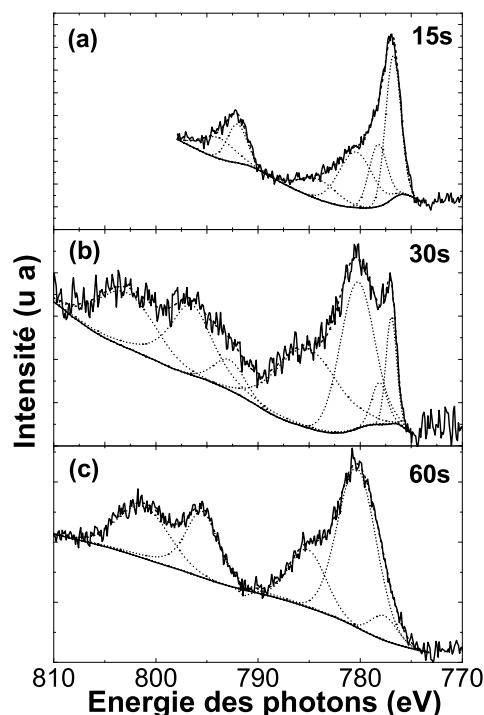


FIG. 2.25 : Spectre de photoémission des raies 2p du cobalt et de l'oxyde de cobalt pour trois temps d'oxydation : $t=15s$ (a), $t=30s$ (b) et $t=60s$ (c). Les spectres (traits pleins) sont représentés avec le fond de Shirley (traits pleins), ainsi que les ajustements des pics (pointillés). Les courbes en tirets représentent la somme des pics calculés.

l'aimantation du Co est hors du plan.

Les spectres montrent que la composition de l'interface Co/AlOx est modifiée sous oxydation et passe d'une composition de Co (presque) pur avant oxydation à une situation de CoO pur. Puisque les mesures XPS sont sensibles à la surface, les spectres donnent une information sur la composition chimique moyenne de la couche, mais avec une contribution dominante de la monocouche de Co supérieure (constituée de liaison Co-Al près de l'interface, et Co-Co entre les atomes de la monocouche supérieure et de la monocouche inférieure). Pour des échantillons oxydés entre $t=15s$ et $t=25s$ (anisotropie magnétique planaire), les spectres possèdent bien un caractère de Co pur, mais pour $t=25s$, une contribution de CoO apparaît. Le taux relativement élevé de CoO mesuré sur la figure 2.26 (entre 40% et 60%) doit être comparé avec les résultats d'absorption (CoO indétectable) et suggère une présence inhomogène des liaisons CoO limitée à l'interface, ce qui ne permet pas de renforcement conséquent de l'anisotropie d'interface.

Entre $t=30s$ à $t=40s$, les spectres indiquent la présence d'une oxydation importante,

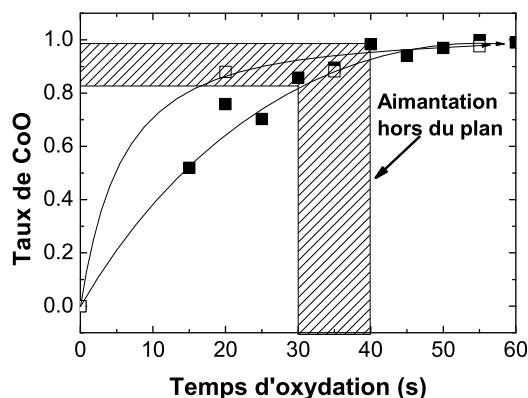


FIG. 2.26 : Taux de CoO estimé d'après les mesures XPS des raies Co 2p pour les échantillons non recuits (symboles noirs) et recuits à 350°C (symboles blancs). Les lignes continues sont des guides pour les yeux.

démontrant que la majorité des atomes de Co situés à l'interface Co/AlOx possèdent des liaisons Co-O (les liaisons Co-Al sont alors remplacées par des liaisons Co-O), tandis que la petite contribution de Co restante est issue des liaisons Co-Co plus profondes de la couche de Co. Le taux de CoO mesuré sur la figure 2.26 (>80%) montre que l'interface est presque entièrement oxydée. Pour finir, de $t=45s$ à $t=60s$, le caractère de Co pur disparaît complètement ce qui indique que le Co à l'interface Co/AlOx est totalement oxydée (les liaisons Co-Al et Co-Co sont remplacées par des liaisons Co-O) et le taux de CoO mesuré sur la figure 2.26 est proche de 100%.

2.2.4 Corrélation entre états magnétique et chimique des tricouches

Nous pouvons conclure des études précédentes que l'apparition de l'anisotropie magnétique perpendiculaire est liée à l'apparition d'une densité significative de liaisons Co-O à l'interface Co/AlOx. L'évolution magnétique des tricouches Pt/Co/AlOx en fonction du temps d'oxydation plasma peut désormais être décrite en lien avec la composition chimique de la couche de Co. Cette évolution est représentée schématiquement sur la figure 2.27.

Pour les courts temps d'oxydation (figure 2.27(a)), la couche d'aluminium n'est oxydée qu'à 70%, l'oxygène n'a pas encore atteint la couche de Co en proportion assez importante de sorte que l'aimantation de la couche magnétique est dans le plan. Comme nous l'avons indiqué précédemment, l'échantillon oxydé pendant 25s présente un cycle d'aimantation ouvert (voir figure 2.28(a)), ce qui indique que l'aimantation de la couche de Co est hors du plan et forme une structure en domaines (figure 2.27(b)). Ceci est confirmé par l'absence

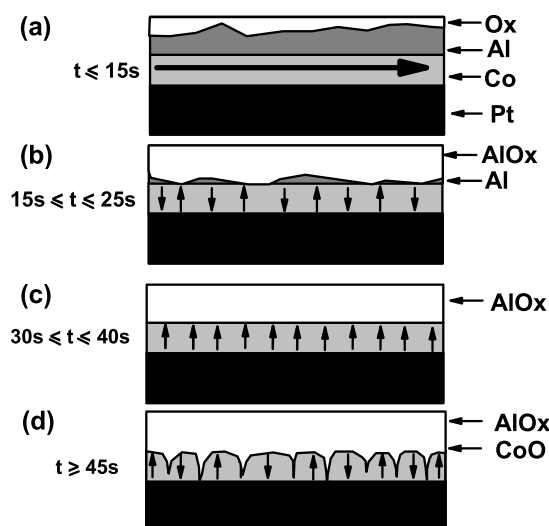


FIG. 2.27 : Schéma de l'influence de l'oxydation sur les propriétés magnétiques de la couche de Co dans une tricouche Pt/Co/AlOx : (a) pour les très faibles temps d'oxydation, l'aimantation est dans le plan ; (b) pour les faibles temps d'oxydation, l'aimantation est hors du plan dans une structure en domaine ; (c) pour les temps d'oxydation optimum, l'aimantation est monodomaine hors du plan ; (d) pour les longs temps d'oxydation, l'aimantation forme une structure en domaines hors du plan.

de signal dichroïque (voir figure 2.28(b)). Cet échantillon se situe ainsi à la transition entre une situation où l'anisotropie planaire domine (échantillons sous-oxydé) et une situation où l'anisotropie perpendiculaire domine (échantillons de temps d'oxydation intermédiaire).

Pour les temps d'oxydation intermédiaires (ou optimum), près de 80% de la couche d'aluminium est oxydée (figure 2.27(c)), une proportion importante d'atomes d'oxygène a atteint l'interface Co/AlOx de sorte que la plupart des liaisons Co-Al sont remplacées par des liaisons Co-O. Ceci indique une oxydation peu homogène : les atomes d'oxygène diffusent par les joints de grains de la couche d'aluminium, ce qui leur permet d'atteindre l'interface avant que toute la couche d'aluminium ne soit oxydée [33]. Dans ce cas, l'anisotropie magnétique à l'interface Co/AlOx atteint un maximum, la combinaison entre les deux AMP d'interface (Co/AlOx et Co/Pt) domine les autres sources d'anisotropie magnétique et l'aimantation de la couche de Co bascule hors du plan dans une structure monodomaine.

Pour finir, aux longs temps d'oxydation (figure 2.27(d)), la couche de Co commence à s'oxyder en profondeur par les joints de grains, comme démontré par Bae et al. [33]. La pénétration de l'oxygène de cette manière réduit le couplage d'échange entre les grains magnétiques dans le plan de la couche, réduisant ainsi l'énergie de la paroi de domaines magnétique. Par conséquent, l'aimantation du cobalt se brise en domaines magnétiques perpendiculaires

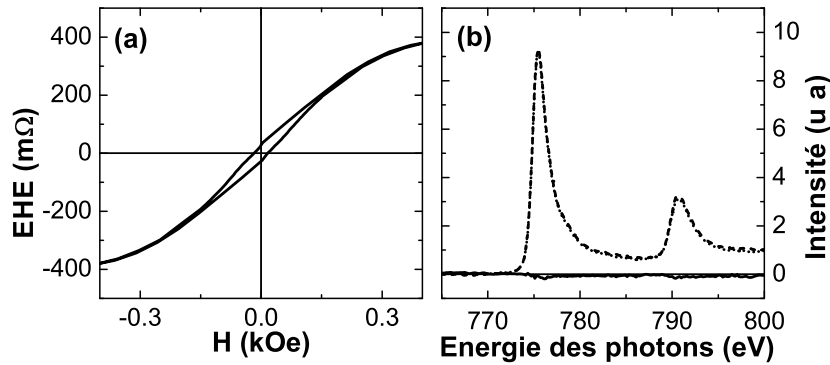


FIG. 2.28 : (a) Résistance de Hall en fonction du champ appliqué perpendiculairement au plan des couches pour un échantillon oxydé pendant 25s; (b) Dichroïsme magnétique circulaire en fonction de l'énergie des photons pour le même échantillon.

pointant soit vers le haut, soit vers le bas, formant ainsi des domaines en labyrinthes ou en bandes [34].

2.3 Influence du recuit sur les tricouches Pt/Co/AlOx

Nous avons vu, dans le chapitre 1, que le recuit peut avoir une influence déterminante sur les propriétés électriques d'une jonction tunnel magnétique. En particulier, le recuit permet l'homogénéisation de la barrière d'oxyde ainsi que la diminution des rugosités d'interface [35]. Nous avons étudié l'influence du recuit jusqu'à 450°C sur les tricouches étudiées précédemment. Nous avons pu en déduire un comportement reproductible, susceptible d'ouvrir de nouvelles voies d'investigation pour les prochaines campagnes de recherche.

En particulier, le recuit à haute température des tricouches Pt/Co/AlOx permet d'obtenir des valeurs de l'angle de Hall α_H très importantes. Si ce paramètre n'a pas d'intérêt dans l'optimisation des JTM, il est déterminant pour les capteurs à EHE. L'obtention d'amplitudes importantes de l'angle de Hall dans ces tricouches permet ainsi d'envisager de futurs développements dans ce domaine.

2.3.1 Influence du recuit sur les propriétés magnétiques

Les recuits ont été effectués sous vide pendant 30 minutes à une température T_R . Nous avons rassemblé ici les résultats de trois grandeurs caractéristiques des échantillons Pt/Co/AlOx : l'angle de Hall α_H , le champ de nucléation H_{nuc} et le champ d'anisotropie H_{an} . L'angle de

Hall est le rapport entre la résistivité de Hall et la résistivité CIP. Le champ de nucléation H_{nuc} est défini positif pour les échantillons dont le cycle d'EHE n'est pas carré et négatif lorsque le cycle est carré. Le champ d'anisotropie est le champ planaire nécessaire pour saturer l'aimantation dans le plan de la couche de Co. Notons que le recuit à 100°C ne modifie pas de manière significative les propriétés magnétiques et chimiques des échantillons.

2.3.1.1 Angle de Hall

L'angle de Hall illustre la capacité du système magnétique à dévier un courant électrique de sa trajectoire initiale. L'amplitude de l'angle de Hall est liée de manière complexe à l'amplitude du couplage spin-orbite, à la résistivité du matériau et à la composante M_z de l'aimantation [36]. Nous avons vu que la résistance de Hall est peu affectée lorsque le temps d'oxydation est modifié, l'essentiel de la modification de l'amplitude de Hall étant attribué à l'oxydation de la couche magnétique pour les temps d'oxydation les plus longs ($t \geq 45s$). De la même manière, nous avons pu constater que la résistance CIP n'augmente que de 15% lors du recuit, ce qui n'est pas suffisant pour rendre compte des effets présentés ici.

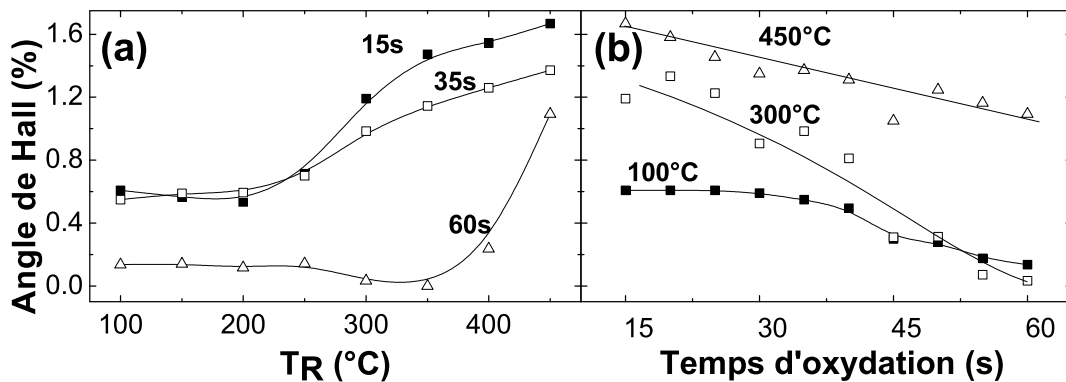


FIG. 2.29 : (a) : Angle de Hall en fonction de la température de recuit T_R pour les échantillons Pt/Co/AlOx oxydés pendant 15s (carrés noirs), 35s (carrés blancs) et 60s (triangles blancs); (b) : Angle de Hall en fonction du temps d'oxydation t pour les échantillons Pt/Co/AlOx recuit à 100°C (carrés noirs), 300°C (carrés blancs) et 450°C (triangles blancs).

La figure 2.29(a) présente les résultats obtenus pour trois tricouches oxydées pendant 15s, 35s et 60s. Les échantillons oxydés pendant 15s et 35s voient leur angle de Hall presque triplé tandis que la tricouche oxydée pendant 60s voit son angle de Hall augmenter substantiellement à partir de $T_R \geq 400^\circ\text{C}$ jusqu'à atteindre une valeur du même ordre que

celles des échantillons oxydés pendant 15s et 35s. Ce comportement est surprenant puisqu'à $T_R = 350^\circ\text{C}$, l'angle de Hall est nul pour cet échantillon. Des mesures SQUID ont montré que le moment magnétique du Co oxydé pendant 60s augmente significativement lors du recuit : de près de 175 emu.cm^{-3} pour $T_R = 150^\circ\text{C}$, le moment magnétique passe à 800 emu.cm^{-3} pour $T_R = 450^\circ\text{C}$. Cette augmentation indique que le recuit semble désoxyder le Co.

La figure 2.29(b) montre l'angle de Hall mesuré en fonction du temps d'oxydation pour trois températures de recuits : 100°C , 300°C et 450°C . Pour $T_R = 100^\circ\text{C}$, on distingue d'abord un plateau jusqu'à $t=40\text{s}$, puis une baisse de α_H en fonction du temps d'oxydation. Après un recuit à 300°C et 450°C , l'angle de Hall augmente de manière très importante et présente alors une diminution continue en fonction du temps d'oxydation. La figure 2.30 présente une

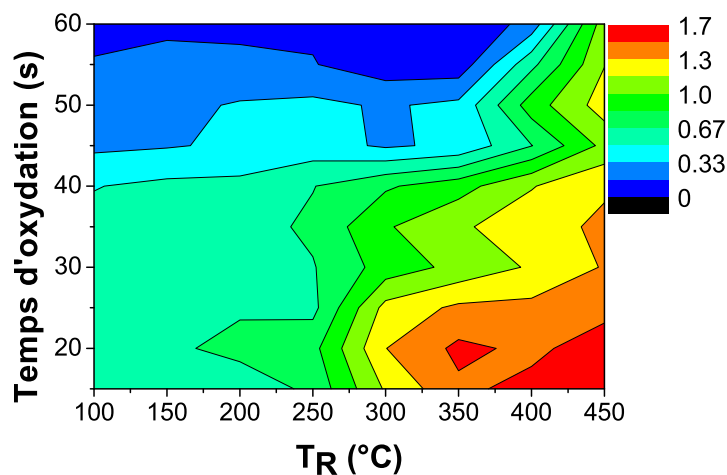


FIG. 2.30 : Carte de l'angle de Hall pour les échantillons Pt/Co/AlOx, oxydés entre 15s et 60s, pour des recuits de 150°C à 450°C .

carte globale du comportement de l'angle de Hall en fonction de la température de recuit T_R et du temps d'oxydation t . Une zone d'augmentation significative de l'angle de Hall se dessine pour les temps d'oxydation courts.

Le comportement de α_H à haute température semble donc attribué à une combinaison entre la désoxydation du Co, la modification de l'interface Co/AlOx qui en résulte et la modification de l'interface Pt/Co (qui a usuellement lieu vers 250°C dans les systèmes Pt/Co/Pt). Soulignons de nouveau que les angles de Hall des échantillons Pt/Co/AlOx semblent tendre vers une même valeur à haute température, quelque soit leur temps d'oxydation initial.

2.3.1.2 Champ de nucléation

Le champ de nucléation, défini plus haut, varie fortement en fonction du temps d'oxydation et de la température de recuit. Ainsi, nous adopterons ici la description suivante :

$$\log(H^*) = \log(|H_{nuc}|) \quad (2.4)$$

La figure 2.31 présente les champs de nucléation H^* obtenus pour trois tricouches oxydées pendant 15s, 35s et 60s (figure 2.31(a)) ainsi que pour différentes températures de recuit, 100°C, 300°C et 450°C (figure 2.31(b)). Pour $t=35s$, le champ de nucléation est peu affecté

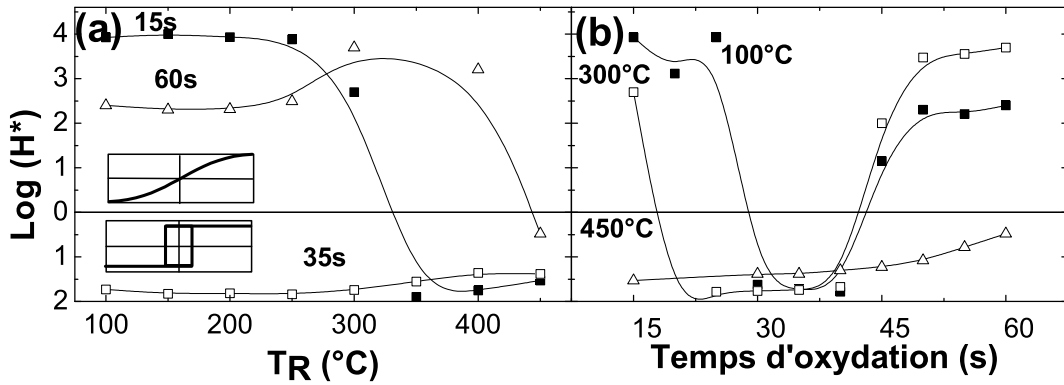


FIG. 2.31 : (a) : Champ de nucléation H^* en fonction de la température de recuit T_R pour les échantillons Pt/Co/AlOx oxydés pendant 15s, 35s et 60s; (b) : Champ de nucléation H^* en fonction du temps d'oxydation t pour les échantillons Pt/Co/AlOx recuit à 100°C, 300°C et 450°C. L'échelle est logarithmique comme indiqué par l'équation 2.4. Les panneaux supérieurs indiquent un cycle d'EHE couché, tandis que les panneaux inférieurs indiquent un cycle d'EHE carré.

par la température de recuit : le cycle d'aimantation de l'échantillon reste carré et son aimantation hors du plan. En revanche pour les deux temps d'oxydation extrêmes, $t=15s$ et $t=60s$, une profonde modification de l'énergie d'anisotropie a lieu lors du recuit. Pour l'échantillon sous-oxydé $t=15s$, possédant originellement une anisotropie magnétique planaire, un basculement d'anisotropie apparaît vers $T_R = 300^\circ\text{C}$. Une modification similaire existe pour l'échantillon sur-oxydé $t=60s$. A plus haute température, $T_R = 450^\circ\text{C}$, l'aimantation passe d'une structure en domaines hors du plan à une structure monodomaine hors du plan. Ce changement profond de l'état magnétique des échantillons sur- et sous-oxydés indique une modification importante de la composition chimique des tricouches lors des recuits. Ce résultat sera analysé en détail dans la section suivante.

La figure 2.31(b) présente le champ de nucléation mesuré en fonction du temps d'oxydation pour trois températures de recuit. On observe que pour $T_R = 100^\circ\text{C}$, H^* présente une courbe parabolique qui s'élargit au fur et à mesure que la température de recuit augmente. Pour une température de recuit de 100°C , seuls les échantillons oxydés pendant $30\text{s} \leq t \leq 40\text{s}$ possèdent une anisotropie perpendiculaire. A $T_R=450^\circ\text{C}$, tous les échantillons, quelque soit leur temps d'oxydation, montrent un cycle d'aimantation carré et donc une anisotropie magnétique perpendiculaire.

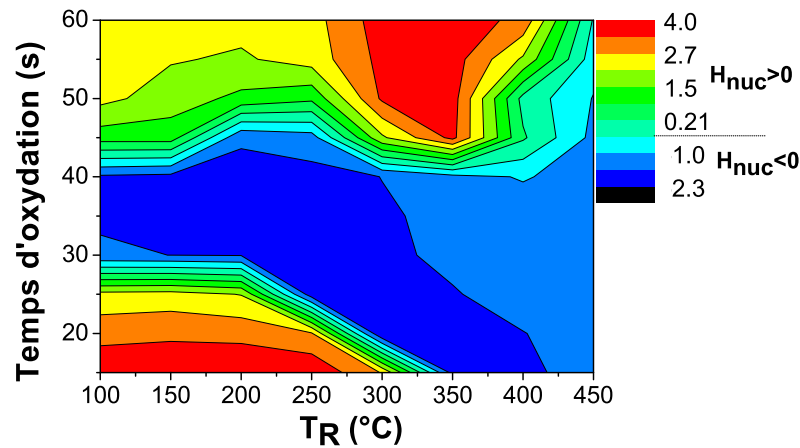


FIG. 2.32 : Carte du champ de nucléation pour les échantillons Pt/Co/AlOx, oxydés entre 15s et 60s, pour des recuits de 150°C à 450°C . L'échelle est logarithmique comme indiqué par l'équation 2.4 et le champ de nucléation est en Oe.

La figure 2.32 présente l'ensemble des résultats sur les dix échantillons en fonction de T_R . Cette fois encore, on peut distinguer trois types d'échantillons : pour les faibles temps d'oxydation $t \leq 25\text{s}$, un basculement d'anisotropie magnétique en fonction de la température apparaît entre $T_R = 200^\circ\text{C}$ et $T_R = 350^\circ\text{C}$. Pour les échantillons oxydés de manière optimale, les cycles d'aimantation ne subissent quasiment pas de changement. Et enfin, pour les échantillons sur-oxydés, $t \geq 45\text{s}$, le cycle reste couché et le champ de nucléation atteint un maximum autour de 350°C : la saturation de l'aimantation par le champ magnétique perpendiculaire est d'autant plus difficile. En revanche, pour une température de recuit de l'ordre de $T_R = 450^\circ\text{C}$, ces échantillons sur-oxydés montrent à leur tour un cycle d'aimantation carré.

De même que pour l'angle de Hall étudié précédemment, nous constatons que les champs de nucléation des tricouches tendent à s'égaliser avec le recuit. En effet, les valeurs du champ de nucléation obtenues après un recuit à 450°C sont du même ordre de grandeur ($1.5 < \log(H^*) \approx < 0.5$), comme le montre la figure 2.31(b).

2.3.1.3 Champ d'anisotropie

Le champ d'anisotropie, directement liée à l'AMP, est déterminé à partir des mesures d'effet Hall extraordinaire en champ planaire. La normalisation du signal d'EHE en champ planaire par l'amplitude du signal EHE en champ perpendiculaire produit la composante M_z de l'aimantation de la couche de Co. On peut ainsi obtenir la composante $M_x = \sqrt{1 - M_z^2}$ en fonction du champ planaire. La figure 2.33 montre le cycle d'aimantation en champ perpendiculaire (figure 2.33(a)), et les composantes M_z (figure 2.33(b)) et M_x (figure 2.33(c)) de l'aimantation en champ planaire pour un échantillon oxydé pendant $t=35s$. Le couple exercé par le champ planaire sur l'aimantation d'une couche magnétique monodomaine est [37] :

$$T = M_s H \sin \theta \quad (2.5)$$

où M_s est l'aimantation à saturation, H l'amplitude du champ appliqué et θ l'angle entre l'aimantation et le champ appliqué. Il est compensé par le couple exercé par l'anisotropie magnétique dont l'énergie s'écrit [18, 37] :

$$E = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta \quad (2.6)$$

Le couple exercé par l'anisotropie est donc de la forme :

$$T_{an} = -\frac{\partial E}{\partial \theta} = -(K_1 + K_2) \sin 2\theta + \frac{K_2}{2} \sin 4\theta \quad (2.7)$$

Pour une évolution adiabatique de l'aimantation, les deux couples se compensent et on obtient :

$$-(K_1 + K_2) \sin 2\theta + \frac{K_2}{2} \sin 4\theta = M_s H \sin \theta \quad (2.8)$$

Généralement $K_1 \ll K_2$ [37], on peut donc en déduire que $\cos \theta = M_s H / 2K_2$. En injectant cette formule dans l'expression de M_x , on obtient (pour $M_s = 1$ dans le système normalisé) :

$$M_x = \sqrt{1 - \cos^2 \theta} = \sqrt{1 - \frac{H^2}{2K_2}} \quad (2.9)$$

En première approximation, en prolongeant la droite de la figure 2.33(c) jusqu'à $M_x = 0$, on obtient une estimation du champ d'anisotropie $H_{an} = 2K_2$. Dans le cas où l'anisotropie n'est pas trop forte, la pente de $M_x(H)$ atteint $M_x = 0$ pour des champs inférieurs au champ maximum disponible expérimentalement (12 kOe). En revanche, pour des champs d'anisotropie importants, nous devons extrapoler cette pente pour évaluer H_{an} .

La figure 2.33(d) montre le cycle d'aimantation en champ perpendiculaire, et les composantes M_z (figure 2.33(e)) et M_x (figure 2.33(f)) de l'aimantation en champ planaire pour

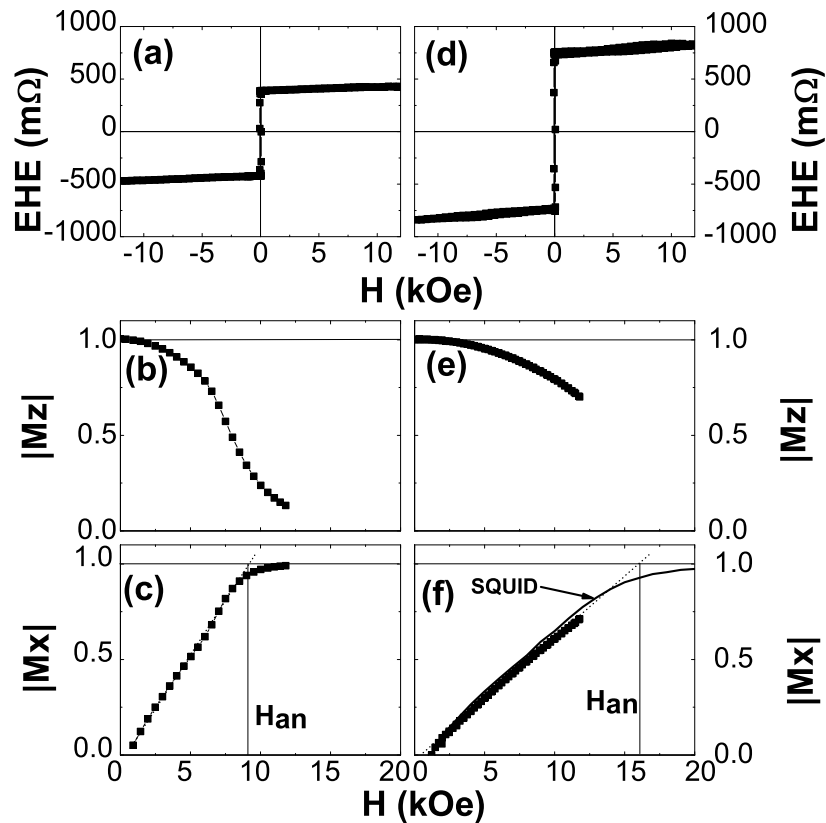


FIG. 2.33 : Cycles d'aimantation obtenu par EHE en champ perpendiculaire, composantes $|M_z|$ et $|M_x|$ de l'aimantation en champ planaire, obtenus pour un échantillon oxydé pendant $t = 35s$ non recuit (a,b,c) et recuit à $300^\circ C$ (d,e,f). La mesure d'aimantation réalisée par SQUID est représentée par le trait plein sur (f).

un échantillon oxydé pendant $t=35s$ et recuit à $300^\circ C$ pendant 30 minutes. On observe un renforcement du coefficient de Hall mais surtout on constate que le champ disponible n'est pas assez fort pour saturer l'aimantation de l'échantillon dans le plan. Nous devons donc extrapoler la pente $M_x(H)$ pour évaluer le champ d'anisotropie H_{an} . Toutefois, nous avons réalisé une mesure d'aimantation par SQUID (trait plein sur la figure 2.33(f)) et on constate que la valeur du champ d'anisotropie réelle est très proche de notre estimation.

La figure 2.34(a) présente les résultats obtenus pour les trois échantillons caractéristiques oxydés pendant 15s, 35s et 60s. Pour les échantillons $t=15s$ et $t=35s$, le champ d'anisotropie présente un maximum autour de $T_R=400^\circ C$ et $300^\circ C$ respectivement. Le champ d'anisotropie de l'échantillon oxydé pendant 60s présente une faible pente positive en fonction de la température de recuit. Toutefois, aucun maximum n'est ici mesuré.

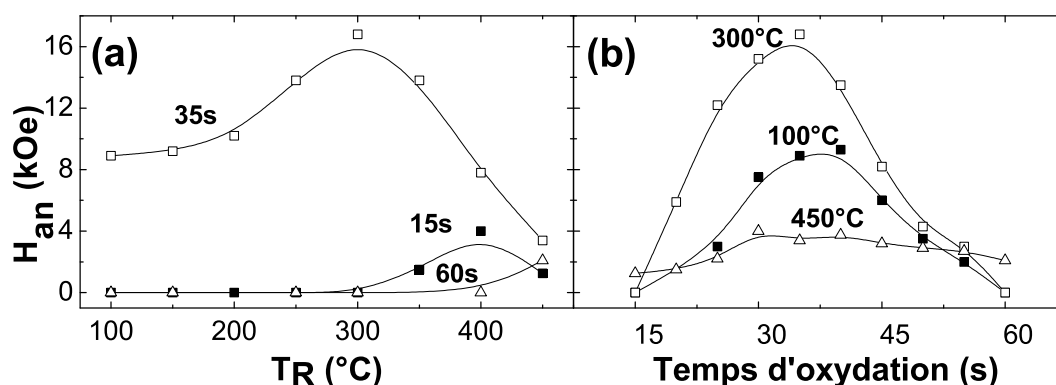


FIG. 2.34 : (a) : Champ d'anisotropie en fonction de la température de recuit T_R pour les échantillons Pt/Co/AlOx oxydés pendant 15s, 35s et 60s; (b) : Champ d'anisotropie en fonction du temps d'oxydation pour les températures de recuit $T_R=100^\circ\text{C}$, $T_R=300^\circ\text{C}$ et $T_R=450^\circ\text{C}$.

La figure 2.34(b) montre que la position du maximum de champ d'anisotropie est peu affecté par la température de recuit et se situe aux alentours de 35s d'oxydation plasma. En revanche l'amplitude du maximum est modifié de manière importante par la température de recuit puisqu'un recuit de 300°C permet de doubler le champ d'anisotropie, tandis qu'un recuit de 450°C diminue fortement le champ d'anisotropie maximum et égalise la courbe $H_{an}(t)$. Ceci confirme bien l'analyse par rayons X présentée précédemment : le maximum d'anisotropie magnétique est obtenu pour une oxydation optimale de l'interface Co/AlOx. Mais ces résultats montrent aussi qu'un recuit à forte température semble modifier la teneur en oxygène à l'interface. De nouveau, après un recuit à 450°C , le champ d'anisotropie des tricouches semble presque indépendant du temps d'oxydation : $H_{an} \approx 2 - 4$ kOe.

La figure 2.35 rassemble l'ensemble des mesures d'anisotropie pour les échantillons de type Pt/Co/AlOx et indique très clairement une zone de maximum d'anisotropie située autour de 35s d'oxydation et de 300°C de température de recuit.

L'influence de la température de recuit et du temps d'oxydation plasma permet donc d'obtenir des tricouches à fort angle de Hall ou forte anisotropie, selon ce que l'on cherche. De plus, il semble qu'à forte température de recuit les échantillons Pt/Co/AlOx tendent à posséder les mêmes propriétés magnétiques et électriques (angle de Hall, champ de nucléation et champ d'anisotropie équivalents) quelque soit leur durée d'oxydation initiale. Nous décidons d'analyser le comportement d'un échantillon avant et après recuit, en mettant en lumière le rôle de la migration de l'oxygène dans la modification des états magnétiques.

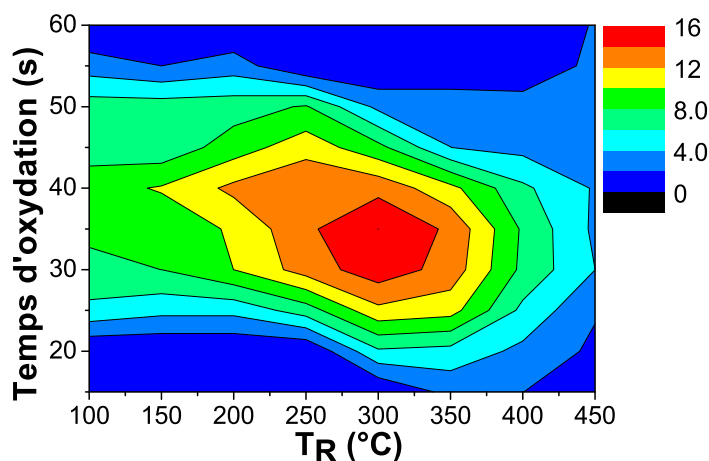


FIG. 2.35 : Carte du champ d'anisotropie pour les échantillons Pt/Co/AlOx, oxydés entre 15s et 60s, pour des recuits de 150°C à 450°C. L'échelle est en kOe.

2.3.2 Anisotropie magnétique perpendiculaire induite par recuit

Au regard des expériences précédentes, nous nous proposons d'analyser le comportement de l'échantillon Pt/Co/AlOx oxydé pendant 20s et recuit à 350°C. En effet, cet échantillon montre un maximum d'anisotropie à cette température (voir la figure 2.35), ainsi qu'un basculement de son état d'aimantation de planaire à hors du plan (voir la figure 2.32). Enfin, cet échantillon montre un angle de Hall maximum à cette température (voir la figure 2.30).

2.3.2.1 Etats magnétiques

La figure 2.36 présente les cycles d'hystérésis obtenus par EHE pour des tricouches Pt(3 nm)/Co(0.6 nm)/Al(1.6 nm)+Ox oxydées par plasma pendant $t=20s$ non recuit et recuit à 350°C. La mesure EHE de l'échantillon non recuit ne montre pas d'hystérésis, une rémanence nulle et un champ de saturation perpendiculaire important indiquant que l'aimantation est située dans le plan. Après recuit, la mesure montre une hystérésis avec un renversement abrupt d'aimantation et un champ coercitif de 100 Oe (voir l'insert inférieur de la figure 2.36). Ces caractéristiques indiquent (voir section précédente) que la direction hors du plan est devenue un axe de facile aimantation pour l'échantillon recuit.

Les mesures par SQUID (insert supérieur de la figure 2.36) montrent une augmentation de 14% du moment magnétique du Co après recuit. Remarquons que le moment magnétique de la couche fine de Co brut ($\approx 950 \text{ emu.cm}^{-3}$) est plus faible que le moment magnétique du Co volumique ($\approx 1400 \text{ emu.cm}^{-3}$) à cause de la dimension réduite de la couche. Toutefois,

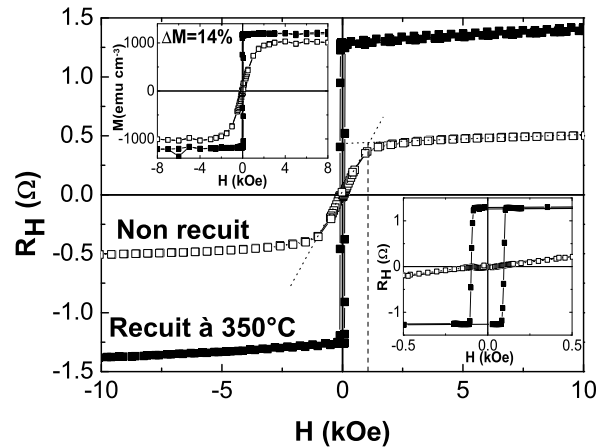


FIG. 2.36 : Résistance de Hall en fonction du champ appliqué pour l'échantillon non recuit (carrés blancs) et recuit (carrés noirs). Le champ est appliqué perpendiculairement au plan des couches. Insert supérieur : Cycles d'hystérésis des échantillons obtenus par mesures SQUID. Insert inférieur : agrandissement de la boucle de résistance de Hall à faibles champs pour les deux échantillons.

cette augmentation du moment magnétique ne suffit pas à expliquer l'augmentation de la résistance de Hall après recuit, de l'ordre de 200%. A de telles températures de recuit, le Pt et le Co ont tendance à se mélanger. Nous n'avons pas pu analyser cette interdiffusion en détail ; elle constitue un des axes à approfondir dans l'avenir.

2.3.2.2 Spectroscopie de rayons X

a. XAS et XMCD

De la même manière que précédemment, des mesures de spectroscopie X ont été réalisées pour déterminer la composition chimique de l'interface Co/AlO_x. La figure 2.37 présente les spectres d'absorption aux seuils $L_{2,3}$ du Co, mesurés pour l'échantillon oxydé pendant $t = 20$ s, recuit et non recuit, pour les polarisations gauche (tirets) et droite (pointillés) en incidence perpendiculaire ($\theta = 0^\circ$).

Comme expliqué dans la section précédente, le spectre de l'échantillon non recuit (figure 2.37(a)) ne présente pas de dichroïsme (trait plein) dans cette configuration puisque l'aimantation est dans le plan de la couche. Bien que la forme générale du spectre d'absorption de l'échantillon recuit reste proche de celui de l'échantillon non recuit (voir les dérivées des spectres XAS en insert de la figure 2.37(b)), un important dichroïsme apparaît pour l'échantillon recuit, indiquant que l'aimantation a basculé hors du plan, comme l'indiquent

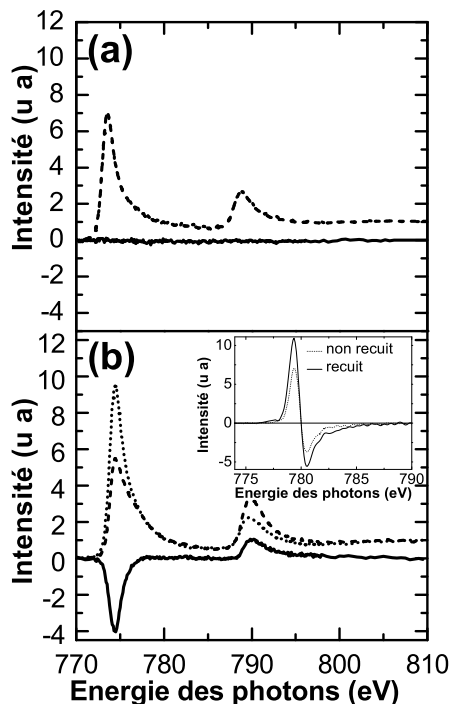


FIG. 2.37 : Spectre d'absorption aux seuils $L_{2,3}$ du Co pour l'échantillon oxydé pendant $t = 20s$ non recuit (a) et recuit (b), pour une polarisation du faisceau droite (pointillés), gauche (tirets) et leur différence XMCD (trait plein). Les tirets représentent le signal XMCD. Insert de (b) : dérivées des spectres XAS pour les échantillons non recuit (pointillés) et recuit (trait plein). $\theta = 0^\circ$.

les mesures par EHE. Les mesures XMCD confirment clairement l'apparition de l'AMP induite par le recuit. Cependant, aucune modification de la composition chimique moyennée sur toute l'épaisseur de la couche de Co, en fonction du recuit, n'est détectée par absorption.

b. XPS

La figure 2.38 présente les mesures XPS des raies $2p$ du Co pour les échantillons non recuit et recuit. Le spectre du CoO pur est donné en référence. L'échantillon non recuit possède les caractéristiques du Co pur, tandis que l'échantillon recuit présente une superposition des spectres du Co et du CoO. Ce résultat indique que le recuit induit une oxydation du Co près de l'interface Co/AlOx.

De plus, pour cette température de recuit, on ne constate pas de pénétration profonde de l'oxygène (les mesures XAS ne présentent pas de signe d'oxydation) et on en déduit que la diffusion de l'oxygène vers l'interface, induite par recuit à travers l' Al_2O_3 (par les joints de grain d'aluminium notamment), reste confinée à l'interface Co/AlOx. L'effet du recuit semble donc d'homogénéiser l'interface en augmentant le taux d'oxyde présent, sans

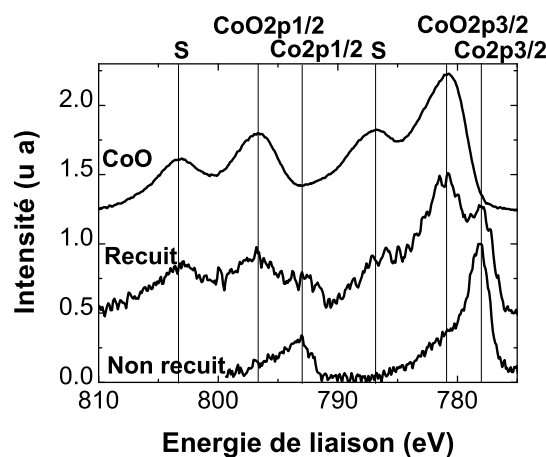


FIG. 2.38 : Spectre de photoémission de la tricouche Pt/Co/AlOx oxydée pendant 20s, non recuite (en bas) et recuite à 350°C (au milieu). Le spectre du monoxyde de cobalt pur est donné en haut pour comparaison.

toutefois que celui-ci pénètre dans le Co (contrairement aux échantillons non recuits et oxydés pendant $t = 30\text{s}-40\text{s}$ où la présence du CoO est aussi détectée par XAS). Notons que le taux d'oxydation estimé par ajustement des spectres (voir figure 2.26) est similaire à celui obtenu pour les échantillons non recuit et oxydés pendant $t = 30\text{s}-40\text{s}$. Bien que l'augmentation de l'angle de Hall ne peut être expliquée avec les mesures dont nous disposons ici, la présence de l'oxygène est déterminante pour rendre compte des états d'aimantation observés par les mesures EHE.

2.3.3 Interprétation de l'influence du recuit

Pour les échantillons à faibles temps d'oxydation ($t \leq 25\text{s}$), le basculement de l'aimantation de planaire à hors du plan sous l'influence du recuit (voir la figure 2.32) est attribué à la diffusion de l'oxygène de la barrière d'Al₂O₃ vers l'interface Co/AlOx. Cette diffusion est confirmée par les mesures XPS effectuées sur les raies 3p de l'aluminium, indiquant une diminution importante du taux d'AlOx après recuit (voir figure 2.23), accompagnée d'une augmentation du taux de CoO à l'interface (voir figure 2.26) et d'une homogénéisation de cette interface. Le basculement d'aimantation s'accompagne d'un maximum de champ d'anisotropie perpendiculaire (figure 2.35) et d'une augmentation de l'angle de Hall (figure 2.30), le premier attribué à la diffusion de l'oxygène et le second à une combinaison non encore élucidée de mélange Co-Pt et d'anisotropie magnétique d'interface (Co/AlOx et Co/Pt).

Pour les temps d'oxydation intermédiaires ($30\text{s} \leq t \leq 45\text{s}$), la température de recuit n'a pas

d'influence majeure sur l'état magnétique (l'aimantation reste hors du plan sans modification du champ de nucléation - figure 2.32). En revanche, l'AMP atteint un maximum pour des températures de recuit de 350°C et l'angle de Hall augmente raisonnablement pour de telles températures. Ce comportement peut se concevoir si l'on considère que pour ces gammes de temps d'oxydation, la barrière est oxydée de manière optimale. L'influence du recuit est donc d'homogénéiser la barrière, d'améliorer l'interface Co/AlOx (diminution de la rugosité) et certainement de modifier l'interface Co/Pt de sorte à obtenir une combinaison des deux anisotropies magnétiques d'interface optimale, dominant ainsi l'anisotropie magnétique de volume de la couche de Co. La sous-oxydation des échantillons oxydés pendant $t \leq 25$ s ne permet pas d'obtenir des AMP aussi importantes, certainement à cause du taux moins important d'oxygène à l'interface Co/AlOx dans ces échantillons recuits.

De plus, le mélange Co-Pt est probablement influencé par l'oxydation de l'interface Co/AlOx (la couche de Co ne faisant que 0.6 nm d'épaisseur) : la présence de l'oxyde de Co semble rigidifier l'interface Co/Pt en l'empêchant de se mélanger.

Enfin, les échantillons sur-oxydés ($t \geq 45$ s) ne semblent affectés par le recuit que pour des températures de l'ordre de 400-450°C. Nous avons vu qu'à cette température, l'oxygène est en partie réabsorbé dans la barrière, au niveau de l'interface. Ainsi, pour des températures de recuit inférieures à 400°C, l'oxydation du Co semble empêcher le mélange Co-Pt de se former : on n'a quasiment pas de modification des propriétés magnétiques de ces couches. En revanche, au-delà de 400°C, la réabsorption de l'oxygène permet la désoxydation de la couche de Co (et donc la réapparition d'une aimantation) et l'apparition d'une interface Co/AlOx oxydée de manière optimale. Ces deux éléments donnent lieu à une aimantation hors du plan. Cette observation est en contradiction avec les mesures de Lee et al. [38] qui constatent une réabsorption de l'oxygène en excès depuis la couche magnétique dans la barrière isolante. Toutefois, ces auteurs s'intéressent à des températures de l'ordre de 200°C alors que la température de recuit considérée ici est de 350°C.

Enfin, nous avons noté qu'à 450°C les propriétés des échantillons tendent vers les mêmes valeurs, indépendamment de leur durée d'oxydation. On peut donc imaginer une compétition entre deux processus : la réabsorption de l'oxygène et l'amélioration de l'interface Co/AlOx d'une part et le mélange Co-Pt, lui-même influencé par la présence de CoO. A une telle température, la migration de l'oxygène est très importante (au point de rendre magnétique l'échantillon oxydé pendant 60s) et diminue la différence des taux d'oxydation du Co des différents échantillons.

Pour finir, des recuits à 350°C ont été effectués sur des tricouches Pt/Co/Ru(1.1 nm)+Ox, Pt/Co/Al(0.5 nm)+Ox, Pt/Co/Ta(0.5 nm)+Ox et Pt/Co/Mg(1.0 nm)+Ox. On trouve un renforcement de l'anisotropie pour les barrières de MgO et de AlOx, tandis que pour les barrières de RuOx et TaOx, l'amplitude du signal EHE diminue de même que l'anisotropie.

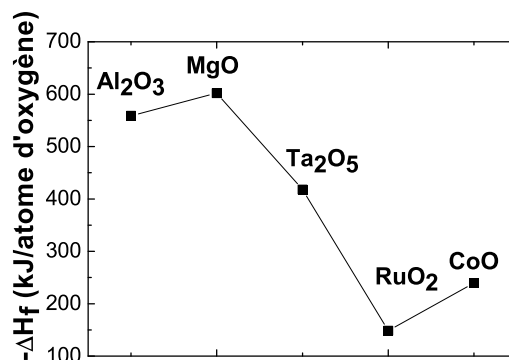


FIG. 2.39 : Enthalpie de formation par atome d'oxygène pour les oxydes Al_2O_3 , MgO , Ta_2O_5 , RuO_2 et CoO .

Cette tendance peut s'expliquer en considérant l'enthalpie de formation de ces oxydes. La figure 2.39 montre l'enthalpie de formation par atome d'oxygène $-\Delta H_f$ des cinq oxydes en présence, Al_2O_3 , MgO , Ta_2O_5 , RuO_2 et CoO . On constate que les oxydes de magnésium et d'aluminium possèdent une enthalpie de formation presque deux fois plus élevée que pour les trois autres oxydes. De plus, l'oxyde de ruthénium possède une enthalpie de formation plus faible que celle du CoO , ce qui favorise la diffusion de l'oxygène dans la couche de Co . On comprend dès lors que les barrières de Al_2O_3 et MgO sont plus stables thermiquement que les barrières de Ta_2O_5 , RuO_2 et que le recuit n'influence pas ces barrières de la même manière.

2.3.4 Comparaison avec le système Pt/Co/Pt

La comparaison des résultats présentés ci-dessus avec une tricouche Pt/Co/Pt est instructive et vient, *a posteriori*, valider ces études. Les systèmes Pt/Co/Pt sont bien connus pour leur AMP et leurs applications dans l'enregistrement magnéto-optique. Toutefois, les tricouches Pt/Co/AlOx présentées ici possèdent des propriétés magnétiques (AMP) et électriques (EHE) plus intéressantes que les tricouches Pt/Co/Pt. La figure 2.40(a) présente la dépendance de l'angle de Hall en fonction de la température de recuit pour des échantillons de type Pt/Co/Pt et Pt/Co/AlOx, oxydés pendant $t=15s$ et $t=35s$.

On observe que l'angle de Hall de la tricouche Pt/Co/Pt non recuite est légèrement plus élevé que l'angle de Hall mesuré sur les tricouches Pt/Co/AlOx non recuites. Mais le plus intéressant est le comportement très différent de cette quantité lorsque l'on recuit les échantillons. Comme nous l'avons vu dans la section précédente, l'angle de Hall des échantillons Pt/Co/AlOx augmente avec la température de recuit et peut atteindre, en choisissant judi-

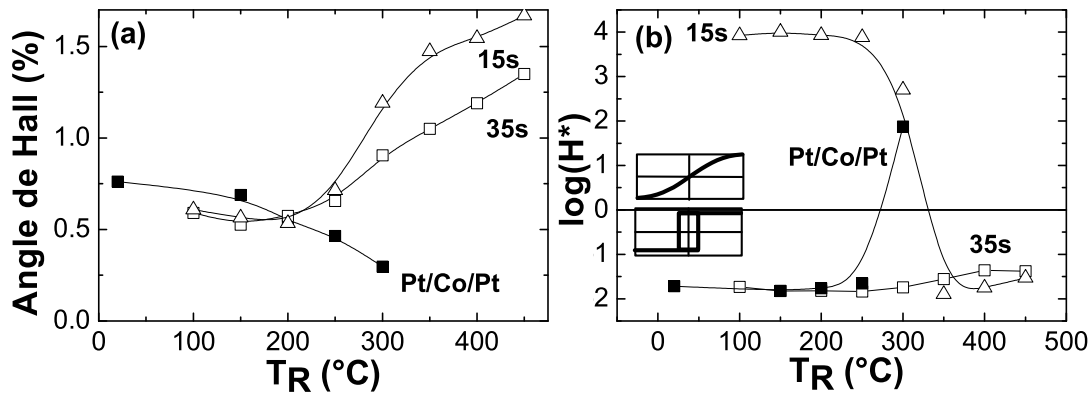


FIG. 2.40 : (a) Angle de Hall pour des échantillons Pt/Co/AlOx oxydés pendant $t=15s$ (triangles blancs) et $t=35s$ (carrés blancs) et pour un échantillon Pt/Co/Pt (carrés noirs); (b) Champ de nucléation - échelle logarithmique - pour des échantillons Pt/Co/AlOx oxydés pendant $t=15s$ (triangles blancs) et $t=35s$ (carrés blancs) et pour un échantillon Pt/Co/Pt (carrés noirs).

ciusement le temps d'oxydation et la température de recuit, des valeurs de l'ordre de 1.7%. Au contraire, la tricouche Pt/Co/Pt présente un angle de Hall maximum de l'ordre de 0.7%, presque trois fois plus faible que l'angle de Hall maximum obtenu pour Pt/Co/AlOx. De plus, l'angle de Hall diminue avec le recuit et l'échantillon devient non magnétique autour de $T_R = 350^\circ\text{C}$, ce qui confirme l'effet "rigidifiant" de l'interface Co/AlOx sur l'interface Pt/Co.

La figure 2.40(b) présente le champ de nucléation en échelle logarithmique pour ces mêmes échantillons, en fonction de la température de recuit. On observe qu'au-delà de 250°C , le cycle du Pt/Co/Pt n'est plus carré et l'aimantation n'est plus monodomaine hors du plan.

Notons enfin que le champ d'anisotropie magnétique mesuré sur les échantillons Pt/Co/Pt n'excède pas 5 kOe, tandis que les échantillons Pt/Co/AlOx peuvent présenter des champs d'anisotropie atteignant 16 kOe (par exemple, $t=35s$ et $T_R = 350^\circ\text{C}$). Il apparaît clairement que les systèmes Pt/Co/AlOx présentent des avantages conséquents par rapport aux systèmes Pt/Co/Pt. Les applications pour les couches à aimantation perpendiculaire dans les vanes de spin, les jonctions tunnel magnétiques et dans les capteurs à effet Hall extraordinaire exigent une bonne tenue en température, en particulier lors des étapes de lithographie, ce que les multicouches Pt/Co/Pt ne peuvent pas assurer, à cause du mélange Co-Pt.

2.4 Exploitation du basculement d'anisotropie magnétique

2.4.1 Anisotropie magnétique perpendiculaire et magnétorésistance CIP

La démonstration de l'AMP induite par oxydation sur des interfaces de type Co/AlOx par Monso et al. [2] a ouvert de nouvelles possibilités pour réaliser des jonctions tunnel magnétiques de bonne qualité. En effet, Rodmacq et al. [3] ont montré que le maximum d'AMP dans une tricouche Pt/Co/AlOx correspond à un maximum de magnétorésistance CIP dans une vanne de spin de type Co/Cu/Co/AlOx. La barrière d'alumine déposée au-dessus de la vanne de spin sert de miroir afin de réfléchir les électrons vers la vanne de spin CIP. Il a été montré qu'avec de tels miroirs une vanne de spin de type Co/Cu/Co/AlOx est équivalente à une multicouche $[\text{Co}/\text{Cu}/\text{Co}]_n$ infinie [39]. La figure 2.41(a) montre la variation de la pente initiale du signal mesuré par EHE d'une multicouche Pt/Co/AlOx(t)/Pt, pour différents temps d'oxydation t . La figure 2.41(b) présente la magnétorésistance CIP (MR-CIP) ainsi que la résistance CIP d'une vanne de spin miroir de type Co/Cu/Co/AlOx en fonction du temps d'oxydation de l'alumine supérieur.

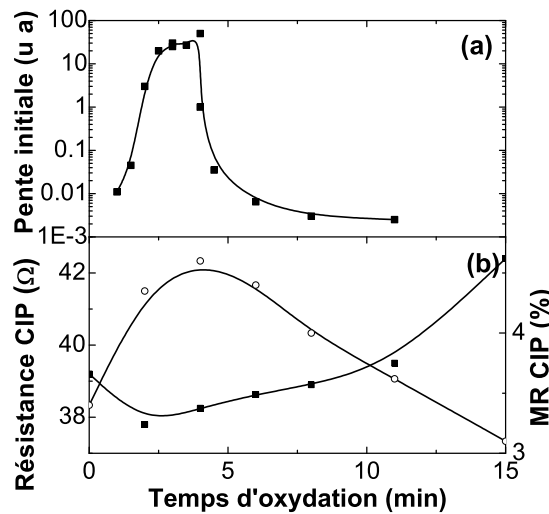


FIG. 2.41 : (a) Pente initiale du signal EHE d'une multicouche Pt/Co/AlOx(t)/Pt, pour différents temps d'oxydation. Le champ est appliqué perpendiculairement au plan des couches. (b) Résistance et magnétorésistance CIP d'une vanne de spin miroir équivalente, Co/Cu/Co/AlOx(t), pour différents temps d'oxydation. D'après [3].

On observe que le maximum de pente initiale (c'est-à-dire le maximum d'AMP) correspond à un minimum de la résistance CIP. Ce minimum apparaît lorsque la réflexion spéculaire

des électrons sur la barrière de AlOx est maximum. Cela indique que la barrière est oxydée de manière optimale. Ainsi, ce minimum de résistance CIP correspond à un maximum de magnétorésistance CIP, puisqu'il n'y a pas de perte de mémoire de spin durant la réflexion spéculaire.

De leur côté, Da Costa et al. [40] ont montré que la MR-CIP d'une vanne de spin miroir Co/Cu/Co/AlOx est aussi reliée à la TMR de la jonction tunnel magnétique Co/AlOx/Co correspondante. La figure 2.42 présente schématiquement le lien existant entre ces différentes caractéristiques, magnétiques et électriques. Ainsi, l'anisotropie magnétique perpendiculaire induite par l'oxygène peut servir à contrôler la TMR des jonctions tunnel magnétiques de type Co/MOx/Co en mesurant directement *in situ* l'AMP d'une tricouche Pt/Co/MOx par EHE, en s'affranchissant ainsi des procédés de lithographie lourds à mettre en oeuvre.

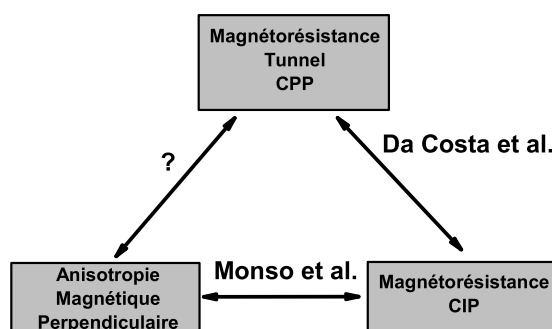


FIG. 2.42 : Schéma de principe de l'utilisation du basculement d'anisotropie dans la fabrication de jonctions tunnel magnétiques.

2.4.2 Anisotropie magnétique perpendiculaire et magnétorésistance CPP

Pour illustrer l'étude développée ci-dessus nous présentons un résultat récemment obtenu par C. Ducruet et al. [41], s'appuyant, entre autre, sur les données décrites ci-dessus. Les auteurs ont réalisé une jonction tunnel magnétique à électrodes magnétiques perpendiculaires dont la structure (schématisée sur la figure 2.43) se compose de deux multicouches $(\text{Pt/Co})_n$ à anisotropie perpendiculaire, séparées par une barrière d'alumine d'épaisseur 1.6 nm, oxydée selon le procédé décrit en début de chapitre, pendant 35s. Ce temps d'oxydation a été choisi au regard de la figure 2.15 qui indique que pour un tel temps d'oxydation, l'AMP est maximale.

L'échantillon est recuit à 150°C pendant 30 minutes et traité selon les procédés lithographiques évoqués en un carré de $800 \times 800 \text{ nm}^2$. La courbe de magnétorésistance tunnel

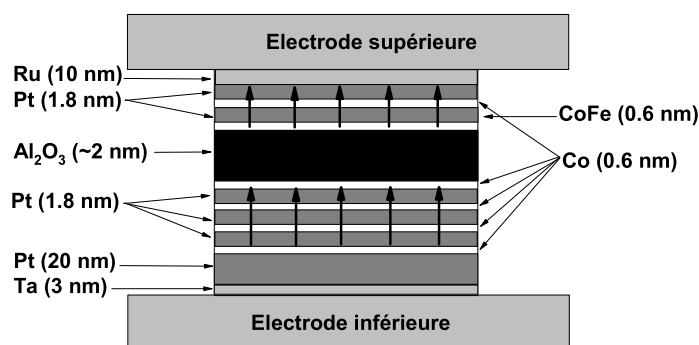


FIG. 2.43 : *Jonction tunnel magnétique à aimantations perpendiculaires au plan des couches, obtenue à partir d'électrodes laminées (Co/Pt) et d'une barrière tunnel réalisée selon le procédé décrit dans ce chapitre.*

est donnée sur la figure 2.44 pour une jonction tunnel magnétique perpendiculaire du type Ta(3 nm)/Pt(30 nm)/[Co(0.6 nm)/Pt(1.8 nm)]₃/Co(0.6 nm)/Al₂O₃/CoFe(0.6 nm)/Pt(1.8 nm)/Co(0.6 nm)/Pt(1.8 nm)/Ru(10 nm) et montre une amplitude de 8%.

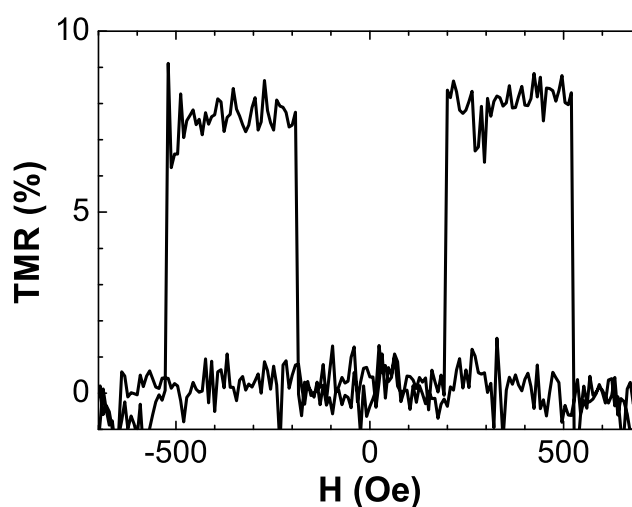


FIG. 2.44 : *Magnétorésistance tunnel d'une jonction tunnel magnétique à aimantations perpendiculaires en fonction du champ extérieur appliqué perpendiculairement au plan des couches.*

Cette JTM n'a toutefois pas encore été optimisée. Le choix du substrat, de l'épaisseur des couches et de la température de recuit devrait permettre d'améliorer grandement ses propriétés de transport. Cette réalisation soutient l'hypothèse que l'AMP et la polarisation

en spin des interfaces sont liées et devrait ouvrir la voie à une vérification expérimentale définitive de cette hypothèse.

Notons enfin que les mesures préliminaires effectuées sur les tricouches Pt/Co/MgO semblent très prometteuses. En effet, nous avons vu que les propriétés magnétiques des tricouches Pt/Co/AlOx s'améliorent avec la température de recuit. Or, dans les JTM à base d'AlOx, les propriétés magnétiques et électriques de la jonction tunnel se dégradent vers 250°C [35]. Cette dégradation n'apparaît qu'à très haute température (400-450°C) dans les JTM à base de MgO, puisque la cristallisation de la barrière joue un rôle prédominant dans le transport tunnel. Il semble donc possible de tirer partie de cette amélioration par le recuit en fabriquant des jonctions tunnel magnétiques à aimantations perpendiculaires non plus à base d'AlOx mais de MgO.

2.5 Conclusion

La réalisation de jonctions tunnel magnétiques de bonnes qualités magnétiques et électroniques est une étape indispensable à la réalisation de composants répondant aux exigences industrielles. En particulier, la maîtrise de l'oxydation de la barrière isolante est déterminante pour l'observation des phénomènes de transfert de spin. Une connaissance profonde des événements fondamentaux qui ont lieu lors de l'oxydation de la barrière est essentielle à cette réalisation.

Dans ce chapitre, nous avons étudié l'influence de l'oxydation de la barrière isolante sur les propriétés magnétiques de la couche ferromagnétique sous-jacente. Nous avons montré que la présence d'oxygène à l'interface peut affecter l'état d'aimantation de cette couche à travers l'anisotropie magnétique perpendiculaire. Une technique de contrôle de l'oxydation de la barrière à travers les propriétés magnétiques a été ainsi proposée. Cette méthode innovante nécessite cependant d'être définitivement validée par des études conjointes d'AMP et de TMR.

L'influence de la température de recuit a aussi été discutée et de nouvelles voies d'investigation ont été dégagées. Deux thèmes pourraient bénéficier de ces études. En premier lieu, l'optimisation des jonctions tunnel magnétiques à base de MgO, dont les propriétés s'améliorent jusqu'à des recuits de l'ordre de 400°C, recuits pour lesquels des champs d'anisotropie magnétique perpendiculaire maximum ont été mesurés ici. Ensuite, l'obtention de fort angle de Hall dans ces systèmes souligne l'intérêt de telles structures pour les capteurs à EHE.

Un système plus simple à étudier serait de remplacer l'interface Pt/Co par une interface AlOx/Co, pour obtenir une tricouche de type AlOx/Co/AlOx. On s'attend en effet à obtenir une AMP plus importante à haute température de recuit. Cette étude est en cours de développement mais la difficulté d'obtenir une bonne croissance du Co sur l'alumine ainsi

que les problèmes liés aux mesures électriques sur des échantillons très résistifs rendent ces dispositifs délicats à mettre en oeuvre.

Les perspectives d'études sur le thème de l'influence magnétique de l'oxydation de la barrière isolante sont très enthousiasmantes. Un premier axe est, nous l'avons dit, la validation de la méthode de contrôle d'oxydation proposée par Rodmacq et al. [3]. Un deuxième axe est l'étude approfondie par XMCD du moment magnétique de la couche de Co en fonction du temps d'oxydation, tel que l'on réalisée Telling et al. [16], en la mettant en relation avec les mesures d'AMP. Enfin, l'étude en température a révélé des mécanismes complexes et il serait intéressant de comprendre le rôle du mélange Co-Pt ainsi que celui du recuit sur la diffusion de l'oxygène.

Bibliographie

- [1] D. C. Worledge et P. L. Trouilloud, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 84 (2003).
- [2] S. Monso, B. Rodmacq, S. Auffret, G. Casali, F. Fettar, B. Gilles, B. Dieny et P. Boyer, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 4157 (2002).
- [3] B. Rodmacq, S. Auffret, B. Dieny, S. Monso et P. Boyer, *J. Appl. Phys.* **93**, 7513 (2003).
- [4] T. J. Regan, H. Ohldag, C. Stamm, F. Nolting, J. Lüning, J. Stöhr et R. L. White, *Phys. Rev. B* **64**, 214422 (2001).
- [5] P. LeClair, J. T. Kohlhepp, H. J. M. Swagten et W. J. M. de Jonge, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1066 (2001).
- [6] P. LeClair, B. Hoex, H. Wieldraaijer, J. T. Kohlhepp, H. J. M. Swagten et W. J. M. de Jonge, *Phys. Rev. B* **64**, 100406 (2001).
- [7] E. Y. Tsymbal, K. D. Belashchenko, J. P. Velev, S. S. Jaswal, M. van Schilfgaarde, I. I. Oleynik et D. A. Stewart, *Prog. Mat. Sc.* **52**, 401 (2007).
- [8] E. Y. Tsymbal et K. D. Belashchenko, *J. Appl. Phys.* **97**, 10C910 (2005).
- [9] J. Mathon, *Phys. Rev. B* **56**, 11810 (1999).
- [10] K. D. Belashchenko, J. Velev et E. Y. Tsymbal, *Phys. Rev. B* **72**, 054443 (2005).
- [11] I. I. Oleinik, E. Yu. Tsymbal et D. G. Pettifor, *Phys. Rev. B* **69**, 3952 (2000).
- [12] K. D. Belashchenko, E. Y. Tsymbal, I. I. Oleinik et M. van Schilfgaarde, *Phys Rev B* **71**, 224422 (2005).
- [13] A. Vedyayev, N. Ryzhanova, C. Lacroix, L. Giacomoni et B. Dieny, *Europhys. Lett.* **39**, 219 (1997) ; S. Zhang et P. M. Levy, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5660 (1998) ; J. Mathon et A. Umerski, *Phys. Rev. B* **60**, 1117 (1999).
- [14] R. Meservey et P. M. Tedrow, *Phys. Rep.* **238**, 173 (1994).
- [15] N. D. Telling, G. van der Laan, S. Ladak et R. J. Hicken, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 3803 (2004).
- [16] N. D. Telling, G. van der Laan, S. Ladak, R. J. Hicken et E. Arenholz, *J. Appl. Phys.* **99**, 08E505 (2006).

- [17] P. F. Carcia, A. D. Meinhaldt et A. Suna, *Appl. Phys. Lett.* **47**, 178 (1985).
- [18] P. Bruno, *Phys. Rev. B* **39**, 865 (1989); P. Bruno, Thèse, Université Paris-Sud, Orsay (1989).
- [19] G. van der Laan, *J. Phys. : Condens. Matter* **10**, 3239 (1998).
- [20] G. H. O. Daalderop, P. J. Kelly et M. F. H. Shuurmans, *Phys. Rev. B* **50**, 9989 (1994).
- [21] K. Kyuno, R. Yamamoto et S. Asano, *J. Phys. Soc. Jpn.* **61**, 2099 (1992).
- [22] N. Nakajima, T. Koide, T. Shidara, H. Miyauchi, H. Fukutani, A. Fujimori, K. Iio, T. Katayama, M. Nyvlt et Y. Suzuki, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5229 (1998).
- [23] D. Weller, J. Stöhr, R. Nakajima, A. Carl, M.G. Samant, C. Chappert, R. Mégy, P. Beauvillain, P. Veillet et G.A. Held, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3752 (1995); D. Weller, Y. Wu, J. Stöhr, M.G. Salant, B.D. Hermsmeier et C. Chappert, *Phys. Rev. B* **49**, 12888 (1994).
- [24] J. Stöhr et H. Köning, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3748 (1995).
- [25] C. L. Canedy, X. W. Li et G. Xiao, *J. Appl. Phys.* **81** 5367 (1997).
- [26] N. Nagaosa, *J. Phys. Soc. Jap.* **75**, 042001 (2006).
- [27] D. Lacour, M. Hehn, M. Alnot, F. Montaigne, F. Greullet, G. Lengaigne, O. Lenoble, S. Robert et A. Schuhl, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 192506 (2007).
- [28] S. Tsunashima, M. Hasegawa, K. Nakamura et S. Uchiyama, *J. Magn. Magn. Mater.* **93**, 465 (1991); Te-ho Wu, J.C.A. Huang, L.C. Wu, L.X. Ye et J.Q. Lu, *J. Magn. Magn. Mater.* **193**, 136 (1999).
- [29] C. Chen, F. Sette, Y. Ma et F. Modesti, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 7262 (1990); T. Thole, P. Carra, F. Sette et G. van der Laan, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1943 (1992).
- [30] G. A. Carson, M. H. Nassir et M. A. Langell, *J. Vac. Sci. Technol. A* **14**, 1637 (1996); J. Grimbolt, J. P. Bonnelle et J. P. Beaufiles, *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.* **8**, 437 (1976).
- [31] J. van Elp, J. L. Wiedand, H. Eskes, P. Kuiper, G. A. Sawatzky, F. M. F. de Groot, et T. S. Turner, *Phys. Rev. B* **44**, 6090 (1991); M. A. Langell, M. D. Anderson, G. A. Carson, L. Peng et S. Smith, *Phys. Rev. B* **59**, 4791 (1999).
- [32] M. Sicot, S. Andrieu, F. Bertran et F. Fortuna, *Phys. Rev. B* **72** 144414 (2005).
- [33] J. S. Bae, K. H. Shin, T. D. Lee et H. M. Lee, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 1168 (2002).
- [34] V. Gehanno, Y. Samson, A. Marty, B. Gilles et A. Chamberod, *J. Magn. Magn. Mater.* **172**, 26 (1997); B. Kaplan et G.A. Gehring, *J. Magn. Magn. Mater.* **128**, 111 (1993).
- [35] R. C. Sousa, J. J. Sun, V. Soares, P. P. Freitas, A. Kling, M. F. da Silva et J. C. Soares *Appl. Phys. Lett.* **73**, 3288 (1998).

- [36] S. Zhang, Phys. Rev. B **51**, 3632 (1995).
- [37] D. Weller, Y. Wu, J. Stöhr, M. G. Samant, B.D. Hermsmeier et C. Chappert, Phys. Rev. B **49**, 12888 (1994).
- [38] J. H. Lee, D.H. Im, C. S. Yoon, C. K. Kim, Y. Ando, H. Kubota et T. Miyazaki, J. Appl. Phys. **94**, 7778 (2003).
- [39] H. J. M. Swagten, G. J. Strijkers, P. J. H. Bloemen, M. M. H. Willekens et W. J. M. de Jonge, Phys. Rev. B **53**, 9108 (1996).
- [40] V. Da Costa, A. Iovan, K. Ounadjela, W. Allen, J. F. Gregg et B. Dieny, J. Magn. Magn. Mater. **240**, 140 (2002); K. Ounadjela, V. Da Costa, A. Iovan, T. Dimopoulos, F. Dahmani, D. Mahenthiran, B. Dieny, W. Allen et J. F. Gregg, J. Appl. Phys. **91**, 7466 (2002).
- [41] C. Ducruet, B. Carvello, B. Rodmacq, S. Auffret, G. Gaudin et B. Dieny, *MMM Conference-La Tampa*, AB-01 (2007).

Chapitre 3

Théorie du transfert de spin dans les jonctions tunnel magnétiques

Depuis les premières observations expérimentales du transfert de spin dans des jonctions tunnel magnétiques à base d'AlOx amorphe [1], puis de MgO cristallin [2, 3], de nouvelles questions ont été soulevées sur le mécanisme du transfert de spin dans les JTM dont les aimantations ne sont pas colinéaires entre elles. En effet, alors que le transport de spin CPP dans les vannes de spin métalliques est un phénomène principalement diffusif et gouverné par l'accumulation de spin et les processus de relaxation [4, 5], le transport de spin dans les JTM est principalement balistique et gouverné par le couplage entre les états d'interface dépendant du spin : la chute de potentiel a lieu au niveau de la barrière alors que pour les vannes de spin, elle a lieu de façon plus répartie dans le volume et au niveau des interfaces de la multicouche métallique.

J. C. Slonczewski, le premier, a proposé un modèle d'électrons libres du transport de spin dans une JTM à barrière amorphe [6], en calculant la TMR, le transfert de spin (STT) ainsi que le couplage d'échange intercouche à tension nulle (IEC). Ce premier modèle se restreint aux électrons du niveau de Fermi, négligeant ainsi tous les phénomènes tunnel non linéaires (et en particulier les phénomènes quadratiques en tension). Par conséquent, le couplage d'échange intercouche induit par courant est nul dans ce modèle. Récemment, l'auteur a proposé un modèle plus général à partir des matrices de transfert de Bardeen (BTM) [7, 8]. Theodonis et al. [9, 10] ont présenté un modèle de liaison fortes (tight-binding model - TB) donnant une structure de bandes fermées et donc plus réaliste que le modèle d'électrons libres usuel. Notons enfin le récent article de Barnas et al. [11], basé sur un modèle d'électrons libres et sur lequel nous reviendrons au cours de ce chapitre.

Ces études ont montré que le transfert de spin présente une importante asymétrie en fonction de la tension et que la composante dissipative de l'IEC (appelé aussi champ effectif

induit par courant) est du même ordre de grandeur que le STT avec une dépendance quadratique en fonction de la tension appliquée [10]. Notons enfin le travail de Levy and Fert sur le rôle des électrons chauds dans le transport de spin dans les JTM [12].

Nous avons récemment présenté [5, 13], en collaboration avec N. Ryzhanova et A. Vedyayev de l'université Lomonosov de Moscou et M. Chschiev du centre MINT de l'université d'Alabama, une description du transport de spin dans une JTM, dans l'approximation de l'électron libre, dans le cadre de la technique de Keldysh hors équilibre [14] appliquée à une JTM de barrière amorphe (telle que AlO_x). Cette méthode est proche de celle présentée dans la référence [6], bien que plus générale puisque nous considérons l'ensemble des électrons sous le niveau de Fermi et la déformation de la barrière tunnel. Enfin, il diffère de la référence [11] par la description de la barrière. Barnas et al. [11] décrivent la barrière par des fonctions de Airy tandis que nous nous limitons au cas des faibles tensions en utilisant l'approximation WKB (Wentzel-Kramer-Brillouin).

Après avoir décrit l'origine quantique du transfert de spin (section 3.1), nous présenterons une étude sur une JTM symétrique parfaite (section 3.2). Nous nous intéresserons particulièrement à l'anatomie du transfert de spin dans de telles JTM, en mettant en lumière les origines des principales caractéristiques du couple de transfert de spin dans ces structures. Dans un troisième temps, nous proposerons une étude du rôle des états de résonances dépendants du spin dus à des impuretés insérées dans la barrière (section 3.3).

3.1 Principe de continuité de la densité de spin

La physique du transfert de spin est contenue dans le principe de conservation de la densité de spin. Si l'on considère un ensemble constitué de deux populations d'électrons, les uns localisés (de caractère principalement d) et les autres itinérants (de caractère principalement s), on peut facilement concevoir que, selon le principe de conservation du moment angulaire et en l'absence de diffusion de spin par le réseau, une perte de moment de spin par l'une des deux populations se traduira par un gain de ce même moment de spin par l'autre population (voir Chapitre 1).

En chaque instant et en chaque point de la structure magnétique, la quantité de spin portée par l'une des populations peut être mesurée à travers le flux de la densité locale de spin (il s'agit du moment de spin moyen porté par les électrons de cette population en un point donné), autrement dit la densité de courant de spin. Ainsi, à l'instant t , la variation de densité de spin dS/dt acquise par les électrons localisés (par exemple) est égale à l'opposé de la variation locale de la densité de spin portée par les électrons itinérants $-\nabla J^s$, où J^s est le courant de spin des électrons itinérants.

Une autre interprétation du transfert de spin réside dans la remarque suivante. La diffé-

rence de la densité électronique des électrons majoritaires et minoritaires ($n_{\uparrow} - n_{\downarrow}$), due à la différence de potentiel électrochimique de ces deux types d'électrons, donne naissance à une aimantation hors équilibre portée par les électrons itinérants. Il s'agit de l'accumulation de spin usuellement notée \mathbf{m} qui exerce alors un couple sur l'aimantation dont sont responsables les électrons localisés, \mathbf{S}_d . Ce couple est alors équivalent à une variation du moment de spin des deux population, donc à un transfert de spin des électrons itinérants sur les électrons localisés.

Considérons le modèle $s - d$ dans lequel les électrons des orbitales s sont itinérants et les électrons des orbitales d sont localisés et responsables de l'aimantation locale (voir Chapitre 1). Nous nous plaçons dans une approximation balistique où aucune diffusion de spin ou d'électron n'est présente. En négligeant l'interaction spin-orbite, le Hamiltonien des électrons s itinérants dans un métal ferromagnétique s'écrit :

$$H = \frac{p^2}{2m} + U(\mathbf{r}) + J_{sd}(\vec{\sigma} \cdot \mathbf{S}_d) \quad (3.1)$$

où le premier et le second termes sont l'énergie cinétique et potentielle, tandis que le dernier terme est l'énergie d'échange $s - d$, avec \mathbf{S}_d le vecteur unitaire colinéaire à l'aimantation locale des électrons d , J_{sd} est la constante d'échange $s - d$ et $\vec{\sigma}$ le vecteur des matrices de Pauli. Considérons de plus une fonction d'onde arbitraire à 2 dimension dans l'approximation de Hartree-Fock des électrons libres $\Psi(\mathbf{r}, t)$ (cette approximation suppose que les états électroniques et en particulier de spin sont bien définis). Les deux dimensions correspondent aux composantes majoritaire (\uparrow) et minoritaire (\downarrow) de la fonction d'onde $\Psi(\mathbf{r}, t)$. Ainsi, la densité de spin locale, à la position \mathbf{r} et à l'instant t est :

$$\mathbf{s}(\mathbf{r}, t) = \Psi^*(\mathbf{r}, t) \frac{\hbar}{2} \vec{\sigma} \Psi(\mathbf{r}, t) \quad (3.2)$$

La variation temporelle de la densité de spin est donc :

$$\frac{d}{dt} \mathbf{s}(\mathbf{r}, t) = \frac{\hbar}{2} \left\{ \frac{d}{dt} \Psi^* \vec{\sigma} \Psi + \Psi^* \vec{\sigma} \frac{d}{dt} \Psi \right\} \quad (3.3)$$

De plus, l'équation de Schrödinger dépendante du temps donne $\frac{d}{dt} \Psi(\mathbf{r}, t) = -\frac{i}{\hbar} H \Psi(\mathbf{r}, t)$ où H est le Hamiltonien du système. En substituant cette équation dans l'équation 3.3, nous obtenons :

$$\frac{d}{dt} \mathbf{s}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2i} \{ \Psi^* \vec{\sigma} H \Psi - (H \Psi)^* \vec{\sigma} \Psi \} \quad (3.4)$$

Après quelques calculs, l'équation 3.4 se réduit donc à :

$$\frac{d}{dt} \mathbf{s}(\mathbf{r}, t) = -\nabla \mathbf{J}^s(\mathbf{r}, t) + \frac{J_{sd}}{\hbar} \mathbf{S}_d \times \mathbf{s}(\mathbf{r}, t) \quad (3.5)$$

où \mathbf{J}^s est la densité de courant de spin dans l'espace des spin, définie par :

$$\mathbf{J}^s = -\frac{\hbar^2}{2m} \Im \{ \Psi^*(\mathbf{r}, t) \vec{\sigma} \otimes \nabla_{\mathbf{r}} \Psi(\mathbf{r}, t) \} \quad (3.6)$$

où $\Im \{X\}$ est la partie imaginaire de la grandeur complexe X et \otimes est le produit direct. En état stationnaire l'équation 3.5 devient :

$$\left. \frac{\partial \mathbf{S}_{\mathbf{d}}}{\partial t} \right|_{\text{transfert}} = \nabla \mathbf{J}^s(\mathbf{r}, t) = \frac{J_{sd}}{\hbar} \mathbf{S}_{\mathbf{d}} \times \mathbf{s}(\mathbf{r}, t) \quad (3.7)$$

où $\left. \frac{\partial \mathbf{S}_{\mathbf{d}}}{\partial t} \right|_{\text{transfert}}$ est la variation de moment angulaire des électrons localisés due au transfert de spin entre les électrons itinérants et les électrons localisés. Cette démonstration indique l'équivalence entre la variation spatiale de la densité du courant de spin \mathbf{J}^s et le couple exercé par l'aimantation hors équilibre des électrons s sur l'aimantation locale des électrons d . Cette relation a été démontrée numériquement par Kalitsov et al. [9] dans une JTM en utilisant le formalisme de Keldysh et la description en liaisons fortes.

Notons que dans un système diffusif, l'équation 3.7 devient (voir par exemple le travail de Zhang et Li [15]) :

$$\left. \frac{\partial \mathbf{S}_{\mathbf{d}}}{\partial t} \right|_{\text{transfert}} = \nabla \mathbf{J}_s(\mathbf{r}, t) + \frac{\mathbf{s}}{\tau_{sf}} = \frac{J_{sd}}{\hbar} \mathbf{S}_{\mathbf{d}} \times \mathbf{s}(\mathbf{r}, t) \quad (3.8)$$

où τ_{sf} est le temps de relaxation de l'accumulation de spin (voir la section 1.2.3). La variation temporelle de l'aimantation locale reste égale au couple exercé par l'accumulation de spin sur $\mathbf{S}_{\mathbf{d}}$, mais n'est plus exactement équivalente à la divergence du courant de spin. Cette divergence doit être corrigée de la perte de mémoire de spin par le réseau.

En appliquant le même type de raisonnement aux électrons d en présence de l'interaction J_{sd} , on peut retrouver l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert [16] (LLG) dans laquelle s'insère le transfert de spin :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{S}_{\mathbf{d}}}{\partial t} &= \alpha \mathbf{S}_{\mathbf{d}} \times \frac{d\mathbf{S}_{\mathbf{d}}}{dt} - \gamma \left(\mathbf{S}_{\mathbf{d}} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \left. \frac{\partial \mathbf{S}_{\mathbf{d}}}{\partial t} \right|_{\text{transfert}} \right) \\ &= \alpha \mathbf{S}_{\mathbf{d}} \times \frac{d\mathbf{S}_{\mathbf{d}}}{dt} - \gamma \left(\mathbf{S}_{\mathbf{d}} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{J_{sd}}{\hbar \mu_B} \mathbf{S}_{\mathbf{d}} \times \mathbf{m} \right) \end{aligned} \quad (3.9)$$

où $\mathbf{S}_{\mathbf{d}}$ est l'aimantation locale du ferromagnétique, γ est le rapport gyromagnétique, α est le coefficient d'amortissement de Gilbert, μ_B est le magnéton de Bohr, \mathbf{H}_{eff} est le champ effectif usuel, et \mathbf{m} est l'accumulation de spin effective (moyennée sur l'ensemble des électrons itinérants contribuant au transfert de spin). Dans l'approximation macrospin, l'équation précédente doit être intégrée sur l'épaisseur de la couche et on obtient :

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \alpha \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} - \gamma \left(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{J_{sd}}{\hbar \mu_B} \int_i^\infty \{ \mathbf{M} \times \mathbf{m} \} \right) \quad (3.10)$$

où \mathbf{M} est l'aimantation totale par unité de volume et \int_i^∞ dénote l'intégrale sur l'épaisseur de la couche, de l'interface i à l'infini (pour une couche semi-infinie [17]). La validité microscopique de cette dernière équation reste à étudier ; cependant, les diagrammes de phase macroscopiques et micromagnétiques que l'on peut en déduire semblent être assez proches de la réalité et rendent compte de la physique des systèmes dont l'inhomogénéité magnétique n'est pas "trop" grande. Dans le cas d'un système dont l'inhomogénéité magnétique est importante (parois de domaines, spirales de spin), des phénomènes non-locaux interviennent et modifient profondément la physique du transport de spin [18, 19].

Cette démonstration montre ainsi l'équivalence entre le transfert de spin et le courant de spin et implique que pour déterminer le couplage dissipatif entre deux couches magnétiques non colinéaires, il est nécessaire et suffisant de déterminer les courants de spin (ou l'accumulation de spin) dans la structure.

3.2 Transfert de spin dans une jonction tunnel magnétique amorphe

3.2.1 Formulation du courant et des couples

3.2.1.1 Principe du modèle

Par la suite, nous calculerons le transfert de spin à partir du couple exercé par la densité de spin transverse à l'aimantation locale. Le principe de la description est représenté sur la figure 3.1, panneau supérieur. La jonction tunnel magnétique hors équilibre est modélisée par un "conducteur" (dans le sens où la barrière tunnel n'est pas d'épaisseur infinie) reliant deux réservoirs magnétiques (F_L et F_R) d'aimantations non colinéaires et de potentiels électrochimiques μ_L and μ_R ($\mu_L > \mu_R$) [20]. Une tension $V = (\mu_L - \mu_R)/e$ est appliquée aux bornes de ce "conducteur". Nous devons alors prendre en compte tous les électrons de spin majoritaire (flèches pleines) et minoritaire (flèches pointillées), originaires des réservoirs de gauche et de droite. Dans la limite des faibles tension ($\mu_L \approx \mu_R$), le transport de charge peut être décrit par les seuls électrons originaires du réservoir de gauche, au niveau de Fermi (approximation linéaire [20]).

Dans notre cas (figure 3.1, panneau du milieu), la jonction tunnel magnétique est composée de deux électrodes ferromagnétiques infinies, F_L and F_R (de même matériau, par simplicité), connectées respectivement aux réservoirs de droite et de gauche et séparées par

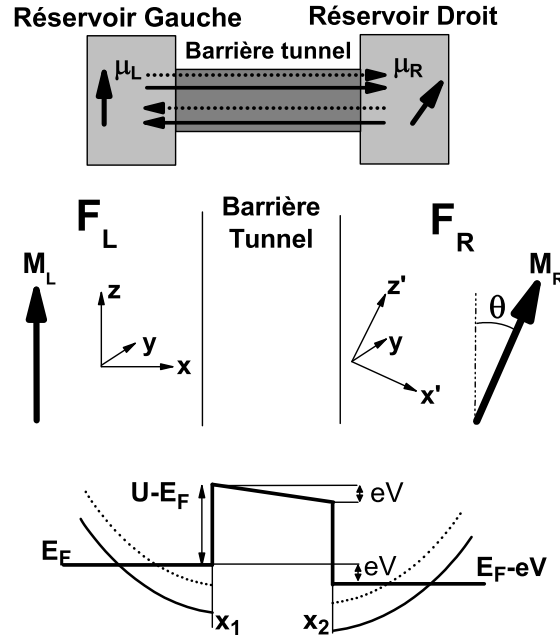


FIG. 3.1 : Schéma de principe d'une jonction tunnel magnétique dont les aimantations des électrons ne sont pas alignées. Panneau supérieur : principe du transport hors équilibre entre deux réservoirs. Panneau du milieu : géométrie de la JTM. Panneau inférieur : profil de potentiel de la JTM

une barrière tunnel amorphe. L'axe x est perpendiculaire au plan des couches et l'aimantation de F_L est orientée suivant z : $\mathbf{M}_L = M_L \mathbf{z}$. L'aimantation \mathbf{M}_R de la couche F_R est dans le plan (x, z) et forme un angle θ avec \mathbf{M}_L . Dans cette configuration, la densité de spin dans une couche ferromagnétique possède trois composantes : $\mathbf{m} = (m_x, m_y, m_z)$. Dans F_L (nous obtenons des résultats similaires pour F_R), les composantes transverses sont $m_x = \langle \sigma^x \rangle$ et $m_y = \langle \sigma^y \rangle$, où σ^i sont les matrices de spin de Pauli et $\langle \rangle$ dénote la moyenne sur les orbitales et sur les états de spin, c'est-à-dire la moyenne sur l'énergie des électrons E , le moment transverse κ et les états de spin. Ainsi, la densité de spin transverse exerce un couple \mathbf{T} sur l'aimantation locale \mathbf{M}_L selon deux directions :

$$\mathbf{T} = \frac{J_{sd}}{\mu_B} \mathbf{M}_L \times \mathbf{m} = \frac{J_{sd}}{\mu_B} [m_x \mathbf{M}_L \times \mathbf{M}_R - m_y \mathbf{M}_L \times (\mathbf{M}_L \times \mathbf{M}_R)] \quad (3.11)$$

$-m_y \mathbf{M}_L \times (\mathbf{M}_L \times \mathbf{M}_R)$ est le transfert de spin usuel (STT) initialement dérivé par Slonczewski [6, 17] (aussi appelé "in-plane" ou "parallel torque" [10]), tandis que $m_x \mathbf{M}_L \times \mathbf{M}_R$ est le couplage d'échange intercouche (IEC) induit par courant (aussi appelé "field-like torque", "out-of-plane" ou "perpendicular torque" [10]). Le premier s'annule à tension nulle et le

second existe même sans tension appliquée [6, 10, 9]. Une explication de la nature et de l'origine de ces deux termes sera donnée dans la section suivante.

La densité de spin transverse dans la couche de gauche est donc donnée par $\langle \sigma^+ \rangle = \langle \sigma^x + i\sigma^y \rangle$:

$$m_x + im_y = \langle \sigma^+ \rangle = \langle \begin{pmatrix} \Psi^{*\uparrow} & \Psi^{*\downarrow} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 2 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi^\uparrow \\ \Psi^\downarrow \end{pmatrix} \rangle = 2 \langle \Psi^{*\uparrow} \Psi^\downarrow \rangle \quad (3.12)$$

Autrement dit, le STT est la partie imaginaire de $\langle \sigma^+ \rangle$, et l'IEC sa partie réelle. On peut comprendre le produit $\langle \Psi^{*\uparrow} \Psi^\downarrow \rangle$ comme une fonction de corrélation entre les deux projections de spin d'un électron incident. En régime balistique, un électron incident sur un métal ferromagnétique et possédant une polarisation désorientée de l'aimantation locale précesse autour de cette direction d'aimantation [21, 9]. Localement, ses deux projections de spin \uparrow et \downarrow selon l'axe de quantification locale (défini par l'aimantation locale) seront non nulles. Ainsi, l'électron contribue localement à la densité de spin transverse m_x et m_y . Si l'électron est totalement polarisé parallèlement ou antiparallèlement à l'aimantation locale, aucune précession n'aura lieu et sa contribution à la densité de spin transverse sera nulle.

Nous définissons par majoritaire (minoritaire) la projection de spin parallèle (antiparallèle) à l'aimantation de l'électrode de gauche. Ainsi, $\langle \Psi^{*\uparrow} \Psi^\downarrow \rangle$ donne la fraction d'électrons dont la projection de spin est suivant l'axe x (partie réelle) ou l'axe y (partie imaginaire) dans l'espace des spin.

3.2.1.2 Fonctions de Green de Keldysh

Comme expliqué précédemment, dans le formalisme de Keldysh hors équilibre [14, 20], chaque quantité physique est calculée en prenant en compte les contributions des électrons originaires du réservoir de gauche *et* du réservoir de droite (panneau supérieur de la figure 3.1). Ainsi, une fonction de Green hors équilibre $G(\mathbf{r}, t, \mathbf{r}', t')$ (ou fonction de Green de Keldysh) peut être définie comme la superposition de ces deux contributions :

$$G(\mathbf{r}, t, \mathbf{r}', t') = f_L \Psi_L(\mathbf{r}, t) \Psi_L^*(\mathbf{r}', t') + f_R \Psi_R(\mathbf{r}, t) \Psi_R^*(\mathbf{r}', t') \quad (3.13)$$

où $\Psi_{L(R)}(\mathbf{r}, t)$ sont les fonctions d'onde des électrons originaires du réservoir de gauche (droite) au point \mathbf{r} et au temps t et $f_{L(R)}$ sont les fonctions de distribution de Fermi dans les réservoirs de gauche et de droite.

Alors, l'équation de Schrödinger pour la jonction tunnel magnétique est :

$$H\Psi = \left(\frac{p^2}{2m} + U + J_{sd}(\vec{\sigma} \cdot \mathbf{S}_d) \right) \begin{pmatrix} \Psi^\uparrow \\ \Psi^\downarrow \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} \Psi^\uparrow \\ \Psi^\downarrow \end{pmatrix} \quad (3.14)$$

où $\vec{\sigma}$ est le vecteur des matrices de Pauli : $\vec{\sigma} = (\sigma^x, \sigma^y, \sigma^z)^T$, (T est la transposée) E est l'énergie de l'électron, U est le potentiel indépendant du spin à travers la jonction :

$$\begin{cases} J_{sd}(\vec{\sigma} \cdot \mathbf{S}_d) = J_{sd}\sigma^z & \text{et } U = E_F & \text{pour } x < x_1 \\ J_{sd}(\vec{\sigma} \cdot \mathbf{S}_d) = 0 & \text{et } U(x) = U_0 - \frac{x-x_1}{x_2-x_1}eV & \text{pour } x_1 < x < x_2 \\ J_{sd}(\vec{\sigma} \cdot \mathbf{S}_d) = J_{sd}(\sigma^z \cos \theta + \sigma^x \sin \theta) & \text{et } U = E_F - eV & \text{pour } x > x_2 \end{cases}$$

Nous considérons que toute la chute de potentiel a lieu dans la barrière et nous appliquons une tension faible par rapport à la hauteur de la barrière ($V \ll U/e$). Cette restriction nous permet d'utiliser l'approximation WKB pour déterminer les fonctions d'onde dans la barrière. De plus, l'approximation de l'électron libre implique que la dispersion des bandes de conduction est parabolique, ce qui restreint aussi notre étude aux faibles tensions.

Pour décrire le transport dépendant du spin dans la JTM, nous définissons les fonctions d'onde $\Psi_i^{\sigma'(\sigma)}(\mathbf{r}, \epsilon)$, où $\epsilon = E_F - E$. $|\Psi_i^{\sigma'(\sigma)}(\mathbf{r}, \epsilon)|^2$ est la probabilité qu'un électron originaire de l'électrode i , possédant une énergie ϵ et initialement dans l'état de spin σ , possède une projection de spin σ' au point \mathbf{r} . Par exemple, un électron initialement majoritaire, originaire de F_L , est décrit par six fonctions d'onde tout au long de la structure :

$$\begin{cases} \Psi_L^{\uparrow(\uparrow)} = \frac{1}{\sqrt{k_1}}e^{ik_1x} + b_L e^{-ik_1x} \\ \Psi_L^{\downarrow(\uparrow)} = d_L e^{-ik_2x} \end{cases}$$

dans l'électrode F_L ($x \ll x_1$),

$$\begin{cases} \Psi_L^{\uparrow(\uparrow)} = \frac{a'_L E(x_1, x) + b'_L E(x, x_1)}{q(x)} \\ \Psi_L^{\downarrow(\uparrow)} = \frac{c'_L E(x_1, x) + d'_L E(x, x_1)}{q(x)} \end{cases}, E(x_i, x_j) = \exp\left(\int_{x_i}^{x_j} q(x) dx\right)$$

dans la barrière tunnel ($x_1 \leq x \leq x_2$),

$$\begin{cases} \Psi_L^{\uparrow(\uparrow)} = a''_L e^{ik_3x} + b''_L e^{ik_4x} \\ \Psi_L^{\downarrow(\uparrow)} = c''_L e^{ik_3x} + d''_L e^{ik_4x} \end{cases}$$

dans l'électrode F_R ($x \gg x_2$). $k_{1(2)}$ et $k_{3(4)}$ sont les vecteurs d'onde pour les projections majoritaires (minoritaires) du spin de l'électron dans les électrodes de gauche et de droite respectivement, tandis que $q(x)$ est le vecteur d'onde indépendant du spin dans la barrière tunnel. En connectant les fonctions d'onde et leurs dérivées aux interfaces, nous obtenons 24 fonctions d'onde (deux projections de spin et deux réservoirs). Ces fonctions d'onde sont données en annexe.

Dans la représentation de Hartree-Fock à deux dimensions, le courant dépendant du spin et la densité de spin sont définis en utilisant la fonction de Green de Keldysh hors équilibre :

$$G_{\sigma\sigma'}^{-+}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \int d\epsilon \left\{ f_L [\Psi_L^{\sigma'(\uparrow)*}(\mathbf{r}') \Psi_L^{\sigma(\uparrow)}(\mathbf{r}) + \Psi_L^{\sigma'(\downarrow)*}(\mathbf{r}') \Psi_L^{\sigma(\downarrow)}(\mathbf{r})] \right. \\ \left. + f_R [\Psi_R^{\sigma'(\uparrow)*}(\mathbf{r}') \Psi_R^{\sigma(\uparrow)}(\mathbf{r}) + \Psi_R^{\sigma'(\downarrow)*}(\mathbf{r}') \Psi_R^{\sigma(\downarrow)}(\mathbf{r})] \right\} \quad (3.15)$$

où $f_L = f^0(\epsilon)$ et $f_R = f^0(\epsilon + eV)$, $f^0(\epsilon)$ étant la fonction de distribution de Fermi à 0 K. Nous utilisons le système de coordonnées mixtes (x, κ) , où κ est le moment parallèle au plan et x est la coordonnée perpendiculaire au plan. Avec $\mathbf{r} = (x, \rho)$, nous obtenons :

$$G_{\sigma\sigma'}^{-+}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{a_0}{2\sqrt{\pi}} \int_0^{2\sqrt{\pi}/a_0} e^{i\kappa(\rho-\rho')} G_{\sigma\sigma'}^{-+}(x, x') d\kappa \quad (3.16)$$

Le transfert de spin (STT, T_{\parallel}) et le couplage d'échange intercouche (IEC, T_{\perp}) peuvent désormais être déterminés à partir de l'équation 3.12, tandis que les densités de courants électriques dépendantes du spin sont calculées de manière usuelle par la définition locale :

$$m_x + im_y = \frac{J_{sd}}{\mu_B} \langle \sigma^+ \rangle = \frac{J_{sd}}{\mu_B} \frac{a_0^3}{(2\pi)^2} \int \int G_{\uparrow\downarrow}^{-+}(x, x, \epsilon) \kappa d\kappa d\epsilon \quad (3.17)$$

$$m_z = \frac{J_{sd}}{\mu_B} \frac{a_0^3}{(2\pi)^2} \int \int [G_{\uparrow\uparrow}^{-+}(x, x, \epsilon) - G_{\downarrow\downarrow}^{-+}(x, x, \epsilon)] \kappa d\kappa d\epsilon \quad (3.18)$$

$$J^{\uparrow(\downarrow)} = \frac{\hbar e}{4\pi m_e} \frac{a_0^3}{(2\pi)^2} \int \int \left[\frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x'} \right] G_{\uparrow\uparrow(\downarrow\downarrow)}^{-+}(x, x', \epsilon)|_{x=x'} \kappa d\kappa d\epsilon \quad (3.19)$$

$$J = J^{\uparrow} + J^{\downarrow} \quad (3.20)$$

$$T_{\perp} + iT_{\parallel} = \int_x m_x + im_y dx \quad (3.21)$$

$G_{\uparrow\uparrow}^{-+}(x, x, \epsilon)$ et $G_{\downarrow\downarrow}^{-+}(x, x, \epsilon)$ sont les densités d'états locales (LDOS) résolues en énergie pour les spins majoritaires et minoritaires respectivement, tandis que $\int G_{\uparrow\uparrow}^{-+}(x, x, \epsilon) d\epsilon$ et $\int G_{\downarrow\downarrow}^{-+}(x, x, \epsilon) d\epsilon$ donnent le nombre d'électrons de projection de spin majoritaire et minoritaire, respectivement, au point x dans la structure.

3.2.1.3 Calcul du transfert de spin

Comme démontré par l'équation 3.7, il est possible de calculer le transfert de spin à partir de la divergence de la densité de courant de spin ou bien à partir de la densité de spin elle-même. Nous démontrons ici que cette relation est valide dans notre modèle. La densité

de spin transverse et les densités de courant de spin sont définies par [21] :

$$m_x = [\Psi^\downarrow \Psi^{*\uparrow} + \Psi^\uparrow \Psi^{*\downarrow}] \quad (3.22)$$

$$m_y = -i [\Psi^\downarrow \Psi^{*\uparrow} - \Psi^\uparrow \Psi^{*\downarrow}] \quad (3.23)$$

$$J_x^s = -\frac{\hbar^2}{2m} \Im \left\{ \Psi^{*\uparrow} \frac{\partial \Psi^\downarrow}{\partial x} + \Psi^{*\downarrow} \frac{\partial \Psi^\uparrow}{\partial x} \right\} \quad (3.24)$$

$$J_y^s = -\frac{\hbar^2}{2m} \Re \left\{ \Psi^{*\downarrow} \frac{\partial \Psi^\uparrow}{\partial x} - \Psi^{*\uparrow} \frac{\partial \Psi^\downarrow}{\partial x} \right\} \quad (3.25)$$

Nous évaluons ces quantités pour un électron originaire du réservoir de gauche, dans l'électrode de gauche ($x < x_1$). La définition des fonctions d'ondes et des paramètres utilisés est donnée en annexe. Les densités de spin pour les projections de spin majoritaire (\uparrow) et minoritaire (\downarrow) sont :

$$m_x^\uparrow = 8q_1q_2(k_3 - k_4) \sin \theta \left(\frac{e^{-i(k_1+k_2)(x-x_1)} - r_1^{*\uparrow} e^{i(k_1-k_2)(x-x_1)}}{den} + c.c. \right) \quad (3.26)$$

$$m_x^\downarrow = 8q_1q_2(k_3 - k_4) \sin \theta \left(\frac{e^{-i(k_1+k_2)(x-x_1)} - r_1^{*\downarrow} e^{-i(k_1-k_2)(x-x_1)}}{den} + c.c. \right) \quad (3.27)$$

$$m_y^\uparrow = -8iq_1q_2(k_3 - k_4) \sin \theta \left(\frac{e^{-i(k_1+k_2)(x-x_1)} - r_1^{\uparrow} e^{i(k_1-k_2)(x-x_1)}}{den} - c.c. \right) \quad (3.28)$$

$$m_y^\downarrow = -8iq_1q_2(k_3 - k_4) \sin \theta \left(\frac{e^{-i(k_1+k_2)(x-x_1)} - r_1^{\downarrow} e^{-i(k_1-k_2)(x-x_1)}}{den} - c.c. \right) \quad (3.29)$$

d'où :

$$\begin{aligned} m_x &= m_x^\uparrow + m_x^\downarrow \\ &= 8q_1q_2(k_3 - k_4) \sin \theta \left(2 \left[\frac{e^{-i(k_1+k_2)(x-x_1)}}{den} + c.c. \right] - \left(\left[\frac{r_1^{*\uparrow}}{den} + \frac{r_1^\downarrow}{den^*} \right] e^{i(k_1-k_2)(x-x_1)} + c.c. \right) \right) \end{aligned} \quad (3.30)$$

$$m_y = m_y^\uparrow + m_y^\downarrow = -8iq_1q_2(k_3 - k_4) \sin \theta \left(\left[\frac{r_1^\uparrow}{den^*} + \frac{r_1^{*\downarrow}}{den} \right] e^{-i(k_1-k_2)(x-x_1)} - c.c. \right) \quad (3.31)$$

De la même manière, nous évaluons le courant de spin pour les projections de spin majoritaire et minoritaire :

$$\begin{aligned} J_x^{s\uparrow} &= -8q_1q_2 \frac{\hbar^2}{2m} (k_3 - k_4) \sin \theta \left(-ik_2 \frac{e^{-i(k_1+k_2)(x-x_1)}}{den} + ik_2 \frac{r_1^{*\uparrow} e^{i(k_1-k_2)(x-x_1)}}{den} \right. \\ &\quad \left. + ik_1 \frac{e^{i(k_1+k_2)(x-x_1)}}{den^*} + ik_1 \frac{r_1^\uparrow e^{-i(k_1-k_2)(x-x_1)}}{den^*} \right) \end{aligned} \quad (3.32)$$

$$J_x^{s\downarrow} = -8q_1q_2 \frac{\hbar^2}{2m} (k_3 - k_4) \sin \theta \left(ik_2 \frac{e^{i(k_1+k_2)(x-x_1)}}{den^*} + ik_2 \frac{r_1^\downarrow e^{i(k_1-k_2)(x-x_1)}}{den^*} - ik_1 \frac{e^{-i(k_1+k_2)(x-x_1)}}{den} + ik_1 \frac{r_1^{*\downarrow} e^{-i(k_1-k_2)(x-x_1)}}{den} \right) \quad (3.33)$$

$$J_y^{s\uparrow} = -8q_1q_2 \frac{\hbar^2}{2m} (k_3 - k_4) \sin \theta \left(ik_2 \frac{e^{-i(k_1+k_2)(x-x_1)}}{den} - ik_2 \frac{r_1^{*\uparrow} e^{i(k_1-k_2)(x-x_1)}}{den} + ik_1 \frac{e^{i(k_1+k_2)(x-x_1)}}{den^*} + ik_1 \frac{r_1^\uparrow e^{-i(k_1-k_2)(x-x_1)}}{den^*} \right) \quad (3.34)$$

$$J_y^{s\downarrow} = -8q_1q_2 \frac{\hbar^2}{2m} (k_3 - k_4) \sin \theta \left(-ik_2 \frac{e^{i(k_1+k_2)(x-x_1)}}{den^*} - ik_2 \frac{r_1^\downarrow e^{i(k_1-k_2)(x-x_1)}}{den^*} - ik_1 \frac{e^{-i(k_1+k_2)(x-x_1)}}{den} + ik_1 \frac{r_1^{*\downarrow} e^{-i(k_1-k_2)(x-x_1)}}{den} \right) \quad (3.35)$$

En prenant la partie imaginaire (et réelle) des équations ci-dessus, nous obtenons, de la même manière que les équations 3.30 et 3.31 :

$$J_x^s = -8q_1q_2 \frac{\hbar^2}{2m} (k_3 - k_4) \frac{(k_1 + k_2)}{2} \sin \theta \left(\left[\frac{r_1^{*\uparrow}}{den} + \frac{r_1^\downarrow}{den^*} \right] e^{i(k_1-k_2)(x-x_1)} + c.c. \right) \quad (3.36)$$

$$J_y^s = -i8q_1q_2 \frac{\hbar^2}{2m} (k_3 - k_4) \sin \theta \left(\left[\frac{e^{i(k_1+k_2)(x-x_1)}}{den^*} - c.c. \right] (k_1 - k_2) - \frac{(k_1 + k_2)}{2} \left(\left[\frac{r_1^{*\uparrow}}{den} + \frac{r_1^\downarrow}{den^*} \right] e^{i(k_1-k_2)(x-x_1)} - c.c. \right) \right) \quad (3.37)$$

La divergence donne :

$$\frac{\partial J_x^s}{\partial x} = -8iq_1q_2 \frac{\hbar^2}{2m} (k_3 - k_4) \sin \theta \frac{k_1^2 - k_2^2}{2} \left(\left[\frac{r_1^{*\uparrow}}{den} + \frac{r_1^\downarrow}{den^*} \right] e^{i(k_1-k_2)(x-x_1)} - c.c. \right) \quad (3.38)$$

$$\frac{\partial J_y^s}{\partial x} = 8q_1q_2 \frac{\hbar^2}{2m} (k_3 - k_4) \sin \theta \frac{k_1^2 - k_2^2}{2} \left(2 \left[\frac{e^{-i(k_1+k_2)(x-x_1)}}{den^*} + c.c. \right] - \left(\left[\frac{r_1^{*\uparrow}}{den} + \frac{r_1^\downarrow}{den^*} \right] e^{i(k_1-k_2)(x-x_1)} + c.c. \right) \right) \quad (3.39)$$

En posant $J_{sd} = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{k_1^2 - k_2^2}{2}$, les équations 3.30, 3.31, 3.38 et 3.39 produisent la relation suivante :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial J_x^s}{\partial x} &= -J_{sd}m_y \\ \frac{\partial J_y^s}{\partial x} &= J_{sd}m_x \end{aligned} \right\} \Rightarrow \nabla \mathbf{J}^s = J_{sd} \mathbf{M} \times \mathbf{m} \quad (3.40)$$

Ainsi, la relation 3.7 peut être dérivée analytiquement dans l'approche de l'électron libre. Cette relation ne dépend pas de la description adoptée (liaisons fortes [9] ou électron libre [13]) mais découle de la définition du Hamiltonien lui-même.

Pour illustrer les calculs précédents, nous utilisons des paramètres de matériau convenant à une structure de type CoFe/Al₂O₃/CoFe : les vecteurs d'onde de Fermi pour les électrons de spin majoritaire et minoritaire sont $k_F^\uparrow = 1.1 \text{ \AA}^{-1}$ et $k_F^\downarrow = 0.6 \text{ \AA}^{-1}$, la hauteur de barrière est $U - E_F = 1.6 \text{ eV}$ [22], la masse effective de l'électron dans la barrière est $m_{eff}=0.4$ [23] et l'épaisseur de la barrière est $d=0.6 \text{ nm}$. Ces paramètres ont été choisis pour reproduire la caractéristique expérimentale I-V d'une jonction tunnel magnétique étudiée par Petit [24], de type PtMn(20 nm)/CoFe(3 nm)/Ru(0.7 nm)/CoFe(2.5 nm)/Al₂O₃(0.7 nm)/CoFe(1 nm)/NiFe(3 nm). La figure 3.2 présente la courbe théorique ainsi obtenue et les résultats expérimentaux. Dans la suite, les aimantations forment un angle $\theta = 90^\circ$ entre elles. Ce choix sera justifié par la suite.

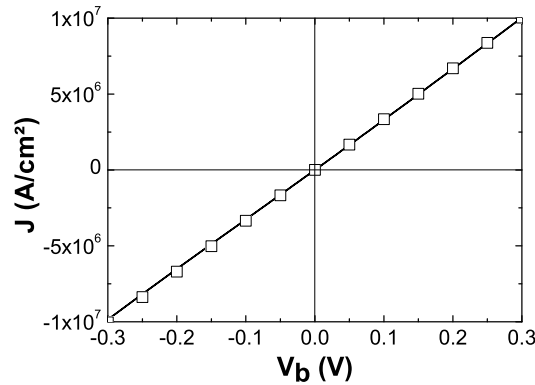


FIG. 3.2 : Caractéristique courant-tension pour une jonction tunnel magnétique à barrière d'alumine. La courbe représente les mesures expérimentales et les symboles, les points calculés à l'aide du modèle.

3.2.2 Anatomie du transport de spin

Lorsque les aimantations des électrodes ne sont pas colinéaires, les électrons ne sont plus décrits par des états purs de spin, mais comme un mélange d'états majoritaire et minoritaire. Par exemple, considérons un électron issu du réservoir de gauche, initialement dans l'état de

spin majoritaire et se propageant vers l'électrode de droite (Fig. 3.3 - étape 1). La première réflexion (étape 2) sur l'interface F_L/I n'introduit pas de mélange puisque l'isolant n'est pas magnétique. Pourtant, lorsque la partie transmise de cet électron est réfléchi ou transmise par la seconde interface I/F_R (étape 3), l'état de spin résultant dans l'électrode de droite est un mélange entre états majoritaire et minoritaire puisque l'axe de quantification dans l'électrode de droite est différent de l'axe de quantification dans l'électrode de gauche. Ainsi, le spin transmis est réorienté et précesse (étape 4) autour de l'aimantation de l'électrode de droite. De plus, la partie réfléchi de l'électron (étape 5) est aussi dans un état de spin mélangé et précesse autour de l'aimantation de l'électrode de gauche. Autrement dit, après propagation à travers la barrière, le spin de l'électron est réfléchi/transmis avec un angle. Cette réorientation donne lieu au transfert de spin.

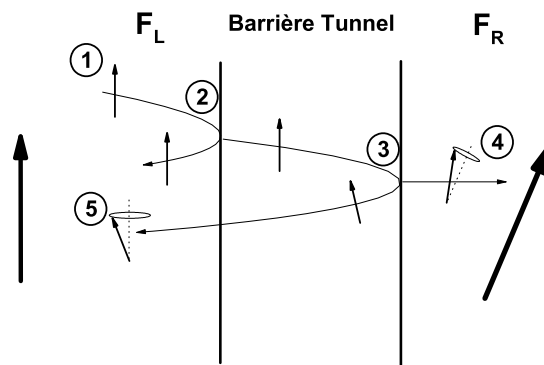


FIG. 3.3 : Schéma du principe du transport de spin dans une tricouche magnétique dont les aimantations sont non colinéaires. Etape 1 : le spin de l'électron est polarisé selon l'aimantation de l'électrode de gauche. Etape 2 : après la première réflexion/transmission par l'interface F_L/I les parties réfléchi et transmise restent dans un état pur de spin. Etape 3 : la réflexion/transmission par la seconde interface I/F_R réoriente le spin de l'électron. Etapes 4 et 5 : Les spins réfléchis et transmis précessent autour de l'aimantation locale.

Remarquons qu'il n'y a pas de raison pour que le spin de l'électron reste dans le plan formé par les aimantations des deux électrodes. Nous verrons qu'après la réorientation, le spin de l'électron possède trois composantes dans l'espace des spins (et donc deux composantes transverses).

3.2.2.1 Transport tunnel dans une jonction non colinéaire

Nous nous intéressons à la réflectivité $R^{\sigma(\sigma')}$ et la transmittivité $T^{\sigma(\sigma')}$ pour un électron du niveau de Fermi, issu de l'électrode de gauche. Pour un électron initialement dans l'état de spin majoritaire, sa fonction d'onde est une onde plane de la forme :

$$\frac{e^{ik_1(x-x_1)}}{\sqrt{k_1}}$$

Le mélange entre les états de spin majoritaire et minoritaire peut être exprimé à travers les réflectivités $R^{\uparrow\uparrow}$ et $R^{\downarrow\uparrow}$, et les transmittivités $T^{\uparrow\uparrow}$ et $T^{\uparrow\downarrow}$, telles que :

$$R^{\uparrow\uparrow} + R^{\downarrow\uparrow} + T^{\uparrow\uparrow} + T^{\uparrow\downarrow} = 1$$

où :

$$R^{\uparrow\uparrow} = |r_1^{\uparrow}|^2 \quad (3.41)$$

$$R^{\downarrow\uparrow} = 16 \left| \frac{q_1 q_2 (k_3 - k_4)}{m_{ef}^2 \text{den}} \sin \theta \right|^2 \quad (3.42)$$

$$T^{\uparrow\uparrow} = \left| \Psi_L^{\uparrow(\uparrow)} \frac{d\Psi_L^{*\uparrow(\uparrow)}}{dx} - \Psi_L^{*\uparrow(\uparrow)} \frac{d\Psi_L^{\uparrow(\uparrow)}}{dx} \right| \quad (3.43)$$

$$T^{\uparrow\downarrow} = \left| \Psi_L^{\downarrow(\uparrow)} \frac{d\Psi_L^{*\downarrow(\uparrow)}}{dx} - \Psi_L^{*\downarrow(\uparrow)} \frac{d\Psi_L^{\downarrow(\uparrow)}}{dx} \right| \quad (3.44)$$

$\Psi_L^{\sigma(\sigma')}$ est évaluée dans l'électrode de droite et donnée en annexe. De la même manière, nous pouvons définir la transmittivité et la réflectivité d'un électron initialement dans l'état de spin minoritaire. La figure 3.4 présente la dépendance en fonction de κ des réflectivités R et transmittivités T (nous omettons ici les exposants par simplicité), où κ est la composante du vecteur d'onde dans le plan des couches.

Nous observons que plus de 97% des électrons majoritaires (minoritaires) sont réfléchis sans altération de leur projection de spin, tandis que moins de 3% sont transmis sans spin-flip (c'est-à-dire en conservant leur projection de spin). Cette réflectivité (transmittivité) atteint un minimum (maximum) en incidence perpendiculaire ($\kappa=0$) et augmente (diminue) rapidement avec κ . Notons que $T^{\uparrow\downarrow}$ et $T^{\downarrow\uparrow}$ sont égales à cause de la configuration magnétique particulière adoptée ($\theta = 90^\circ$). Ainsi, après interaction avec la barrière, seule une petite fraction du spin est réorientée (le spin réorienté doit traverser deux fois la barrière tunnel pour être réfléchi) : moins de $2.7 \times 10^{-3}\%$ de l'onde réfléchie voit son état de spin modifié et $1.6 \times 10^{-3}\%$ des électrons initialement minoritaire ont leur spin réorienté durant la réflexion.

Ainsi, seule une petite partie de l'onde polarisée injectée dans la JTM voit son spin modifié durant le processus tunnel. Pourtant, cela ne signifie pas que le transfert de spin est faible dans les JTM ; en effet, seuls les états mélangés de manière *cohérente* contribuent à la densité de spin transverse, générant un couple de transfert de spin. Par rapport aux systèmes métalliques, on s'attend à ce que cette cohérence soit plus importante puis qu'on néglige ici les processus de relaxation.

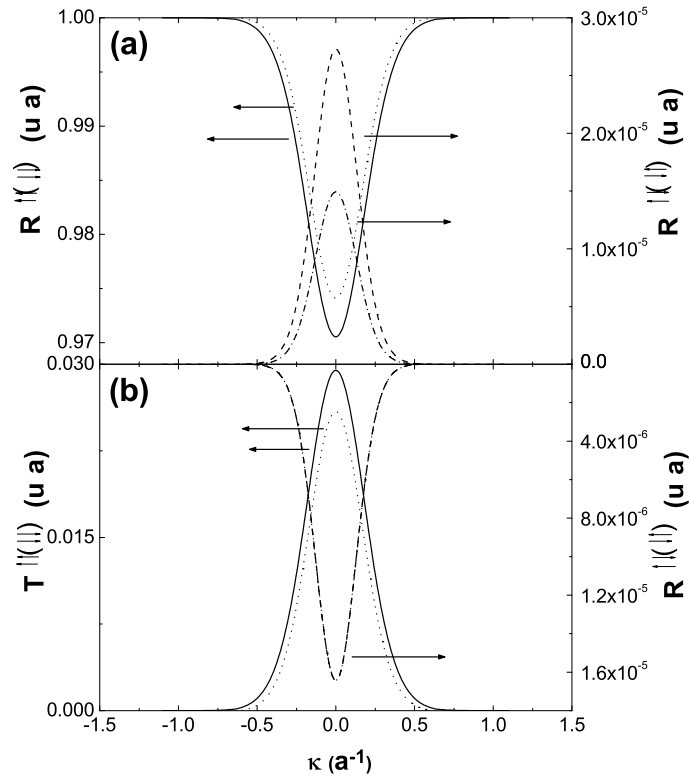


FIG. 3.4 : Réflectivité (a) et transmittivité (b) en fonction de κ . Les traits pleins et pointillés représentent les réflectivités et transmittivités conservant les spins pour un électron initialement majoritaire et minoritaire respectivement (axe de gauche) ; les tirets et pointillés-tirets représentent les réflectivités et transmittivités mixtes pour un électron initialement majoritaire et minoritaire respectivement (axe de droite). La tension appliquée est $V_b = 0.1$ V et $\theta = 90^\circ$.

Pour finir, remarquons que seuls les électrons d'incidence perpendiculaire contribuent efficacement au courant de charge et de spin, contrairement aux vannes de spin où, *a priori*, l'ensemble de la surface de Fermi contribue de manière équivalente. Cet effet a d'importantes conséquences sur le processus d'interférences quantiques à l'origine du transfert de spin et sur la dépendance du transfert de spin en fonction de la distance aux interfaces.

3.2.2.2 Densité de spin et couple de transfert de spin

Dans le régime linéaire que nous considérons, les trois composantes de la densité de spin dans l'électrode de gauche peuvent être décrites de la manière suivante :

$$m_{+L}^{\uparrow} = \Psi_L^{\uparrow(\uparrow)} \Psi_L^{*\downarrow(\uparrow)} = \frac{8q_1 q_2 (k_3 - k_4) \sin \theta}{m_{eff}^2 den^*} \left(e^{i(k_1+k_2)(x-x_1)} - r_1^{\uparrow} e^{-i(k_1-k_2)(x-x_1)} \right) \quad (3.45)$$

$$m_{+L}^{\downarrow} = \Psi_L^{\uparrow(\downarrow)} \Psi_L^{*\downarrow(\downarrow)} = \frac{8q_1 q_2 (k_3 - k_4) \sin \theta}{m_{eff}^2 den} \left(e^{-i(k_1+k_2)(x-x_1)} - r_1^{\downarrow*} e^{-i(k_1-k_2)(x-x_1)} \right) \quad (3.46)$$

$$\begin{aligned} m_{zL}^{\uparrow} &= \Psi_L^{\uparrow(\uparrow)} \Psi_L^{*\uparrow(\uparrow)} - \Psi_L^{\downarrow(\uparrow)} \Psi_L^{*\downarrow(\uparrow)} \\ &= \frac{(1 + |r_1^{\uparrow}|^2)}{k_1} - \left| \frac{8q_1 q_2 \sqrt{k_1} (k_3 - k_4) \sin \theta}{m_{eff}^2 den} \right|^2 - \frac{1}{k_1} \left(r_1^{*\uparrow} e^{2ik_1(x-x_1)} + r_1^{\uparrow} e^{-2ik_1(x-x_1)} \right) \end{aligned} \quad (3.47)$$

$$\begin{aligned} m_{zL}^{\downarrow} &= \Psi_L^{\uparrow(\downarrow)} \Psi_L^{*\downarrow(\downarrow)} - \Psi_L^{\downarrow(\downarrow)} \Psi_L^{*\downarrow(\downarrow)} \\ &= -\frac{(1 + |r_1^{\downarrow}|^2)}{k_2} + \left| \frac{8q_1 q_2 \sqrt{k_2} (k_3 - k_4) \sin \theta}{m_{eff}^2 den} \right|^2 + \frac{1}{k_2} \left(r_1^{*\downarrow} e^{2ik_2(x-x_1)} + r_1^{\downarrow} e^{-2ik_2(x-x_1)} \right) \end{aligned} \quad (3.48)$$

En observant $m_{+L}^{\uparrow(\downarrow)}$ dans l'équation 3.45, on peut distinguer deux composantes : la première est proportionnelle à $e^{\pm i(k_1+k_2)(x-x_1)}$, et est due à l'interférence entre l'onde incidente de spin majoritaire (resp. minoritaire) et l'onde réfléchie de spin minoritaire (resp. majoritaire) ; la seconde composante est proportionnelle à $e^{-i(k_1-k_2)(x-x_1)}$, et est due à l'interférence entre les ondes réfléchies de spin majoritaire et minoritaire. Les premières composantes de m_{+L}^{\uparrow} et m_{+L}^{\downarrow} sont complexes conjuguées, de sorte que leur somme est réelle. Ainsi, l'interférence entre l'onde incidente de spin majoritaire et l'onde réfléchie de spin minoritaire ne contribue pas au STT mais seulement à l'IEC. Le STT est donc généré par les interférences cohérentes entre les électrons réfléchis par la barrière et de projection de spin opposés ($\propto e^{-i(k_1-k_2)(x-x_1)}$).

Concernant m_{zL} , elle est constituée d'une composante proportionnelle à $e^{\pm 2ik_1(x-x_1)}$, d'une composante proportionnelle à $e^{\pm 2ik_2(x-x_1)}$ et d'une constante qui ne dépend pas de x . Les deux premières composantes sont issues de l'interférence entre les fonctions d'onde de même projection de spin, mais de direction de propagation différente, tandis que la troisième composante est due à l'interférence des fonctions d'onde de même projection de spin et de même direction de propagation.

La figure 3.5 montre le détail des trois composantes de la densité de spin m_x , m_y et m_z (décrites dans l'équation 3.45) dans l'électrode de gauche en fonction de x , lorsque $V_b = 0.1$ V. m_x présente un comportement complexe avec deux périodes d'oscillation (les tirets décrivent l'enveloppe de la courbe), tandis que m_y est réduite à une seule oscillation (la période d'oscillation $k_1 + k_2$ disparaît lorsqu'on somme la contribution des spins majoritaire et minoritaire) ; m_z oscille autour des valeurs représentées par les tirets horizontaux.

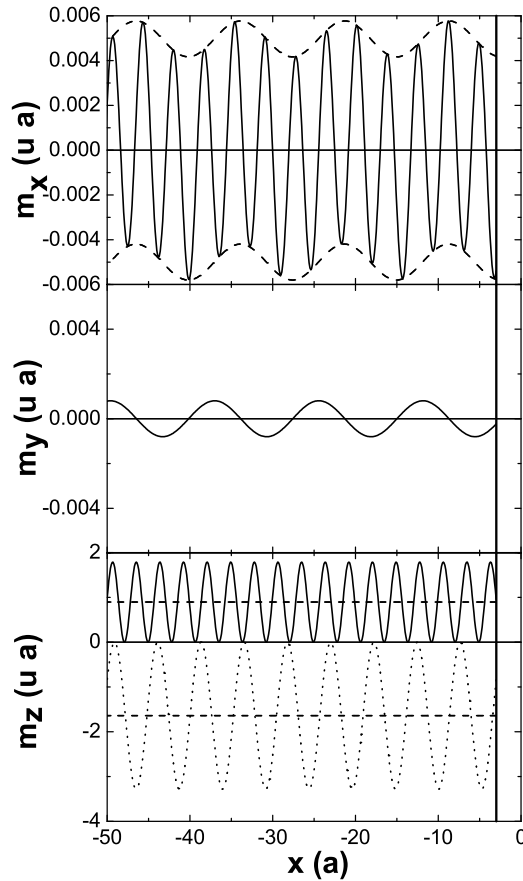


FIG. 3.5 : Projections de la densité de spin d'un électron au niveau de Fermi, en incidence perpendiculaire, issu du réservoir de gauche en fonction de la distance à l'interface. Panneau supérieur : composante m_x (trait plein); les tirets décrivent l'enveloppe de la courbe. Panneau du milieu : composante m_y . Panneau inférieur : composante m_z due à un électron initialement majoritaire (trait plein) et minoritaire (pointillés); les tirets indiquent les valeurs moyennes des oscillations. La tension appliquée est $V_b = 0.1$ V. La ligne verticale sur la droite représente l'interface entre l'électrode de gauche et la barrière tunnel.

La partie conservative du couplage d'échange intercouche, $\text{IEC}(V_b=0)$, est seulement proportionnelle à $e^{-i(k_1+k_2)(x-x_1)}$. Mais à tension non nulle, la partie dissipative de l'IEC, $\text{IEC}(V_b)-\text{IEC}(V_b=0)$, est proportionnelle à $e^{-i(k_1+k_2)(x-x_1)}$ et à $e^{-i(k_1-k_2)(x-x_1)}$. Ainsi, à tension non nulle, les électrons ne précessent pas de manière circulaire autour de l'aimantation locale mais présentent une structure plus complexe.

En suivant la discussion précédente sur la réorientation du spin (voir figure 3.3), il est possible de déterminer les angles avec lesquels l'électron est réfléchi par la barrière. Nous

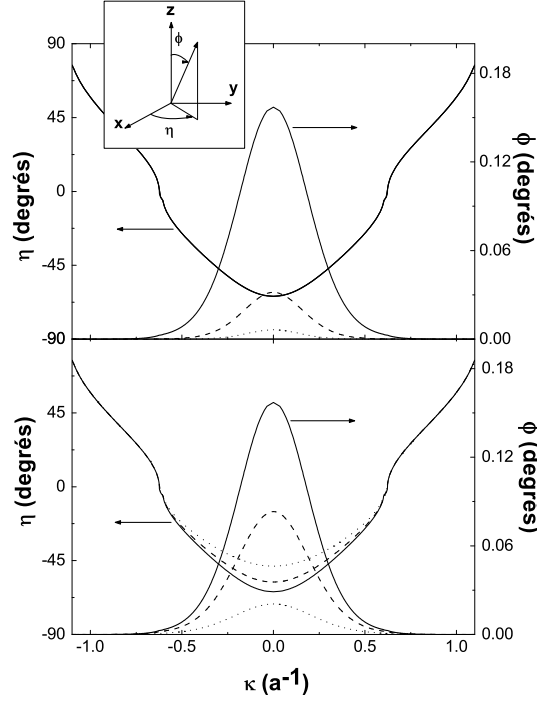


FIG. 3.6 : Dépendance des angles de réflexion en fonction de κ pour un électron du niveau de Fermi, initialement majoritaire. Panneau supérieur : l'épaisseur de la barrière est $d=0.6$ nm (trait plein), $d=0.8$ nm (tirets) et $d=1$ nm (pointillés) avec $U - E_F=1.6$ eV. Panneau inférieur : la hauteur de barrière est $U - E_F=1.6$ eV (trait plein), $U - E_F=2$ eV (tirets) et $U - E_F=3$ eV (pointillés) avec $d=6$ nm. Insert : Définition des angles ϕ et η . La tension appliquée est $V_b = 0.1$ V et $\theta = 90^\circ$.

définissons l'angle azimuthal η et l'angle polaire ϕ comme indiqué en insert de la figure 3.6 :

$$\eta = \arctan \frac{m_y^c}{m_x^c} \quad (3.49)$$

$$\phi = \arccos \frac{m_z^c}{\sqrt{m_x^{c2} + m_y^{c2} + m_z^{c2}}} \quad (3.50)$$

Dans la définition du vecteur \mathbf{m}^c , nous considérons seulement les interférences cohérentes entre les ondes planes se propageant en direction opposée ($\propto e^{\pm i(k_1 - k_2)}$) et la composante constante de m_z), comme discuté ci-dessus. La figure 3.6 montre la dépendance en fonction de κ de ces angles à l'interface F_L/I ($x=-3$ Å) pour un électron initialement majoritaire et pour différentes épaisseurs (panneau supérieur) et hauteurs (panneau inférieur) de la barrière tunnel. L'angle azimuthal η varie entre -64° to $+77^\circ$ tandis que l'angle polaire ϕ reste très petit (moins de 0.2°), ce qui signifie que le spin de l'électron reste très proche de l'axe de

quantification, comme indiqué ci-dessus. A $\kappa = 0.6 \text{ \AA}^{-1}$ (correspondant à k_F^\perp), $\eta = 0$ ce qui signifie que la densité de spin effective est située dans le plan des aimantations ($\mathbf{M}_L, \mathbf{M}_R$).

Remarquons que l'angle η est à l'origine de la composante m_x du transfert de spin, autrement dit du couplage d'échange intercouche (IEC) induit par courant. Dans une vanne de spin métallique, l'angle η , bien que non nul, est généralement très petit (pour le cas d'une interface Cu(111)/Co $\eta \approx 3 \times 10^{-2}$ [25]) et peut donc être négligé dans ces systèmes [26]. En revanche, le filtrage par la barrière tunnel induit une forte asymétrie de η en fonction de κ , de sorte qu'après moyennage sur l'ensemble des électrons participant au transport, η reste non nul et très différent de 0, ce qui implique l'apparition d'un terme de couplage induit par courant bien plus important que dans les vannes de spin métalliques.

Enfin, l'angle polaire ne varie pas avec la distance (non montré) ce qui indique que le spin de l'électron réfléchi précesse autour de O_z avec un petit angle ϕ . Remarquons que lorsque l'épaisseur de la barrière augmente, η est faiblement affecté et ϕ décroît fortement (le mélange après réflexion diminue puisque l'épaisseur de la barrière augmente, réduisant ainsi la densité de spin transverse). De plus, lorsque la hauteur de barrière augmente, l'amplitude des angles ϕ et η diminue près de l'incidence perpendiculaire. Ces résultats sont cohérents avec la réduction de mélange de spin lorsque la transmittivité de la barrière diminue.

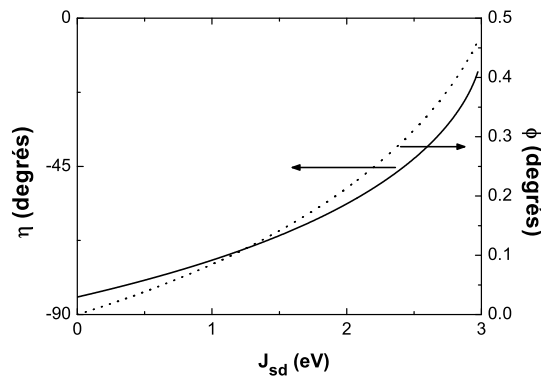


FIG. 3.7 : Angles de réflexion en fonction de J_{sd} , pour un électron du niveau de Fermi, initialement majoritaire. Les paramètres sont ceux de la figure 3.6.

La figure 3.7 montre la dépendance des angles en fonction de la constante d'échange s - d J_{sd} pour un électron majoritaire en incidence perpendiculaire $\kappa = 0$. L'angle de précession ϕ augmente avec J_{sd} tandis que l'angle azimutal initial η diminue en valeur absolue. L'effet de filtrage de spin (c'est-à-dire la sélection entre les spins majoritaire et minoritaire pendant le processus de réflexion) augmente avec J_{sd} de sorte que \mathbf{m}_c se rapproche du plan des aimantations.

3.2.2.3 Couples de transfert de spin

Dans la suite, nous définissons la partie conservative du couplage d'échange intercouche par sa valeur à tension nulle, $\text{IEC}(V_b=0)$ et la partie dissipative du couplage d'échange intercouche par sa valeur dépendante de la tension, $\text{IEC}(V_b) - \text{IEC}(V_b=0)$. Nous prenons désormais en compte tous les électrons (issus des réservoirs de droite et de gauche). La figure 3.8 montre le STT et l'IEC en fonction de l'angle θ entre l'aimantation des électrodes, pour $V_b = 0$ et $V_b = 0.1$ V. Il apparaît clairement que l'IEC et le STT sont proportionnels à $\sin \theta$ (la déviation par rapport à $\sin \theta$ est inférieure à 10^{-4}).

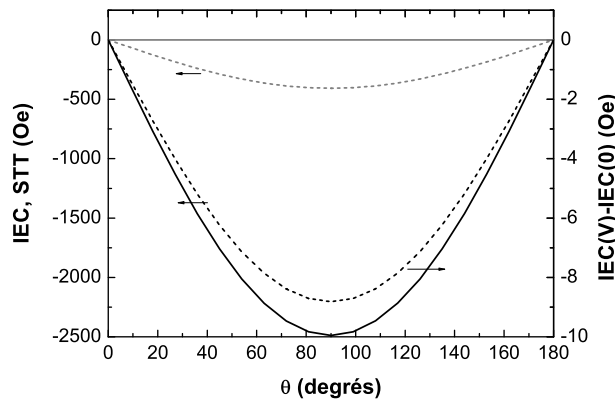


FIG. 3.8 : Dépendance angulaire du transfert de spin (gris) et du couplage d'échange intercouche (noir) : parties conservatives (à tension nulle - lignes pleines) et dissipatives (tension non nulle - tirets). Les parties dissipatives sont calculées pour $V_b = 0.1$ V.

Cette dépendance est très différente de ce qui est prédit (et observé) dans les vannes de spin [34, 4, 5] et a été attribué [7] à la nature d'électron unique du transport tunnel. En effet, à cause de l'importante hauteur de la barrière tunnel, toute la chute de potentiel a lieu dans la barrière et le rôle de l'accumulation de spin (c'est-à-dire l'influence de la densité de spin longitudinale hors équilibre sur le courant de spin) est négligeable. Dans ce cas, la dépendance angulaire du couple de transfert de spin est déterminée par la dépendance angulaire de la matrice de transfert, comme discuté dans la référence [7], et donne lieu à une dépendance en sinus. Par la suite, la densité de spin est estimée pour $\theta = 90^\circ$.

Remarquons qu'à tension nulle, le couplage d'échange intercouche est non nul, contrairement au couple de transfert de spin. La partie conservative de l'IEC (IEC à tension nulle) est issue de la contribution des électrons localisés sous le niveau de Fermi. A tension nulle, les courants issus des électrodes de droite et de gauche sont égaux, mais la propagation des électrons correspond toujours au schéma de la figure 3.3 : le mélange entre les états majoritaires

et minoritaires induit une composante transverse dans la densité de spin.

La figure 3.9 montre les deux composantes transverses de la densité de spin en fonction de la position dans l'électrode de gauche. Le processus d'interférences entre les électrons polarisés donne lieu à une oscillation amortie de l'IEC (voir la figure 3.9(a)). A tension non nulle, on peut distinguer deux périodes d'oscillations, $T_1 = 2\pi / (k_F^\uparrow - k_F^\downarrow)$ et $T_2 = 2\pi / (k_F^\uparrow + k_F^\downarrow)$, tandis qu'à tension nulle, seule T_2 apparaît (voir l'insert de la figure 3.9(a)). Ceci peut être compris facilement en considérant les électrons issus des réservoirs de gauche et de droite. La densité de spin transverse dans l'électrode de *gauche* générée par les électrons issus du réservoir de *droite* est :

$$m_{+R}^\uparrow = \Psi_R^{\uparrow(\uparrow)} \Psi_R^{*\downarrow(\uparrow)} \quad (3.51)$$

$$= \left| \frac{8\sqrt{q_1 q_2}}{m_{eff}^2 den} \right|^2 \frac{\sin \theta}{2} k_3 \Psi(q_1, k_2, q_2, k_4) \Psi^*(q_1, k_1, q_2, k_4) e^{-i(k_1 - k_2)(x - x_1)} \quad (3.52)$$

$$m_{+R}^\downarrow = \Psi_R^{\uparrow(\downarrow)} \Psi_R^{*\downarrow(\downarrow)} \quad (3.53)$$

$$= \left| \frac{8\sqrt{q_1 q_2}}{m_{eff}^2 den} \right|^2 \frac{\sin \theta}{2} k_4 \Psi(q_1, k_2, q_2, k_3) \Psi^*(q_1, k_1, q_2, k_3) e^{-i(k_1 - k_2)(x - x_1)} \quad (3.54)$$

Nous pouvons maintenant montrer que dans l'expression générale de la densité de spin

$$m_+ = m_{+L}^\uparrow + m_{+L}^\downarrow + m_{+R}^\uparrow + m_{+R}^\downarrow$$

les termes proportionnels à $e^{-i(k_1 - k_2)(x - x_1)}$ s'annulent à tension nulle et m_+ se réduit alors aux termes proportionnels à $e^{\pm i(k_1 + k_2)(x - x_1)}$. De plus, ces derniers termes ne produisent qu'une composante réelle comme indiqué ci-dessus, les composantes majoritaire et minoritaire de m_y se compensant l'un l'autre. Par conséquent, à tension nulle, seule la partie conservative du couplage d'échange intercouche existe, émergeant de l'interférence entre les ondes incidente et réfléchie de projection de spin opposée. Mais lorsque la tension est non nulle, le transport dans la jonction devient asymétrique et les termes proportionnels à $e^{-i(k_1 - k_2)(x - x_1)}$ ne se compensent plus et donnent lieu à deux périodes d'oscillations comme indiqué sur la figure 3.9(a).

Le couple de transfert de spin, proportionnel à m_y , existe seulement à tension non nulle et possède une seule période d'oscillation T_1 (figure 3.9(b)). Il est intéressant de noter que la composante transverse de densité de spin est amortie de 50% au bout des premiers nanomètres, et que l'amplitude de l'IEC est du même ordre de grandeur que le STT. Cette longueur de décroissance est très grande comparée aux prédictions théoriques [21, 34] et aux estimations expérimentales [35] sur les vannes de spin métalliques. En effet, l'approximation balistique est valide pour des distances inférieures au libre parcours moyen électronique

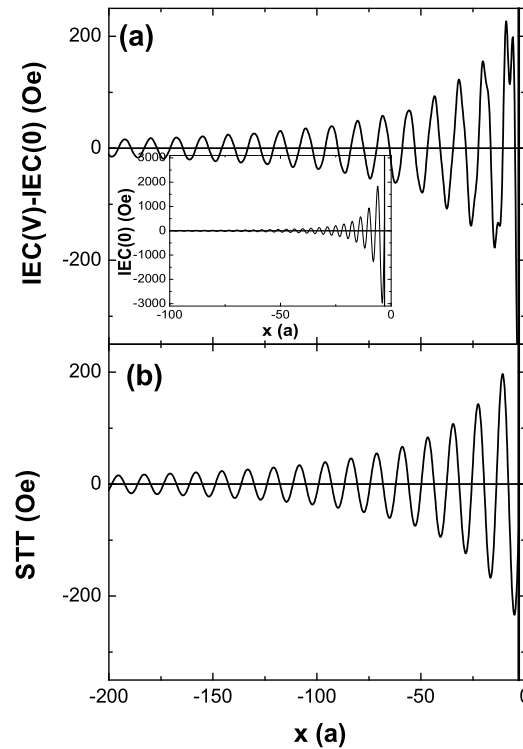


FIG. 3.9 : Densité de spin totale en fonction de la position dans l'électrode de gauche : (a) Couplage d'échange intercouche induit par courant - insert : Couplage d'échange intercouche à tension nulle ; (b) Couple de transfert de spin. Ces quantités sont calculées pour $V_b = 0.1$ V.

(≈ 5 nm in Co). Dans les structures réalistes, la diffusion de spin doit augmenter le taux de décroissance du STT et de l'IEC. Une autre source de cette inconsistance est le fait que nous considérons des interfaces parfaites et une barrière sans défauts. Des études *ab initio* sur une interface Co/Cu [27] ont montré que le désaccord entre les structures électroniques à l'interface réduit drastiquement la composante transverse de la densité de spin. La figure 3.10 présente les résultats de calculs d'électrons libres pour une interface Cu/Co(111), comparés au calcul *ab initio*. Il apparaît très clairement que la structure complexe de la surface de Fermi, prise en compte dans les calculs réalistes, réduit très fortement la distance sur laquelle le transfert de spin a lieu.

Dans les JTM, la nature non sphérique de la surface de Fermi dépendante du spin [28, 29] peut ainsi dramatiquement affecter la densité de spin transverse. Cela pourrait aussi expliquer que l'amplitude du transfert de spin calculé dans notre modèle est un à deux ordres de grandeur supérieure à ce qui est trouvé dans les expériences.

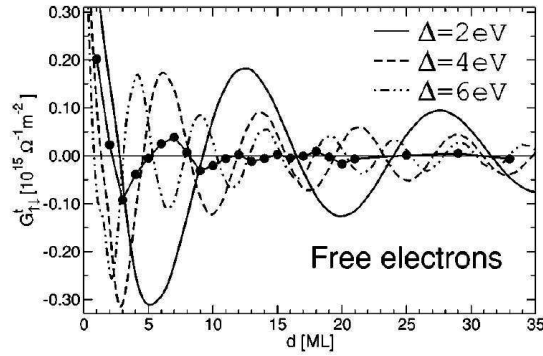


FIG. 3.10 : Partie réelle de la conductance mixte $G_{\uparrow\downarrow}^t$ pour un modèle d'électrons libres avec $\epsilon_F = 7$ eV et plusieurs valeurs de la constante d'échange $s-d$ Δ comparé aux calculs *ab initio* (symboles). D'après [27].

Une autre caractéristique spécifique aux JTM est que l'amplitude de la partie dissipative de l'IEC est du même ordre de grandeur que le STT. Ceci est cohérent avec les résultats de Theodonis et al. [10], ainsi que des récentes mesures dynamiques [30, 24, 31]. Cette amplitude peut être attribuée à la forte sélection en vecteur d'onde κ due au transport tunnel. Nous avons trouvé ci-dessus que la contribution des électrons à la densité de spin transverse décroît fortement avec κ (voir les figures 3.4 et 3.6) de sorte que seuls les électrons possédant un vecteur κ petit contribuent efficacement au couple de transfert de spin. Dans ce cas, l'effet de moyenne des densités de spin transverses (et particulièrement l'IEC) sera moins destructeur que dans les vanes de spin métalliques où toute la surface de Fermi est impliquée dans les interférences quantiques.

Pour finir, la figure 3.11 montre la composante longitudinale de la densité de spin hors équilibre pour $\theta = 0^\circ$, Δn , définie par $\Delta n^{\uparrow(\downarrow)} = n^{\uparrow(\downarrow)}(V_b = 0.1) - n^{\uparrow(\downarrow)}(V_b = 0)$. Δn oscille et atteint asymptotiquement zéro au bout de quelques nanomètres. Cela indique que lorsque la tension est appliquée, une accumulation de spin se crée. Pourtant, cette accumulation de spin est très faible ($\Delta n^\uparrow - \Delta n^\downarrow \approx 10^{-7}$ electron/atom) et ne peut influencer la construction du courant de spin, ce qui justifie que la relaxation de l'accumulation de spin n'apparaît pas explicitement dans le modèle de la JTM.

3.2.3 Dépendance en tension

3.2.3.1 Transfert de spin

La dépendance en tension du transfert de spin dans une JTM présente, nous l'avons vu, de fortes différences avec les vanes de spin métalliques. Nous calculons d'abord le couple

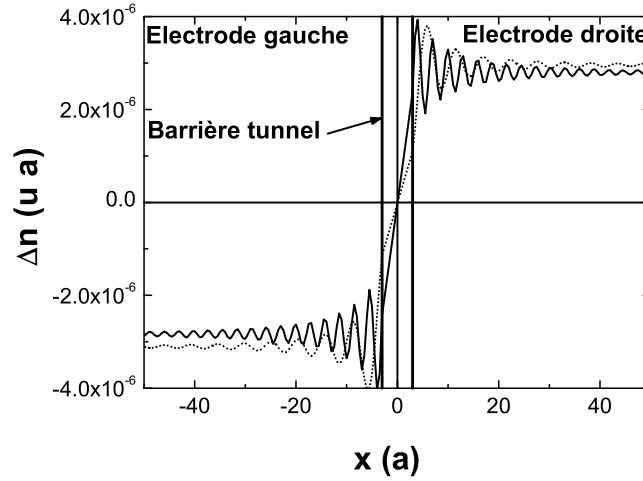


FIG. 3.11 : Densité de spin longitudinale hors équilibre à travers la jonction tunnel magnétique pour les projections de spin initialement majoritaire (trait plein) et minoritaire (pointillés). La tension appliquée est $V_b = 0.1$ V et $\theta = 0^\circ$.

de transfert de spin total exercé sur l'électrode de gauche. D'après la définition proposée en référence [17] et référence [10], le couple total est :

$$\mathbf{T}_{total} = \int_{x_1}^{-\infty} -\nabla \mathbf{J}^s dx = \mathbf{J}^s(x_1) \quad (3.55)$$

La figure 3.12 présente le couplage d'échange intercouche (a) et le couple de transfert de spin (b) en fonction de la tension appliquée, pour différentes valeurs de l'énergie d'échange $s-d$, J_{sd} . Ces résultats sont cohérents avec Theodonis et al. [10]. La partie dissipative de l'IEC est quadratique et le STT est une combinaison entre une dépendance quadratique et linéaire. Les études expérimentales du groupe de l'Université de Cornell [32, 31] ont démontré une variation linéaire du couple de transfert de spin en fonction de la tension. Cette variation linéaire est usuellement prise en compte dans l'interprétation des études d'excitations magnétiques [24, 30]. De plus, l'article de Sankey et al. [31] semble confirmer la dépendance quadratique de la partie dissipative du couplage d'échange intercouche. Pour finir, notons qu'un changement de signe du couple de transfert de spin a été calculé [11, 10] à forte tension. Notre modèle se limitant aux tensions plus faibles que la hauteur de barrière, seule la prise en compte des fonctions de Airy nous permet de voir ce renversement. En effet, lorsque la tension est plus élevée que la hauteur de la barrière, la contribution des électrons d'incidence $\kappa \neq 0$ augmente de sorte que la contribution des électrons minoritaires peut excéder celle des électrons majoritaires. Cette inversion de polarisation donne lieu au changement de signe

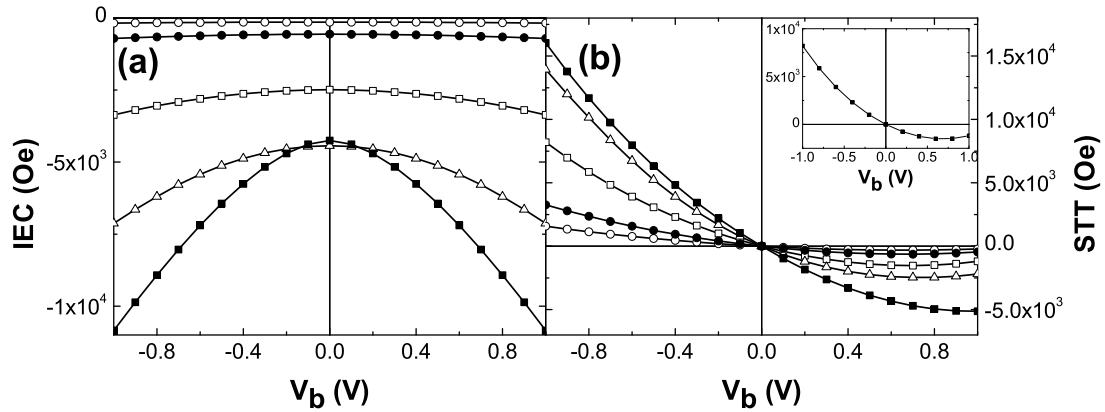


FIG. 3.12 : *Dépendance en tension du couplage d'échange intercouche (a) et du couple de transfert de spin (b) pour différentes valeurs de l'énergie d'échange s-d : $J_{sd} = 0.38$ eV (cercles blancs), $J_{sd} = 0.76$ eV (cercles noirs), $J_{sd} = 1.62$ eV (carrés blancs), $J_{sd} = 2.29$ eV (triangle blancs), $J_{sd} = 2.97$ eV (carrés noirs). Insert : STT en fonction de la tension pour $J_{sd} = 1.62$ eV ; le trait plein est calculée de manière usuelle et les symboles sont calculés en utilisant l'équation 3.62.*

du STT mais aussi au changement de signe de la TMR. Le changement de signe du STT devrait pouvoir être observé dans des JTM de faible hauteur de barrière et de haute tension de claquage (le MgO semble être un bon candidat). Néanmoins, de nouveaux développements technologiques sont encore nécessaires pour réaliser de telles jonctions.

L'équation 3.55 suppose que la densité de spin transverse est totalement absorbée dans la couche libre. Cette hypothèse semble vérifiée pour des couches d'épaisseur supérieure au libre parcours moyen, et dans ce cas l'approximation de la couche semi-infinie semble produire des résultats corrects. En revanche, pour des épaisseurs plus faibles, on peut s'attendre à ce que la densité de spin transverse ne soit pas totalement absorbée après avoir traversé la couche libre. La figure 3.13 montre la dépendance en tension de l'IEC et du STT pour différentes profondeurs d'intégration t (c'est-à-dire différentes épaisseurs, si on néglige la réflexion des électrons sur l'interface électrode ferromagnétique/électrode non magnétique) :

$$\mathbf{T}_{partiel} = \int_{x_1}^{x_1-t} -\nabla \mathbf{J}^s dx = \mathbf{J}^s(x_1) - \mathbf{J}^s(x_1 - t) \quad (3.56)$$

La dépendance en tension change drastiquement en fonction de la profondeur d'intégration (le STT garde sa courbure générale). Cette influence est confirmée par Barnas et al. [11]. Ces courbes dépendent fortement des paramètres de la jonction et doivent être analysées

prudemment.

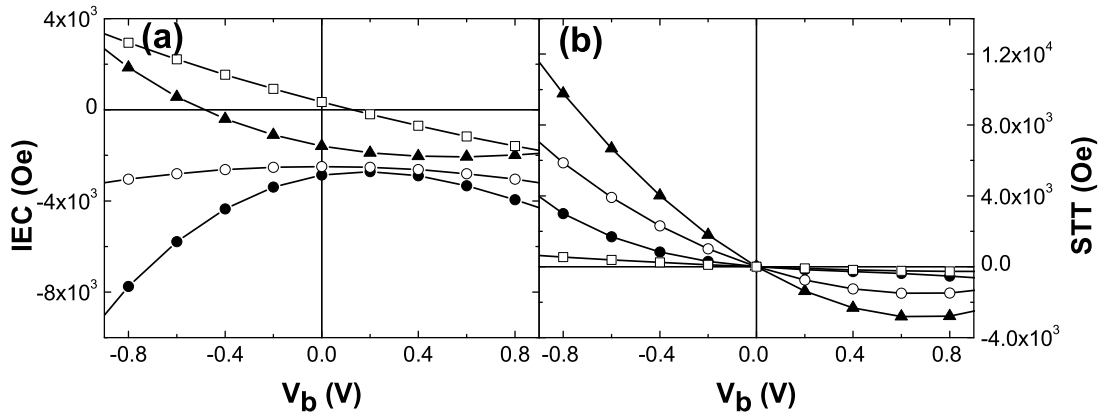


FIG. 3.13 : Dépendance du couplage d'échange intercouche (a) et du couple de transfert de spin (b) pour $J_{sd} = 1.62$ eV et différentes profondeurs d'intégration : $t = 0$ Å (carrés blancs), $t = 4$ Å (triangles noirs), $t = 10$ Å (cercles noirs), $t = \infty$ Å (cercles blancs).

3.2.3.2 Densités d'états interfaciales et TMR

Comme nous l'avons vu au chapitre 1, une des caractéristiques principales du transport tunnel dépendant de spin est la chute de la magnétorésistance tunnel en fonction de la tension appliquée. La figure 3.14 montre la variation de TMR calculée en fonction de la tension appliquée pour différentes valeurs de J_{sd} .

Cette décroissance symétrique est attribuée à la perte de polarisation interfaciale en fonction de la tension. La figure 3.15 montre la dépendance en fonction de la tension V_b des facteurs de polarisation aux interfaces, définis par :

$$P_{L(R)} = \frac{D_{L(R)}^{\uparrow}(E_F) - D_{L(R)}^{\downarrow}(E_F)}{D_{L(R)}^{\uparrow}(E_F) + D_{L(R)}^{\downarrow}(E_F)}$$

où $D_{L(R)}^{\sigma}(E_F)$ est la densité d'états à l'interface $F_{L(R)}/I$ au niveau de Fermi pour les électrons de spin σ . Notre description de la tension appliquée est la suivante : à tension positive, l'électrode de gauche est au potentiel 0 V tandis que l'électrode de droite est au potentiel $-V_b$ (négatif) (et inversement en tension négative). La différence de potentiel résultante donne la tension appliquée.

La polarisation interfaciale $P_{L(R)}$ est asymétrique en tension et décroît lorsque l'électrode $L(R)$ est soumise à un potentiel. La diminution de la polarisation peut s'expliquer par le

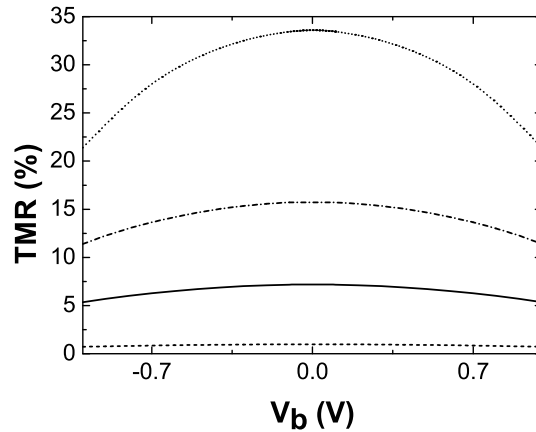


FIG. 3.14 : Magnétorésistance tunnel en fonction de la tension appliquée pour différentes valeurs du couplage s - d : $J_{sd}=0.76$ eV (tirets), 1.62 eV (trait plein), 2 eV (pointillés-tirets), 2.3 eV (pointillés).

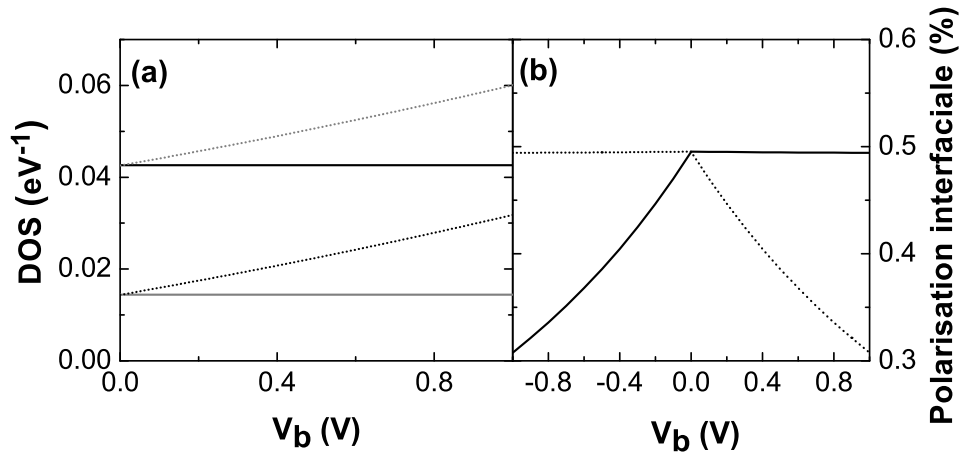


FIG. 3.15 : (a) : Densités d'états aux interfaces gauche (traits plein) et droite (pointillés), pour les électrons majoritaires (noir) et minoritaires (gris), en fonction de la tension; (b) : Facteur de polarisation aux interfaces gauche (trait plein) et droite (pointillés).

fait que dans le modèle de l'électron libre, les densités d'états sont paraboliques; ainsi lorsqu'une tension est appliquée, les densités d'états des électrons majoritaires et minoritaires augmentent conjointement (voir figure de gauche) et la polarisation qui en résulte diminue.

Cet effet de perte de polarisation a été montré expérimentalement par Valenzuela et al. [33]. Cette asymétrie de la dépendance en tension des polarisations d'interface a permis à

J.C. Slonczewski de prédire l'asymétrie en tension du couple de transfert de spin (STT). En effet, nous avons vu, au chapitre 1, que le STT est, en première approximation, proportionnel à la polarisation de la couche piégée. Comme cette polarisation est asymétrique en tension, le STT correspondant l'est aussi. La TMR en revanche est issue du produit de ces polarisations, d'après le modèle de Jullière, ce qui implique sa dépendance symétrique (dans le cas d'une JTM symétrique). De même la dépendance parabolique symétrique de l'IEC indique que seul le produit des polarisations interfaciales intervient dans le couplage dissipatif. Des développements analytiques sont attendus pour éclairer ces assertions.

3.2.3.3 Paramètres de la barrière

L'influence de la hauteur de la barrière présente des caractéristiques intéressantes, en accord avec Barnas et al. [11]. La figure 3.16 présente le rapport entre les composantes du transfert de spin dissipatives et le courant injecté dans la jonction. On observe deux types

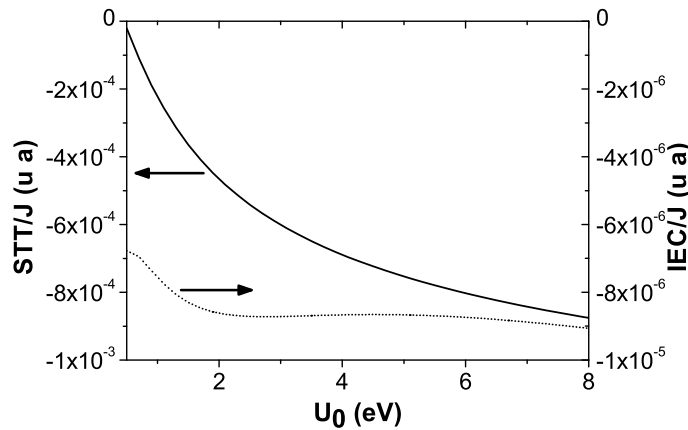


FIG. 3.16 : Rapport entre les couples de transfert de spin (*STT* et *IEC* dissipatif) et la densité de courant traversant la barrière en fonction de la hauteur de barrière.

de comportement selon que l'on varie la hauteur de barrière U_0 ou l'épaisseur d . Barnas et al. [11] ont montré que lorsque l'épaisseur d augmente, le rapport entre les deux composantes du couple et la densité de courant diminue pour s'annuler à forte épaisseur. Cela indique que le processus de filtrage en spin par la barrière n'est plus efficace à forte épaisseur. En effet, la polarisation du courant diminue puisque le taux de spin réorienté par son passage par la barrière diminue avec la distance à parcourir dans la barrière.

En revanche, lorsque l'on augmente la hauteur de barrière U_0 , ce rapport augmente pour les deux composantes du transfert de spin, ce qui signifie que la polarisation du courant est

plus importante et donc que le filtrage de spin est plus efficace à travers une barrière de haute énergie, comme indiqué sur la figure 3.16.

3.2.4 Lien avec le modèle en circuit

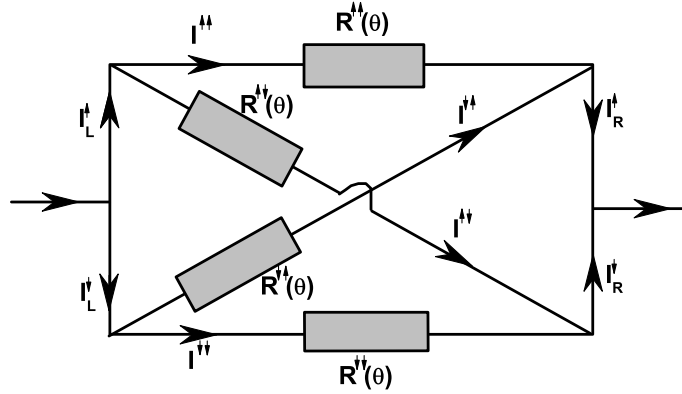


FIG. 3.17 : Schéma du modèle en circuit proposé par Slonczewski [7, 34].

Slonczewski [7] a proposé un modèle en circuit pour décrire la jonction tunnel magnétique dans un cas général, sans limitation dans la description de la structure de bande des électrodes et de la barrière tunnel. La figure 3.17 présente le schéma électrique de ce modèle. Si l'on considère les deux états purs de spin dans l'axe propre de quantification de l'électrode de gauche $|\uparrow\rangle_L$ et $|\downarrow\rangle_L$, on peut les décomposer sur les états propres de l'électrode de droite de la manière suivante :

$$|\uparrow\rangle_L = \cos\frac{\theta}{2}|\uparrow\rangle_R + \sin\frac{\theta}{2}|\downarrow\rangle_R \quad (3.57)$$

$$|\downarrow\rangle_L = -\sin\frac{\theta}{2}|\uparrow\rangle_R + \cos\frac{\theta}{2}|\downarrow\rangle_R \quad (3.58)$$

où θ est l'angle entre les aimantations des deux électrodes. Ainsi, la probabilité qu'un électron de spin σ dans l'électrode de gauche soit observé avec une projection de spin σ' dans l'électrode de droite est $P_{\sigma\sigma'} = |\langle\sigma|\sigma'\rangle|^2$. On en déduit que les résistances indiquées sur la figure 3.17, inversement proportionnelles à cette probabilité, sont :

$$R^{\sigma\sigma}(\theta) = R^{\sigma}(0) \cos^{-2}\frac{\theta}{2} \quad (3.59)$$

$$R^{\sigma\bar{\sigma}}(\theta) = R^{\sigma}(\pi) \sin^{-2}\frac{\theta}{2} \quad (3.60)$$

En utilisant l'expression du transfert de spin de Slonczewski [7] :

$$T_{\parallel} = \hbar(J_L^{\uparrow} - J_L^{\downarrow} + (J_R^{\downarrow} - J_R^{\uparrow}) \cos \theta) / 2e \sin \theta \quad (3.61)$$

où $J_{L(R)}\sigma$ est la densité de courant de la projection de spin σ dans l'électrode L(R), on trouve alors :

$$T_{\parallel} = \frac{J_{AP}^s - J_P^s}{2} \quad (3.62)$$

où $J_{AP(P)}^s$ sont les densités de courant de spin interfaciales lorsque les aimantations des électrodes sont antiparallèles (parallèles) entre elles (voir la définition de la référence [10]). Les auteurs soutiennent que cette relation est valide indépendamment de la structure électronique, et donc indépendamment de la description adoptée. En effet, l'insert de la figure 3.12 montre le STT calculé avec l'équation 3.55 (trait plein) et avec l'équation 3.62 (symboles). Les deux méthodes de calculs sont en très bon accord. A partir du modèle de Brinkman [36], les auteurs ont démontré que la composante T_{\parallel} est une superposition d'une contribution linéaire J_P^s et d'une contribution quadratique J_{AP}^s en tension.

En effet, Brinkman et al. [36] ont montré, à partir d'un modèle d'électrons libres, que la densité de courant traversant une jonction tunnel non magnétique dont la barrière est asymétrique et soumise à une tension V est décrite par :

$$J(V) = f_1(\bar{\Phi})V - f_2(\bar{\Phi})\Delta\Phi V^2 + O(V^3) \quad (3.63)$$

$$\bar{\Phi} = (\Phi_l + \Phi_r) / 2 \quad (3.64)$$

$$\Delta\Phi = \Phi_l - \Phi_r \quad (3.65)$$

où Φ_l et Φ_r sont les hauteurs de la barrière tunnel aux interfaces gauche et droite mesurées à partir du bas de la bande de conduction. Les fonctions f_1 et f_2 sont déterminées dans la référence [36]. En appliquant cette expression aux deux canaux de spin dans le cas d'une jonction tunnel magnétique, on obtient, pour chaque projection de spin σ :

$$J^{\sigma}(V) = f_1(\bar{\Phi}^{\sigma})V - f_2(\bar{\Phi}^{\sigma})\Delta\Phi^{\sigma}V^2 + O(V^3) \quad (3.66)$$

Lorsque les aimantations des électrodes sont parallèles entre elles, la jonction tunnel magnétique se comporte comme une jonction tunnel symétrique pour chaque projection de spin. Ainsi, $\bar{\Phi}^{\uparrow} \neq \bar{\Phi}^{\downarrow}$ et $\Delta\Phi^{\uparrow} = \Delta\Phi^{\downarrow} = 0$. La densité de courant de spin se réduit donc à :

$$J_P^s = (f_1(\bar{\Phi}^{\uparrow}) - f_1(\bar{\Phi}^{\downarrow}))V + O(V^3) \quad (3.67)$$

Au contraire, si les aimantations des électrodes sont antiparallèles entre elles, la jonction tunnel magnétique se comporte comme une jonction tunnel asymétrique pour chaque projection de spin. Ainsi, $\bar{\Phi}^{\uparrow} = \bar{\Phi}^{\downarrow}$ et $\Delta\Phi^{\uparrow} = -\Delta\Phi^{\downarrow}$. La densité de courant de spin se réduit donc à :

$$J_{AP}^s = -2f_2(\bar{\Phi})V^2 + O(V^3) \quad (3.68)$$

Ainsi, on peut démontrer que la forme générale du couple de transfert de spin usuel est $T_{||} = a_1 V + a_2 V^2 + O(V^3)$. La compétition entre les deux dépendances en tension, quadratique et linéaire, peut être modifiée en fonction du paramètre J_{sd} .

Cependant, le modèle en circuit ne peut pas décrire de cette manière la seconde composante T_{\perp} du transfert de spin, puisqu'il fait deux hypothèses restrictives : lors du transport les spins restent dans le plan formé par les aimantations (la rotation du spin est confinée dans ce plan et aucune composante perpendiculaire n'est permise, $\eta = 0$) et le courant de spin transverse est absorbée à l'interface (la précession des spins autour de l'aimantation locale n'est pas prise en compte). Ces deux hypothèses négligent donc les effets qui sont à l'origine de l'IEC induit par courant, qui ne peut donc être déterminé par le modèle en circuit proposé par Slonczewski [7].

Nous avons vu, au chapitre 1, qu'une relation linéaire pouvait être démontrée, expérimentalement et théoriquement, entre la GMR et l'inverse du courant critique de renversement de l'aimantation. De même, en variant la hauteur de la barrière ou son épaisseur (figure 3.2.4(a) et (b), respectivement), nous trouvons une relation quasi-linéaire entre ces le couple de transfert de spin et la TMR absolue.

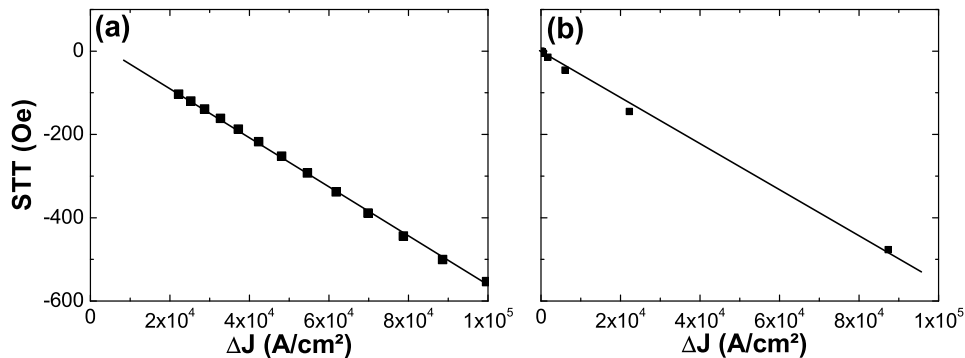


FIG. 3.18 : Relation entre la magnétorésistance absolue ΔJ et le couple de transfert de spin lorsque l'on modifie la hauteur (a) et l'épaisseur (b) de la barrière.

Toutefois, à faible hauteur ou faible épaisseur de barrière, l'approximation WKB n'est plus valide et la dépendance linéaire n'est plus vérifiée.

3.2.5 D'un ferromagnétique faible à la jonction demi-métallique

Pour conclure, nous étudions la dépendance du transfert de spin en fonction de l'énergie du bas de la bande de conduction des électrons minoritaires. Cette énergie est définie à partir

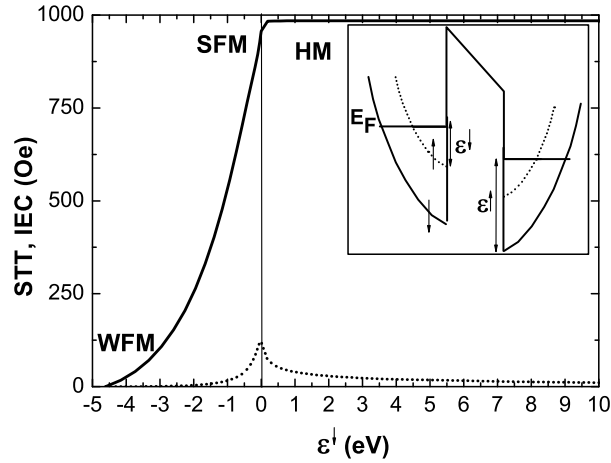


FIG. 3.19 : Couple de transfert de spin (trait plein) et partie dissipative du couplage d'échange intercouche (pointillés) en fonction du couplage J_{sd} . La ligne verticale indique la limite entre régime ferromagnétique (ferromagnétique faible -WFM- et ferromagnétique fort -SFM-) et régime demi-métallique (HM).

du niveau de Fermi par :

$$\epsilon^\downarrow = -\frac{\hbar^2 k_F^{\downarrow 2}}{2m} \quad (3.69)$$

Nous faisons varier ϵ^\downarrow , en gardant ϵ^\uparrow et E_F constants. Lorsque ϵ^\downarrow est proche de ϵ^\uparrow , $k_F^\uparrow \approx k_F^\downarrow$, les électrodes métalliques perdent leur nature ferromagnétique. Pour $\epsilon^\downarrow \approx 0$, le vecteur d'onde de Fermi des électrons minoritaires devient plus petit et la polarisation du courant augmente. Dans ce cas, nous nous attendons à un transfert de spin important. Lorsque $\epsilon^\downarrow > 0$, k_F^\downarrow devient imaginaire et les électrodes se comportent comme des barrières tunnel pour les électrons minoritaires. En augmentant ϵ^\downarrow , la décroissance évanescence des fonctions d'onde de spin minoritaire augmente. Ainsi, le produit $\langle \Psi^{*\uparrow} \Psi^\downarrow \rangle$ est non nul de sorte que le transfert de spin existe et décroît exponentiellement près de l'interface.

La figure 3.19 montre l'amplitude du STT total et de l'IEC dissipatif dans trois régimes différents : ferromagnétique faible (WFM), ferromagnétique fort (SFM) et demi-métallique (HM). Comme attendu, dans le régime ferromagnétique, le STT et la partie dissipative de l'IEC augmentent jusqu'à $\epsilon^\downarrow = 0$ (ligne verticale). Lorsque ϵ^\downarrow devient positif, le bas de la bande de conduction des électrons minoritaires est situé au-dessus du niveau de Fermi : les électrons minoritaires ne peuvent plus se propager, seuls les états évanescents existent près de l'interface. Toutefois, le STT et la partie dissipative de l'IEC ne disparaissent pas mais atteignent un plateau qui décroît lentement vers zero lorsque J_{sd} augmente.

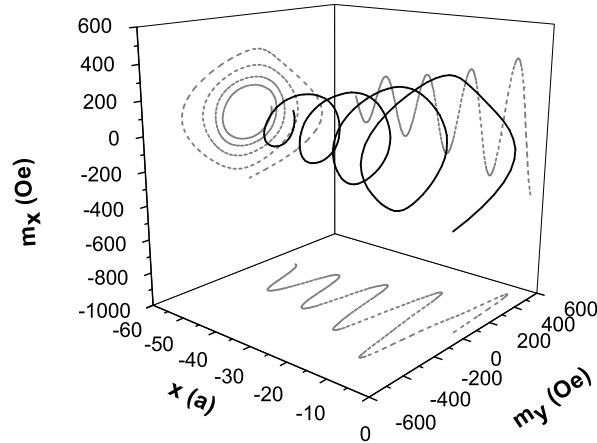


FIG. 3.20 : Densité de spin transverse (ligne noire) en fonction de la distance dans l'électrode ferromagnétique de gauche en régime ferromagnétique usuel. Nous avons posé $\epsilon^\perp = -1.37$ eV et $V_b = 0.1$ V.

Pour comprendre ce comportement, nous avons calculé la dépendance spatiale de la densité de spin transverse dans la couche de gauche. La figure 3.20 montre la densité de spin transverse dans un ferromagnétique usuel, $\epsilon^\perp = -1.37$ eV (ce qui correspond à $J_{sd} = 1.62$ eV), en fonction de la distance à l'interface. L'oscillation possède les mêmes caractéristiques que celles discutées ci-dessus et on observe que la densité de spin transverse est amortie loin de l'interface. Lorsque ϵ^\perp diminue, la densité de spin interfaciale augmente, à cause du fort filtrage de spin interfacial (c'est-à-dire de la forte sélection en spin), et l'amortissement des composantes transverses de la densité de spin est plus important, comme indiqué sur la figure 3.21. Mais lorsque ϵ^\perp change de signe, seuls les électrons majoritaires peuvent se propager et la densité de spin transverse est (voir équations 3.26-3.29) :

$$m_x^\uparrow = 16q_1q_2 \sin \theta \Re \left\{ (k_3 - k_4) \left(\frac{e^{-i(k_1+k_2)(x-x_1)} - r_1^{*\uparrow} e^{i(k_1-k_2)(x-x_1)}}{den} \right) \right\} \quad (3.70)$$

$$m_y^\uparrow = -16q_1q_2 \sin \theta \Im \left\{ (k_3 - k_4) \left(\frac{e^{-i(k_1+k_2)(x-x_1)} - r_1^{*\uparrow} e^{i(k_1-k_2)(x-x_1)}}{den} \right) \right\} \quad (3.71)$$

En considérant les électrons au niveau de Fermi en incidence perpendiculaire, à très faible tension ($eV \approx 0$) et en posant que le vecteur d'onde des électrons minoritaires est imaginaire, $k_{2(4)} = ik$, nous obtenons :

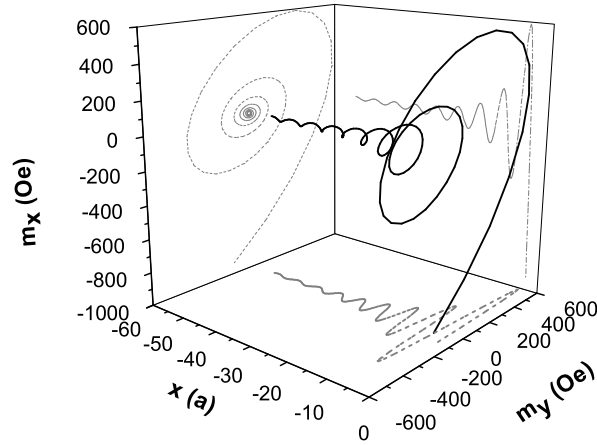


FIG. 3.21 : Densité de spin transverse (ligne noire) en fonction de la distance dans l'électrode ferromagnétique de gauche en régime ferromagnétique fort. Nous avons posé $\epsilon^\perp = -0.38$ eV et $V_b = 0.1$ V.

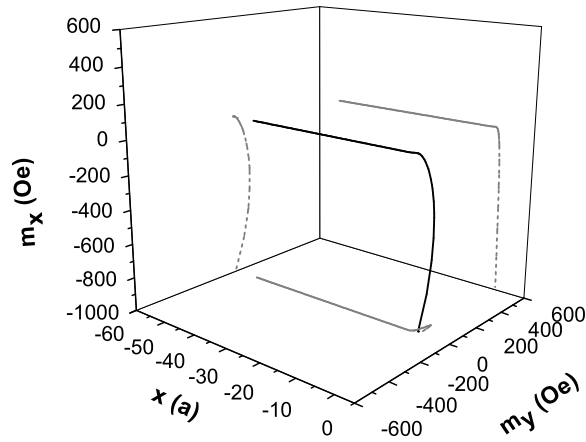


FIG. 3.22 : Densité de spin transverse (ligne noire) en fonction de la distance dans l'électrode ferromagnétique de gauche en régime demi-métallique. Nous avons posé $\epsilon^\perp = 19$ eV et $V_b = 0.1$ V.

$$m_x^\uparrow = 16q_1q_2e^{k(x-x_1)} \sin \theta \Re \left\{ (k_3 - ik) \left(\frac{e^{-ik_1(x-x_1)} - r_1^{*\uparrow} e^{ik_1(x-x_1)}}{den} \right) \right\} \quad (3.72)$$

$$m_y^\uparrow = -16q_1q_2e^{k(x-x_1)} \sin \theta \Im \left\{ (k_3 - ik) \left(\frac{e^{-ik_1(x-x_1)} - r_1^{*\uparrow} e^{ik_1(x-x_1)}}{den} \right) \right\} \quad (3.73)$$

La densité de spin transverse est le produit entre une fonction oscillante de k_1 et une fonction exponentiellement décroissante de k . La figure 3.22 montre l'évolution spatiale de la densité de spin transverse dans le cas d'une jonction demi-métallique. Toutes les oscillations sont amorties très rapidement, de sorte que la seule contribution importante au transfert de spin vient de l'interface. Contrairement aux JTM usuelles (où la moyenne volumique due aux interférences spatiales et temporelles ainsi que la réorientation du spin à l'interface contribuent ensemble au transfert de spin), dans un régime demi-métallique fort, tout le transfert de spin vient de la réorientation du spin due à la réflexion/transmission dépendante de spin.

3.3 Effets des impuretés dans la barrière

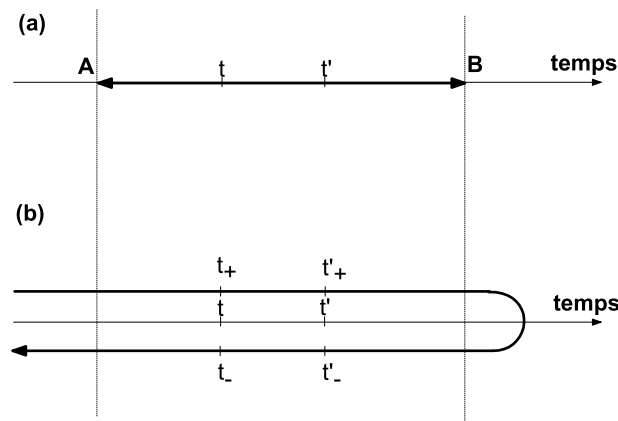


FIG. 3.23 : Représentations schématisées de l'évolution d'un système à l'équilibre (a) et hors équilibre (b).

L'introduction d'impuretés dans la barrière tunnel d'une JTM donne lieu à des phénomènes de résonance dépendants du spin qui peuvent être à l'origine d'une modification profonde des propriétés de transport. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, l'influence d'impuretés sur la magnétorésistance tunnel a été étudiée par Tsymbal et al. [37] qui ont montré la possibilité de changer le signe de la TMR en fonction de l'énergie des impuretés insérées : la présence d'états de résonance au niveau de Fermi pour les électrons minoritaires permet d'obtenir une conductivité plus importante en état antiparallèle qu'en état parallèle. Kanjouri et al. [38] ont aussi récemment démontré l'existence d'un effet diode dans de telles jonctions. L'asymétrie du système, induite par les impuretés, se révèle dans la caractéristique $I(V)$ de la JTM qui devient elle-même très asymétrique. Enfin, Zhuravlev et al. [39]

ont révélé que la présence d'impuretés dans la barrière peut avoir une influence dramatique sur le couplage d'échange intercouche à tension nulle, notamment en changeant son signe et son amplitude. Cet effet est de nouveau attribué à une contribution dominante des électrons minoritaires induite par les impuretés.

Dans cette section, nous nous intéressons à l'influence des impuretés sur le transfert de spin et en particulier sur le terme de couple de transfert de spin usuel.

3.3.1 Modèle hors équilibre

Pour modéliser l'introduction d'impuretés dans la barrière tunnel, nous utilisons la théorie des perturbations hors équilibre élaborée par Keldysh [14]. Nous ne présentons ici que le principe général de cette méthode et nous ne rentrons pas dans le détail de la démonstration formelle.

3.3.1.1 Théorie des perturbations hors équilibre

Dans un système non perturbé à l'équilibre, l'évolution du système d'un état A ($t = -\infty$) vers un état B ($t = +\infty$) est réversible (voir figure 3.23(a)) et les états initial et final diffèrent seulement par un décalage de phase [40]. La théorie des perturbations usuelle peut s'appliquer et les valeurs moyennes des opérateurs A_H , $B_H...$ intervenant dans les fonctions de Green s'écrivent :

$$\begin{aligned} \langle \Phi_0 | A_H(t) B_H(t') | \Phi_0 \rangle &= \langle \Phi_0 | U_I(-\infty, +\infty) T [A_I(t) B_I(t') U_I(+\infty, -\infty)] | \Phi_0 \rangle \quad (3.74) \\ &= \frac{\langle \Phi_0 | T [A_I(t) B_I(t') U_I(+\infty, -\infty)] | \Phi_0 \rangle}{\langle \Phi_0 | U_I(+\infty, -\infty) | \Phi_0 \rangle} \quad (3.75) \end{aligned}$$

où $|\Phi_0\rangle$ est le vecteur d'état au temps $t = 0$, l'indice H désigne la représentation de Heisenberg (le vecteur d'état est indépendant du temps) et l'indice I désigne la représentation d'Interaction (le vecteur d'état dépend du temps); $U_I(-\infty, +\infty)$ est l'opérateur d'évolution du système entre $t = -\infty$ et $t = +\infty$.

En revanche, dans un système perturbé hors équilibre, l'évolution de A vers B n'est plus réversible et le passage de l'équation 3.74 à l'équation 3.75 n'est plus valide. Il est toutefois possible de réutiliser les résultats obtenus en théorie des perturbations à l'équilibre si l'on considère non plus le chemin de A vers B mais un nouveau type de chemin : de A vers B puis de B vers A (voir figure 3.23(b)). Ce chemin est appelé contour de Keldysh [14, 41] : les branches "aller" (notée +) et "retour" (notée -) sont différentes. Nous ne développerons pas ici cette technique mais nous en décrirons les implications.

Sur le contour défini ci-dessus, il est possible de définir une matrice 2×2 des fonctions de Green ordonnées dans le temps de Keldysh (le temps est alors mesuré sur le contour

lui-même et non plus sur l'axe des temps ordinaire) :

$$\mathbf{G} = \begin{pmatrix} \mathbf{G}^{++} & \mathbf{G}^{+-} \\ \mathbf{G}^{-+} & \mathbf{G}^{--} \end{pmatrix} \quad (3.76)$$

avec les définitions

$$\begin{cases} \mathbf{G}^{++}(\mathbf{r}, t_+; \mathbf{r}', t'_+) = -i \langle T(\Psi_H(\mathbf{r}, t) \Psi_H^*(\mathbf{r}', t')) \rangle > \\ \mathbf{G}^{+-}(\mathbf{r}, t_+; \mathbf{r}', t'_+) = \mp i \langle \Psi_H^*(\mathbf{r}', t') \Psi_H(\mathbf{r}, t) \rangle > \\ \mathbf{G}^{-+}(\mathbf{r}, t_-; \mathbf{r}', t'_+) = -i \langle \Psi_H(\mathbf{r}, t) \Psi_H^*(\mathbf{r}', t') \rangle > \\ \mathbf{G}^{--}(\mathbf{r}, t_-; \mathbf{r}', t'_-) = -i \langle \tilde{T}(\Psi_H(\mathbf{r}, t) \Psi_H^*(\mathbf{r}', t')) \rangle > \end{cases}$$

T est l'opérateur d'ordre du temps, \tilde{T} est l'opérateur d'ordre antichronologique et t_{\pm}, t'_{\pm} sont indiqués sur la figure 3.23(b). Dans ce cas, les fonctions de Green du système perturbé hors équilibre $\mathbf{G}(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t')$ peuvent s'écrire en fonction des fonctions de Green non perturbées hors équilibre $\mathbf{G}_0(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t')$:

$$\mathbf{G}(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t') = \mathbf{G}_0(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t') + \int \mathbf{G}(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}_1, t_1) \Sigma(\mathbf{r}_1, t_1; \mathbf{r}_2, t_2) \mathbf{G}(\mathbf{r}_2, t_2; \mathbf{r}', t') d\mathbf{r}_1 dt_1 d\mathbf{r}_2 dt_2 \quad (3.77)$$

où $\Sigma(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t')$ est la matrice d'auto-énergie du système. Dans un système dépendant de spin, les matrices \mathbf{G} et Σ sont des matrices 4×4 de la forme :

$$\mathbf{G} = \begin{pmatrix} \mathbf{G}_{\uparrow\uparrow}^{++} & \mathbf{G}_{\uparrow\downarrow}^{++} & \mathbf{G}_{\uparrow\uparrow}^{+-} & \mathbf{G}_{\uparrow\downarrow}^{+-} \\ \mathbf{G}_{\downarrow\uparrow}^{++} & \mathbf{G}_{\downarrow\downarrow}^{++} & \mathbf{G}_{\downarrow\uparrow}^{+-} & \mathbf{G}_{\downarrow\downarrow}^{+-} \\ \mathbf{G}_{\uparrow\uparrow}^{-+} & \mathbf{G}_{\uparrow\downarrow}^{-+} & \mathbf{G}_{\uparrow\uparrow}^{--} & \mathbf{G}_{\uparrow\downarrow}^{--} \\ \mathbf{G}_{\downarrow\uparrow}^{-+} & \mathbf{G}_{\downarrow\downarrow}^{-+} & \mathbf{G}_{\downarrow\uparrow}^{--} & \mathbf{G}_{\downarrow\downarrow}^{--} \end{pmatrix} \quad (3.78)$$

et de même pour Σ :

$$\Sigma = \begin{pmatrix} \mathbf{W}_{\uparrow\uparrow}^{++} & \mathbf{W}_{\uparrow\downarrow}^{++} & \mathbf{W}_{\uparrow\uparrow}^{+-} & \mathbf{W}_{\uparrow\downarrow}^{+-} \\ \mathbf{W}_{\downarrow\uparrow}^{++} & \mathbf{W}_{\downarrow\downarrow}^{++} & \mathbf{W}_{\downarrow\uparrow}^{+-} & \mathbf{W}_{\downarrow\downarrow}^{+-} \\ \mathbf{W}_{\uparrow\uparrow}^{-+} & \mathbf{W}_{\uparrow\downarrow}^{-+} & \mathbf{W}_{\uparrow\uparrow}^{--} & \mathbf{W}_{\uparrow\downarrow}^{--} \\ \mathbf{W}_{\downarrow\uparrow}^{-+} & \mathbf{W}_{\downarrow\downarrow}^{-+} & \mathbf{W}_{\downarrow\uparrow}^{--} & \mathbf{W}_{\downarrow\downarrow}^{--} \end{pmatrix} \quad (3.79)$$

Dans cette définition, nous omettons $(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t')$ par simplicité. En combinant les règles de Feynman et le contour de Keldysh, Rammer et al. [41] ont montré que si l'on considère une perturbation sous la forme d'un potentiel U dans la représentation de Keldysh, la matrice Σ peut être remplacée par la matrice $U\sigma^z$ (σ^z est la matrice de Pauli).

3.3.1.2 Application aux impuretés dans une barrière tunnel

Dans notre cas, on considère que les impuretés sont distribuées de manière aléatoire sur un plan situé au point $\mathbf{r} = \mathbf{r}_0$ dans la barrière et le potentiel des impuretés est un potentiel

de courte interaction défini par $\mathbf{W}_{\uparrow\uparrow(\downarrow\downarrow)} = W^{\uparrow(\downarrow)}\delta(\mathbf{r}_0 - \mathbf{r})\delta(\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}')$. De plus, nous considérons une faible concentration d'impuretés ce qui signifie qu'il n'y a pas de couplage entre elles et que le renversement de spin n'est pas permis lors du passage par les impuretés (il n'est donc pas nécessaire de définir un potentiel effectif de manière auto-cohérente). Ces approximations mènent à la matrice d'auto-énergie suivante :

$$\Sigma = \begin{pmatrix} W^\uparrow & 0 & 0 & 0 \\ 0 & W^\downarrow & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -W^\uparrow & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -W^\downarrow \end{pmatrix} \delta(\mathbf{r}_0 - \mathbf{r})\delta(\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}') \quad (3.80)$$

$\mathbf{r}_0 = (x_0, \vec{\rho}_0)$ est la position spatiale des impuretés dans la barrière et W est l'amplitude du potentiel exprimé en \AA^{-1} . L'énergie équivalente de l'impureté en eV est $E_i^\nu = \hbar^2 W^\nu / 2ma_0$, ($\nu = \{\uparrow, \downarrow\}$) où a_0 est le paramètre de réseau de la barrière. En combinant 3.77 et 3.80, nous obtenons au premier ordre :

$$G_{\uparrow\downarrow}^{-+}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = G_{0\uparrow\downarrow}^{-+}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - G_{0\uparrow\uparrow}^{-+}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)W^\uparrow G_{\uparrow\downarrow}^{++}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}') - G_{0\uparrow\downarrow}^{-+}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)W^\downarrow G_{\downarrow\downarrow}^{++}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}') \\ + G_{0\uparrow\uparrow}^{-+}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)W^\uparrow G_{\uparrow\downarrow}^{-+}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}') + G_{0\uparrow\downarrow}^{-+}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)W^\downarrow G_{\downarrow\downarrow}^{-+}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}') \quad (3.81)$$

où G_0^α sont les fonctions de Green de Keldysh et les fonctions de Green retardées et avancées ($\alpha = \{++, --, -+, +-, R, A\}$) évaluées hors perturbation. En utilisant les relations usuelles $G^{++} = -G^A + G^{-+}$ et $G^{--} = G^R + G^{-+}$ [14], où G^A et G^R sont les fonctions de Green perturbées avancées et retardées, nous obtenons :

$$G_{\uparrow\downarrow}^{-+}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = G_{0\uparrow\downarrow}^{-+}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + G_{0\uparrow\uparrow}^{-+}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)W^\uparrow G_{\uparrow\downarrow}^A(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}') + G_{0\uparrow\downarrow}^{-+}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)W^\downarrow G_{\downarrow\downarrow}^A(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}') \\ + G_{0\uparrow\uparrow}^R(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)W^\uparrow G_{\uparrow\downarrow}^{-+}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}') + G_{0\uparrow\downarrow}^R(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)W^\downarrow G_{\downarrow\downarrow}^{-+}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}') \quad (3.82)$$

Par la même procédure, on élimine $G_{\uparrow\downarrow}^{-+}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}')$ et $G_{\downarrow\downarrow}^{-+}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}')$ de l'équation 3.82. Cette procédure donne une expression de $G_{\uparrow\downarrow}^{-+}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ en fonction des fonctions de Green $G_0^\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ non perturbées. Finalement, dans le système de coordonnées mixtes (κ, \mathbf{x}) , la composante transverse de la densité de spin est :

$$G_{\uparrow\downarrow}^{-+}(x, x) = G_{0\uparrow\downarrow}^{-+}(x, x) + c [G_{0\uparrow\uparrow}^{-+}(x, x_0)W^\uparrow G_{\uparrow\downarrow}^A(x_0, x) + G_{0\uparrow\downarrow}^{-+}(x, x_0)W^\downarrow G_{\downarrow\downarrow}^A(x_0, x) \\ + \frac{1}{Den} \{ [W^\uparrow G_{0\uparrow\uparrow}^R(x, x_0)(1 - W^\downarrow G_{0\downarrow\downarrow}^R(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0)) + W^\uparrow W^\downarrow G_{0\uparrow\downarrow}^R(x, x_0)G_{0\downarrow\uparrow}^R(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0)] \\ \times [G_{0\uparrow\downarrow}^{-+}(x_0, x) + W^\uparrow G_{0\uparrow\uparrow}^{-+}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0)G_{\uparrow\downarrow}^A(x_0, x') + W^\downarrow G_{0\uparrow\downarrow}^{-+}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0)G_{\downarrow\downarrow}^A(x_0, x)] \\ + [W^\downarrow G_{0\uparrow\downarrow}^R(x, x_0)(1 - W^\uparrow G_{0\uparrow\uparrow}^R(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0)) + W^\uparrow W^\downarrow G_{0\uparrow\uparrow}^R(x, x_0)G_{0\uparrow\downarrow}^R(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0)] \\ \times [G_{0\downarrow\downarrow}^{-+}(x_0, x) + W^\uparrow G_{0\uparrow\downarrow}^{-+}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0)G_{\uparrow\downarrow}^A(x_0, x) + W^\downarrow G_{0\uparrow\downarrow}^{-+}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0)G_{\downarrow\downarrow}^A(x_0, x)] \}] \quad (3.83)$$

où c est la concentration des impuretés, et

$$Den = [1 - W^\uparrow G_{0\uparrow\uparrow}^R(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0)] \times [1 - W^\downarrow G_{0\downarrow\downarrow}^R(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0)] - W^\uparrow W^\downarrow G_{0\uparrow\downarrow}^R(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0) G_{0\downarrow\uparrow}^R(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0)$$

$$G_{\sigma\sigma'}^\alpha(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0) = \frac{a_0^2}{2\pi} \int_0^{2\sqrt{\pi}/a_0} G_{\sigma\sigma'}^\alpha(x_0, x_0) \kappa d\kappa$$

Le dénominateur Den apparaît lorsqu'on remplace $G_{\uparrow\downarrow}^{-+}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}')$ et $G_{\downarrow\uparrow}^{-+}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}')$ par leurs expressions en fonction des fonctions de Green non perturbées. Plus généralement, la fonction de Green de Keldysh $G_{\sigma\sigma'}^{-+}(x, x')$ s'écrit :

$$G_{\sigma\sigma'}^{-+}(x, x') = G_{0\sigma\sigma'}^{-+}(x, x') + c [G_{0\sigma\uparrow}^{-+}(x, x_0) W^\uparrow G_{\uparrow\sigma'}^A(x_0, x') + G_{0\sigma\downarrow}^{-+}(x, x_0) W^\downarrow G_{\downarrow\sigma'}^A(x_0, x')]$$

$$+ \frac{1}{Den} \{ [W^\uparrow G_{0\sigma\uparrow}^R(x, x_0) (1 - W^\downarrow G_{0\downarrow\downarrow}^R(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0)) + W^\uparrow W^\downarrow G_{0\sigma\downarrow}^R(x, x_0) G_{0\downarrow\uparrow}^R(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0)]$$

$$\times [G_{0\uparrow\sigma'}^{-+}(x_0, x') + W^\uparrow G_{0\uparrow\uparrow}^{-+}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0) G_{\uparrow\sigma'}^A(x_0, x') + W^\downarrow G_{0\uparrow\downarrow}^{-+}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0) G_{\downarrow\sigma'}^A(x_0, x')]]$$

$$+ [W^\downarrow G_{0\sigma\downarrow}^R(x, x_0) (1 - W^\uparrow G_{0\uparrow\uparrow}^R(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0)) + W^\uparrow W^\downarrow G_{0\sigma\uparrow}^R(x, x_0) G_{0\uparrow\downarrow}^R(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0)]$$

$$\times [G_{0\downarrow\sigma'}^{-+}(x_0, x') + W^\uparrow G_{0\downarrow\uparrow}^{-+}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0) G_{\uparrow\sigma'}^A(x_0, x') + W^\downarrow G_{0\downarrow\downarrow}^{-+}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0) G_{\downarrow\sigma'}^A(x_0, x')] \}$$
(3.84)

Les fonctions de Green perturbées et non perturbées sont données en annexe. En première approximation, il est possible de négliger $G_{0\uparrow\downarrow}^{-+}$ et $G_{0\downarrow\uparrow}^{-+}$ devant $G_{0\uparrow\uparrow}^{-+}$ et $G_{0\downarrow\downarrow}^{-+}$, de sorte que nous obtenons une formule simple de la densité de spin en présence d'impuretés :

$$\langle \sigma^+ \rangle \propto \frac{W^\uparrow (\alpha + \beta W^\uparrow)}{|1 - W^\uparrow G_{0\uparrow\uparrow}^R(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0)|^2} + \frac{W^\downarrow (\alpha' + \beta' W^\downarrow)}{|1 - W^\downarrow G_{0\downarrow\downarrow}^R(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0)|^2} \quad (3.85)$$

Nous estimerons le couple de transfert de spin, couplage d'échange intercouche et densités de courant selon la même méthode que dans la première section :

$$T_{\parallel} = -\frac{\hbar^2}{2J_{sd}m} \frac{a_0^3}{2(2\pi)^2} \Re \int \int \frac{\partial}{\partial x} [G_{\uparrow\downarrow}^{-+}(x, x', \epsilon) - G_{\downarrow\uparrow}^{-+}(x, x', \epsilon)] |_{x=x'} \kappa d\kappa d\epsilon \quad (3.86)$$

$$T_{\perp} = -\frac{\hbar^2}{2J_{sd}m} \frac{a_0^3}{2(2\pi)^2} \Im \int \int \frac{\partial}{\partial x} [G_{\uparrow\downarrow}^{-+}(x, x', \epsilon) + G_{\downarrow\uparrow}^{-+}(x, x', \epsilon)] |_{x=x'} \kappa d\kappa d\epsilon \quad (3.87)$$

$$J^{\uparrow(\downarrow)} = \frac{\hbar e}{4\pi m_e} \frac{a_0^3}{2(2\pi)^2} \int \int \left[\frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x'} \right] G_{\uparrow\uparrow(\downarrow\downarrow)}^{-+}(x, x', \epsilon) |_{x=x'} \kappa d\kappa d\epsilon \quad (3.88)$$

$$J = J^\uparrow + J^\downarrow \quad (3.89)$$

La densité de spin transverse est :

$$m_x + im_y = \frac{J_{sd}}{\mu_B} \frac{a_0^3}{(2\pi)^2} \int \int G_{\uparrow\downarrow}^{-+}(x, x', \epsilon) |_{x=x'} \kappa d\kappa d\epsilon \quad (3.90)$$

L'introduction d'une couche d'impuretés dans la barrière crée un puits quantique dépendant du spin, propre à favoriser le transport tunnel des électrons majoritaires ou minoritaires, en fonction des paramètres de ce puits (voir le schéma de principe, figure 3.24). L'amplitude du puits est notée E_i (calculée depuis le haut de la barrière - donc en négatif), sa position dans la barrière est $x_0 \in [x_1, x_2]$ et la concentration des impuretés dans le plan est $c = 3\%$. Dans le système hors équilibre décrit ci-dessus, la barrière est soumise à une différence de potentiel V_b et l'énergie effective des impuretés est donc $E_i - V_b$ (en pratique le potentiel W doit être remplacé par $W - 2ma_0V_b/\hbar^2$ dans les équations présentées ci-dessus).

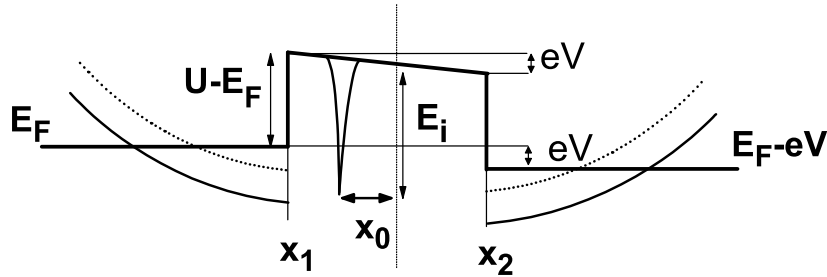


FIG. 3.24 : Schéma de l'influence sur le transport d'un puit quantique induit par l'introduction d'un plan d'impuretés dans la barrière. Des états quantiques dépendant du spin sont ainsi créés et peuvent altérer le courant, la magnétorésistance ou le transfert de spin.

3.3.2 Résonance dépendante du spin induite par les impuretés

Les paramètres que nous utilisons pour modéliser la jonction tunnel magnétique sont les mêmes que dans l'étude précédente. La masse effective de l'électron est de $0.4m_e$ dans la barrière, l'épaisseur et la hauteur de la barrière tunnel sont de 0.6 nm et 1.6 eV respectivement. L'énergie d'échange $s - d$ est $J_{sd} = 1.62$ eV. Les conventions sont les mêmes que précédemment, c'est-à-dire que sans impuretés, le couple de transfert de spin et le couplage d'échange intercouche induit par courant, calculés à $V_b = 0.5$ V, sont négatifs.

Nous nous intéressons d'abord à des impuretés non magnétiques, telles que $W^\uparrow = W^\downarrow$. La figure 3.25(a) montre le couple de transfert de spin en fonction de l'énergie des impuretés, lorsque celles-ci sont insérées au centre de la barrière ($x_0 = 0$). Pour des impuretés de même énergie que la barrière, $E_i = 0$, la valeur du couple de transfert de spin est la même que dans le cas d'une barrière sans impuretés. Lorsque l'on baisse l'énergie des impuretés, le signe du couple de transfert de spin change et le STT atteint un maximum positif autour

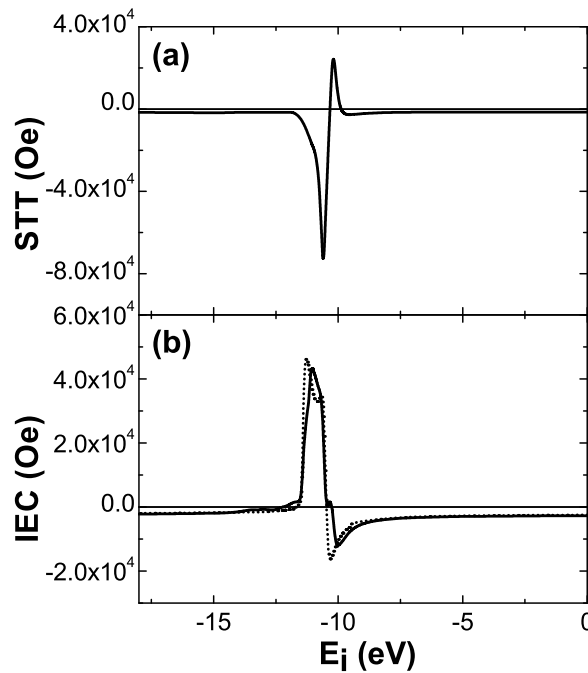


FIG. 3.25 : (a) : Transfert de spin en fonction de l'énergie des impuretés ; (b) : Couplage d'échange intercouche en fonction de l'énergie des impuretés pour $V_b = 0.5$ V (trait plein) et $V_b = 0$ V (pointillés). On a posé $x_0 = 0$.

de $E_i = -10.2$ eV. En diminuant encore l'énergie des impuretés, le couple de transfert de spin retrouve son signe original et atteint un maximum négatif pour $E_i = -10.6$ eV. Enfin, pour un puits quantique profond (lorsque E_i devient grand), le couple de transfert de spin retrouve la valeur du cas sans impuretés.

La figure 3.25(b) présente aussi le couplage d'échange intercouche pour $V_b = 0.5$ V et $V_b = 0$ V. Pour des énergies d'impuretés faibles, l'amplitude de l'IEC est similaire au cas sans impuretés. En diminuant l'énergie des impuretés, l'IEC change de signe et atteint un maximum positif pour $E_i \approx -11.3$ eV. L'énergie de ce maximum et la forme du pic change légèrement lorsqu'une tension est appliquée à la jonction, à cause de la contribution des électrons hors équilibre. L'influence des impuretés sur l'IEC que nous trouvons est similaire à celle présentée par Zhuravlev et al. [39] qui trouvent aussi un changement de signe de l'IEC lorsque l'énergie des impuretés est modifiée.

Pour comprendre l'origine de cette résonance, nous avons calculé le profil de la densité d'états locale (LDOS) au niveau de Fermi sur le plan des impuretés en fonction de l'énergie des impuretés E_i (figure 3.26). La figure 3.26(a) montre les LDOS pour les électrons de spin majoritaire (trait plein) et minoritaire (pointillés) en fonction de l'énergie des impuretés E_i .

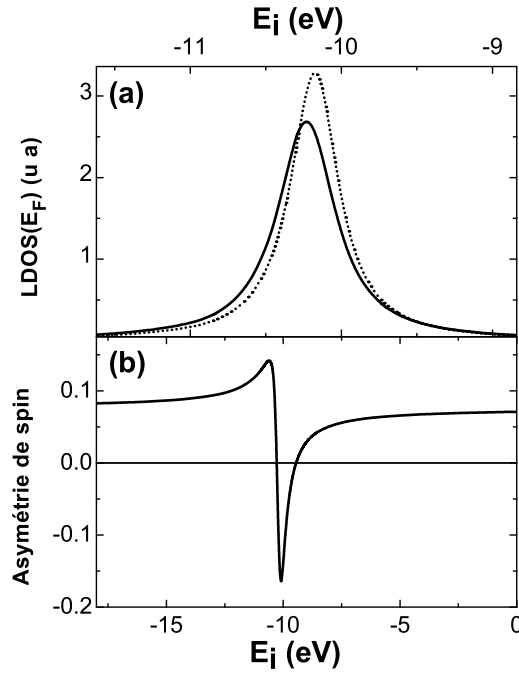


FIG. 3.26 : Densités d'états locales au niveau de Fermi pour les électrons de spin majoritaire (trait plein) et minoritaire (pointillés), sur le plan d'impuretés en fonction de l'énergie des impuretés (a); Asymétrie en spin des impuretés au niveau de Fermi en fonction de l'énergie des impuretés (b).

Il est intéressant de noter que la forme des pics des LDOS est issue du couplage entre les états d'impuretés et les états ferromagnétiques aux interfaces. Or, comme la densité d'états pour les électrons majoritaires dans les électrodes ferromagnétiques est plus grande que la densité d'états pour les électrons minoritaires, le pic de la densité d'états pour les électrons majoritaires sur les impuretés s'étale sur une plus grande gamme d'énergie que la densité d'états pour les électrons minoritaires. Ainsi, le pic dans la densité d'états des électrons majoritaires est plus large et moins haut que celui des électrons minoritaires.

Il existe donc une énergie pour laquelle la densité d'états au niveau de Fermi des électrons minoritaires excède la densité d'états des électrons majoritaires, ce qui crée une asymétrie de spin sur les impuretés, à l'origine du phénomène de résonance. Cette asymétrie peut être interprétée comme un champ effectif présent sur les impuretés, créé par l'interaction entre les électrodes magnétiques et les impuretés [43]. La figure 3.26 présente l'asymétrie en spin au niveau de Fermi, sur le plan d'impuretés, en fonction de l'énergie des impuretés. On constate que l'asymétrie, initialement positive, s'inverse lorsque l'énergie des impuretés diminue, puis, après avoir atteint un maximum négatif, change à nouveau de signe pour

atteindre un maximum positif. Ces deux maxima correspondent aux maxima du transfert de spin. Le changement de signe du transfert de spin a lieu lorsque les électrons minoritaires dominent le transport. Autrement dit, le remplissage des densités d'états locales (modifié par l'énergie des impuretés) peut fortement influencer la polarisation du courant, à cause de la présence de deux pics d'amplitude et de largeur différentes dans les LDOS (selon la projection de spin).

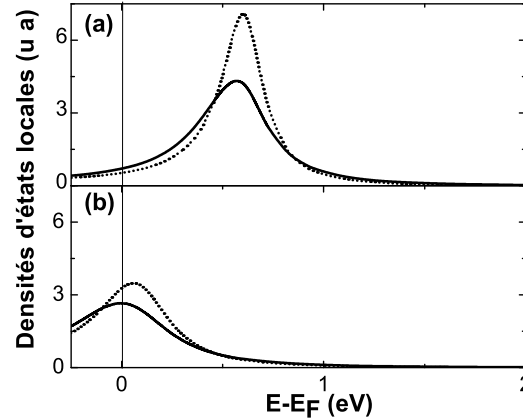


FIG. 3.27 : Densités d'états locales pour les électrons de spin majoritaire (trait plein) et minoritaire (pointillés), au niveau du plan d'impuretés pour $E_i = -10.6$ eV (a) et $E_i = -10.2$ eV (b).

L'amplitude de l'asymétrie de spin au niveau de Fermi ne reflète pas l'amplitude du couple de transfert de spin. En effet, pour cela, on doit prendre en compte l'ensemble des électrons dont l'énergie est comprise entre E_F et $E_F + eV$. La figure 3.27 montre les densités d'états dépendantes du spin, résolues en énergie pour les deux résonances du transfert de spin.

Dans le cas du maximum négatif, $E_i = -10.6$, (le signe du couple de transfert de spin correspond au cas sans impuretés), les pics de résonances des LDOS sont situés en dessous du niveau de Fermi, tandis que dans le cas du changement de spin ($E_i = -10.2$ eV - figure 3.27(b)), les pics de résonances des LDOS sont situés au niveau de Fermi. Ainsi, l'amplitude du maximum négatif est plus importante que l'amplitude du maximum positif puisque les densités d'états qui participent au transport sont plus grandes dans le premier cas.

Cette sélection en spin induite par les impuretés est encore plus importante lorsque les impuretés sont déjà magnétiques. La figure 3.28(a) montre le couple de transfert de spin calculé pour une asymétrie de $d = 0.4$ où $d = (W^\uparrow - W^\downarrow)/(W^\uparrow + W^\downarrow)$. On observe de nouveau les deux pics mais cette fois, le premier (celui qui induit un changement de signe)

est plus grand que le second (celui qui conserve le signe). Ces deux pics correspondent bien aux maxima des LDOS dépendantes du spin comme indiqué sur la figure 3.28(b).

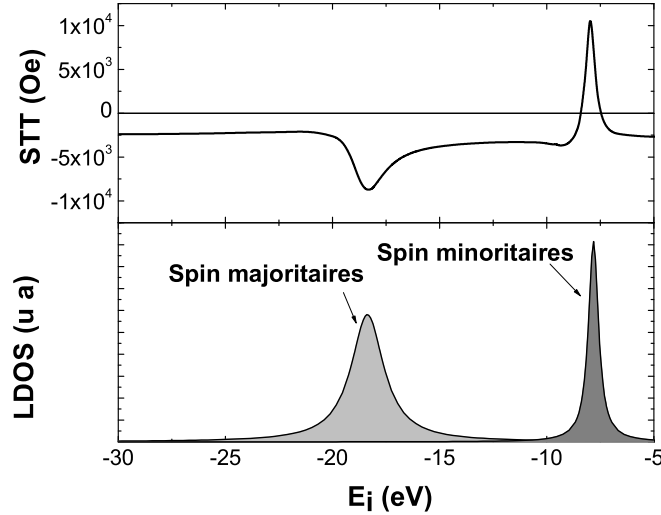


FIG. 3.28 : (a) : Transfert de spin en fonction de l'énergie des impuretés; (b) : densité d'états locale au niveau de Fermi pour les électrons de projection de spin majoritaire (gris) et minoritaire (gris foncé) calculé sur le site des impuretés, en fonction de l'énergie des impuretés. On pose $d = 0.4$, $x_0 = 0$ Å.

L'inversion de l'IEC peut être elle aussi attribuée à la résonance qui apparaît dans les LDOS. Le couplage d'échange intercouche est issu de la contribution de tous les électrons situés sous le niveau de Fermi, comme nous l'avons vu dans les études précédentes. Ainsi, il existe une gamme d'énergie pour laquelle les électrons minoritaires contribuent de manière plus importante que les électrons majoritaires. Les électrons responsables ne sont plus seulement ceux dont l'énergie est située entre E_F et $E_F + eV$ (électrons de conduction) mais l'ensemble des électrons situés sous le niveau de Fermi, ce qui explique la différence entre la résonance du couple de transfert de spin et celle du couplage d'échange intercouche.

3.3.3 Influence de la position du plan d'impuretés

Comme la résonance dépend du couplage entre les impuretés et les états d'interface, la position du plan d'impuretés affecte fortement la résonance du transfert de spin. Afin de mieux distinguer les pics de résonance, nous présentons l'influence de la position x_0 du plan d'impuretés en considérant des impuretés d'asymétrie $d = 0.4$. la figure 3.29 montre la dépendance du transfert de spin en fonction de l'énergie des impuretés pour différentes

positions du plan d'impuretés dans la barrière (lorsque $x_0=0$, le plan d'impuretés est situé au centre de la barrière). Il apparaît clairement que les amplitudes de résonance du couple de transfert de spin dépendent de manière importante de x_0 . Toutefois, cette dépendance n'est pas symétrique puisque la tension appliquée est non nulle.

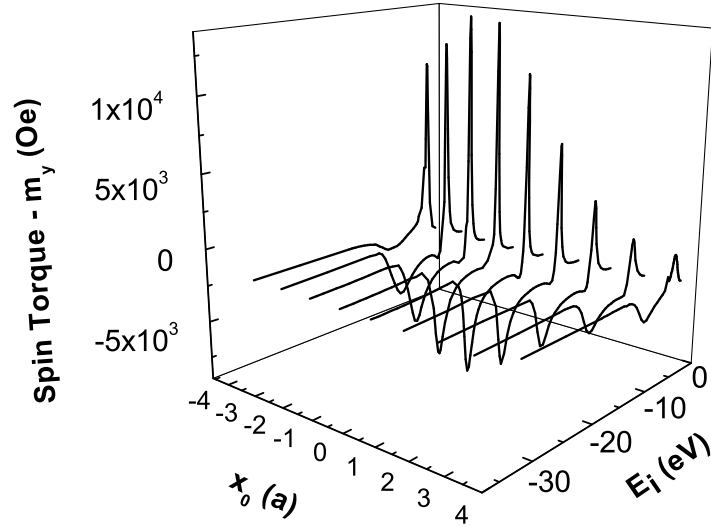


FIG. 3.29 : Couple de transfert de spin en fonction de l'énergie des impuretés pour différentes positions du plan d'impuretés dans la barrière. Nous avons posé $d = 0.4$.

3.3.4 Modification des propriétés macroscopiques

Dans cette partie, nous nommons "énergie de résonance", l'énergie des impuretés pour laquelle le couple de transfert de spin est maximum, sans changement de signe. Cette énergie correspond à $E_i = -10.6$ eV pour le cas où $x_0 = 0$ (voir la figure 3.25(a)). L'effet de filtrage par les impuretés et le phénomène de résonance qui s'ensuit ont deux conséquences importantes sur le transfert de spin.

Le processus tunnel étant désormais assisté par les impuretés, la dépendance du transfert de spin en fonction de l'angle θ entre les aimantations n'est plus exactement sinusoïdale. La figure 3.30 montre la dépendance du transfert de spin (a) et du couplage d'échange intercouche dissipatif (b) en fonction de θ , pour trois configurations : sans impuretés, et à la résonance pour $x_0 = 0$ et $x_0 = 2$ Å. Il apparaît, sous l'effet des impuretés, une légère déviation de la forme sinusoïdale. Cette déviation est surtout importante pour le couplage

d'échange intercouche, comme le montre la figure 3.30(a). Cet effet est amplifié lorsque le plan d'impuretés est inséré de manière asymétrique dans la barrière ($x_0 \neq 0$).

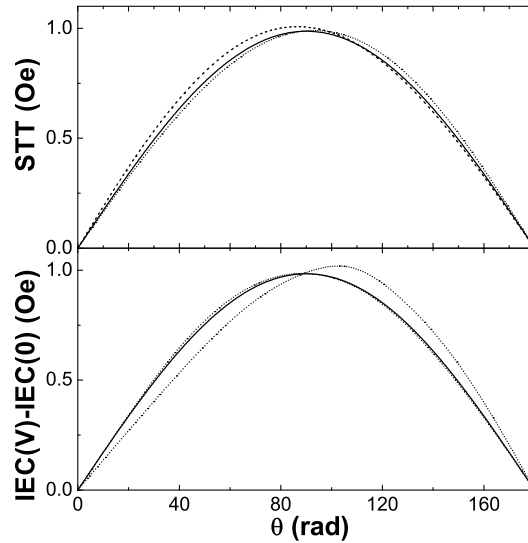


FIG. 3.30 : *Dépendance angulaire du couple de transfert de spin (a) et de la partie dissipative du couplage d'échange intercouche (b) à la résonance pour $x_0 = 0$ (pointillés), $x_0 = 2 \text{ \AA}$ (tirets) et sans impuretés (trait plein).*

Enfin, l'effet le plus caractéristique est la modification de la dépendance en tension des composantes du couple de spin. Kanjouri et al. [38] ont montré qu'un tel effet existe lorsque les impuretés sont placées de manière asymétrique dans la jonction.

La figure 3.31 montre la dépendance en tension du couple de transfert de spin (a) et du couplage d'échange intercouche à la résonance (b) pour $x_0 = 0$. La dépendance en tension du couple de transfert de spin et du couplage d'échange intercouche est globalement peu affectée par les impuretés, même si on constate une distortion de la dépendance initiale à la résonance. Toutefois, la présence d'impuretés permet d'obtenir d'augmenter l'amplitude du couple de transfert de spin de près de deux ordre de grandeur. Cependant, l'augmentation du STT et de l'IEC dépend aussi de la densité de courant qui traverse la barrière et l'introduction d'impuretés augmente de manière importante cette densité de courant (effet tunnel assisté par les impuretés).

Afin d'évaluer l'"efficacité" du phénomène de résonance, la figure 3.32 montre le rapport entre le couple de transfert de spin et la densité de courant (a) et le rapport entre la partie dissipative de l'IEC et la densité de courant (b), en fonction de la tension appliquée. Sans impuretés, les rapports sont linéaires en tension. L'introduction d'impuretés permet, selon l'énergie, d'augmenter ou de diminuer ce rapport : à la résonance, l'efficacité du transfert de

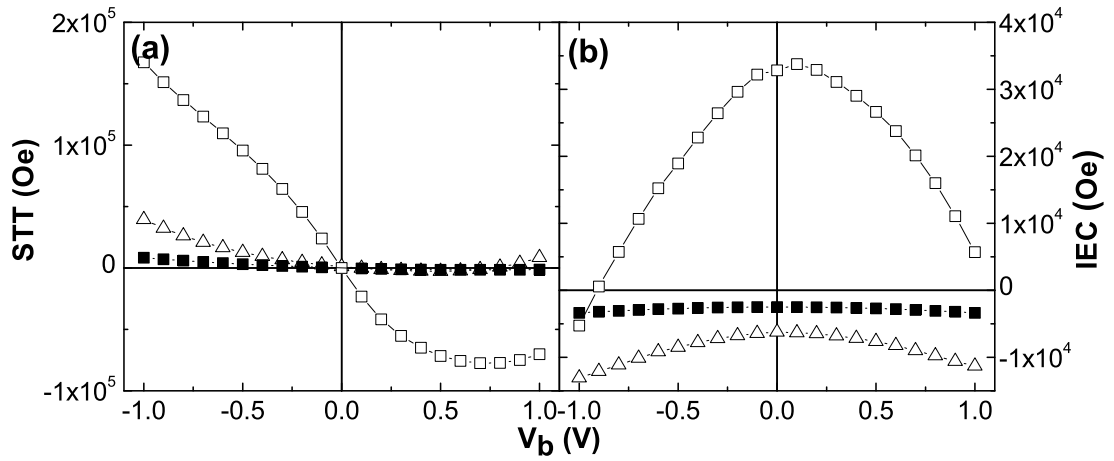


FIG. 3.31 : Couple de transfert de spin (a) et couplage d'échange intercouche (b) en fonction de la tension appliquée pour des impuretés situées à $x_0 = 0$, à la résonance (carrés blancs), hors résonance (triangles blancs). Les carrés noirs représentent les couples sans impuretés.

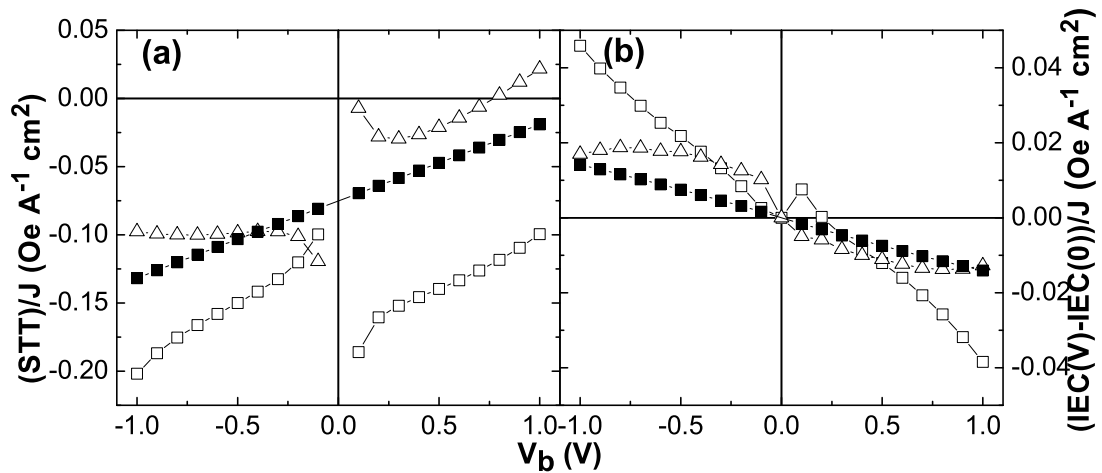


FIG. 3.32 : Rapport entre le couple de transfert de spin et la densité de courant (a) et rapport entre le couplage d'échange intercouche et la densité de courant (b) en fonction de la tension appliquée pour des impuretés situées à $x_0 = 0$, à la résonance (carrés blancs), hors résonance (triangles blancs). Les carrés noirs représentent les couples sans impuretés.

spin augmente substantiellement (à $V_b = 1$ V, l'efficacité du couple de transfert de spin est multipliée par 5), tandis qu'en dehors de la résonance, il est possible de diminuer ce couple voire de l'inverser.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés aux caractéristiques du transfert de spin dans les jonctions tunnel magnétiques dont la barrière est amorphe. Nous avons tout d'abord présenté une description quantique de l'origine du transfert de spin dans un métal ferromagnétique en interaction avec un courant polarisé en spin.

Un modèle d'électrons libres a été proposé afin de décrire les caractéristiques spécifiques du transport dépendant de spin dans les jonctions tunnel magnétiques. Nous avons étudié les caractéristiques microscopiques (origine du transfert de spin, transport non colinéaire) et macroscopiques (dépendance angulaire, dépendance en tension) du transfert de spin dans ces systèmes. Cette étude a montré que le phénomène de transfert de spin dans les JTM est très différent de celui usuellement prédit et observé dans les vannes de spin métalliques. La sélection en vecteur κ due à la barrière, la très faible influence de l'accumulation de spin sur la polarisation en spin du courant ainsi que le transport tunnel lui-même sont à l'origine de ces différences.

Enfin, nous avons montré que l'influence d'impuretés métalliques (magnétiques ou non) dans la barrière tunnel peut induire des résonances dépendantes du spin, à l'origine d'un changement de signe et d'une augmentation significative du transfert de spin. Cette influence peut avoir des conséquences importantes sur les dépendances macroscopiques du couple de transfert de spin (dépendance angulaire et en tension). Pour un choix judicieux d'impuretés, il est possible d'augmenter substantiellement l'efficacité du transfert de spin.

Bibliographie

- [1] Y. Huai, F. Albert, P. Nguyen, M. Pakala et T. Valet, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 3118 (2004); G. D. Fuchs, N. C. Emley, I. N. Krivorotov, P. M. Braganca, E. M. Ryan, S. I. Kiselev, J. C. Sankey, D. C. Ralph, R. A. Buhrman et J. A. Katine, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 1205 (2004).
- [2] S. S. P. Parkin, C. Kaiser, A. Panchula, P. M. Rice et B. Hughes, *Nature Materials* **3**, 862 (2004); S. Yuasa, T. Nagahama, A. Fukushima, Y. Suzuki et K. Ando, *Nature Materials* **3**, 868 (2004).
- [3] S. Ikeda, J. Hayakawa, Y.M. Lee, F. Matsukura, Y. Ohno, T. Hanyu et H. Ohno, *IEEE Trans. Elec. Dev.* **54**, 991 (2007).
- [4] voir par exemple A. A. Kovalev, A. Brataas et G. E. W. Bauer, *Phys. Rev. B* **66**, 224424 (2002); J. Barnas, A. Fert, M. Gmitra, I. Weymann et V. K. Dugaev, *Phys. Rev. B* **72**, 024426 (2005).
- [5] A. Manchon, N. Ryzhanova, N. Strelkov, A. Vedyayev et B. Dieny, *J. Phys. : Condens. Matter* **19**, 165212 (2007).
- [6] J. C. Slonczewski, *Phys. Rev. B* **39**, 6995 (1989).
- [7] J. C. Slonczewski, *Phys. Rev. B* **71**, 024411 (2005).
- [8] J. C. Slonczewski et J. Z. Sun, *J. Magn. Magn. Mater.* **310**, 169 (2007).
- [9] A. Kalitsov, I. Theodonis, N. Kioussis, M. Chshiev, W. H. Butler et A. Vedyayev, *J. Appl. Phys.* **99**, 08G501 (2006).
- [10] I. Theodonis, N. Kioussis, A. Kalitsov, M. Chshiev et W. H. Butler, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 237205 (2006).
- [11] M. Wilczynski, J. Barnas et R. Swirkowicz, à paraître dans *Phys. Rev. B*
- [12] P.M. Levy et A. Fert, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 097205 (2006); P.M. Levy et A. Fert, *Phys.Rev. B* **74**, 224446 (2006).
- [13] A. Manchon, N. Ryzhanova, A. Vedyayev, B. Dieny et M. Chschiev, soumis à *Phys. Rev. B*

- [14] L. V. Keldysh, Soviet Physics JETP **20**, 1018 (1965).
- [15] S. Zhang et Z. Li, Phys. Rev. Lett. **93**, 127204 (2004).
- [16] L. D. Landau et E. M. Lifshitz, Phys. Z. Sowjetunion **8**, 153 (1935); T. L. Gilbert, Phys. Rev. **100**, 1243 (1955); L. D. Landau, E. M. Lifshitz et L. P. Pitaevski, Statistical Physics, Part 2 (Pergamon, Oxford, 1980), 3rd ed.
- [17] J. C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater. **159**, L1-L5 (1996).
- [18] J. Xiao, A. Zangwill et M. D. Stiles, Phys. Rev. B **73**, 054428 (2006); Y. Tserkovnyak, H. J. Skadsem, A. Brataas et G. E. W. Bauer, Phys. Rev. B **74**, 144405 (2006); F. Piéchon et A. Thiaville, Phys. Rev. B **75**, 174414 (2007); G. Tatara, H. Kohno, J. Shibata, Y. Lemaho et K.-J. Lee, J. Phys. Soc. Jap. **76**, 054707 (2007).
- [19] A. Manchon, N. Ryzhanova, A. Vedyayev et B. Dieny, non publié
- [20] S. Datta, *Electronic Transport in Mesoscopic Systems*, Cambridge Studies in Semiconductor Physics Series (1995).
- [21] M. D. Stiles et A. Zangwill, Phys. Rev. B **66**, 014407 (2002); M. D. Stiles et A. Zangwill, J. Appl. Phys. **91**, 6812 (2002).
- [22] R. C. Sousa, J. J. Sun, V. Soares, P. P. Freitas, A. Kling, M. F. da Silva et J. C. Soares Appl. Phys. Lett. **73**, 3288 (1998).
- [23] A. M. Bratkosky, Phys. Rev. B **56** 2344 (1997).
- [24] S. Petit, C. Baraduc, C. Thirion, U. Ebels, Y. Liu, M. Li, P. Wang et B. Dieny, Phys. Rev. Lett. **98**, 077203 (2007); S. Petit, Thèse, Université Joseph Fourier, Grenoble (2007).
- [25] M. Stiles et A. Zangwill, J. Appl. Phys. **91**, 6812 (2002).
- [26] A. Fert, V. Cros, J.-M. George, J. Grollier, H. Jaffrès, A. Hamzic, A. Vaurès, G. Faini, J. Ben Youssef et H. Le Gall, J. Magn. Magn. Mater. **272**, 1706 (2004).
- [27] M. Zwierzycki, Y. Tserkovnyak, P. J. Kelly, A. Brataas et G. E. W. Bauer, Phys. Rev. B **71**, 064420 (2005).
- [28] W. H. Butler, X. G. Zhang, T. C. Schulthess et J. M. MacLaren, Phys. Rev. B **63**, 054416 (2001).
- [29] K. D. Belashchenko, E. Y. Tsybal, M. van Schilfhaarde, D. A. Stewart, I. I. Oleinik et S. S. Jaswal, Phys. Rev. B **69**, 174408 (2004).
- [30] A. A. Tulapurkar, Y. Suzuki, A. Fukushima, H. Kubota, H. Maehara, K. Tsunekawa, D. D. Djayaprawira, N. Watanabe et S. Yuasa, Nature **438**, 339 (2005).
- [31] J. C. Sankey, Y.-T. Cui, R. A. Buhrman, D. C. Ralph, J. Z. Sun et J. C. Slonczewski, non publié.

- [32] G. D. Fuchs, J. A. Katine, S. I. Kiselev, D. Mauri, K. S. Wooley, D. C. Ralph et R. A. Buhrman, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 186603 (2006).
- [33] S. O. Valenzuela, D. J. Monsma, C. M. Marcus, V. Narayanamurti et M. Tinkman, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 196601 (2005).
- [34] J. C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* **247**, 324 (2002).
- [35] S. Urazhdin, R. Loloee et W. P. Pratt Jr., *Phys. Rev. B* **71**, 100401(R) (2005).
- [36] W. F. Brinkman, R. C. Dynes et J. M. Rowell, *J. Appl. Phys.* **41**, 1915 (1970).
- [37] E. Y. Tsymbal, A. Sokolov, I. F. Sabirianov et B. Doudin, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 186602 (2003).
- [38] F. Kanjouri, N. Ryzhanova, N. Strelkov, A. Vedyayev et B. Dieny, *J. Appl. Phys.* **98**, 083901 (2005).
- [39] M. Y. Zhuravlev, E. Y. Tsymbal et A. V. Vedyayev, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 026806 (2005).
- [40] J. Torrès, *Ann. Phys. Fr.* **27**, n°1, 2002.
- [41] J. Rammer et H. Smith, *Rev. Mod. Phys.* **88**, 323 (1986).
- [42] A. Vedyayev, D. Bagrets, A. Bagrets et B. Dieny, *Phys. Rev. B* **63**, 064429 (2001).
- [43] W. Rudzinski et J. Barnas, *Phys. Rev. B* **64**, 085318 (2001); W. Rudzinski, R. Swirkowicz, J. Barnas et M. Wikzynski, *J. Magn. Magn. Mater.* **294**, 11 (2004).

Chapitre 4

Estimation expérimentale du transfert de spin dans les jonctions tunnel magnétiques

Après avoir étudié le rôle de l'oxygène dans les barrières tunnel des jonctions tunnel magnétiques, puis la théorie du transfert de spin dans ces jonctions, nous abordons dans ce chapitre les mesures expérimentales du transfert de spin dans les JTM. De nombreuses études sont actuellement en cours au laboratoire SPINTEC sur ce thème. Des études dynamiques sur les excitations induites par courant dans des vannes de spin métalliques [1] et des jonctions tunnel magnétiques à base d'alumine [2] ont montré des résultats fondamentaux et applicatifs très prometteurs.

Nous nous limiterons ici aux caractéristiques statiques du transfert de spin, c'est-à-dire au renversement d'aimantation induit par courant. Nous avons déjà tenté d'observer ce retournement dans des jonctions d'alumine de faible RA ($3 \Omega \cdot \mu m^2$), fournies par Headway Technologies mais la tension critique de renversement se situait au-delà de la tension de claquage de la jonction.

Nous nous sommes donc tournés vers des JTM à base de MgO spécialement réalisées pour ce type de mesures, en collaboration avec K.-J. Lee de l'université de Corée à Séoul et l'entreprise Samsung. Nous présenterons dans un premier temps les caractéristiques générales de ces jonctions, puis, après avoir introduit un modèle macrospin de l'aimantation de la couche libre, nous nous intéresserons aux diagrammes de phase statiques afin d'en extraire les amplitudes du transfert de spin que nous comparerons avec les résultats obtenus sur des vannes de spin métalliques.

4.1 Renversement d'aimantation induit par courant dans les JTM à base de MgO

4.1.1 Caractéristiques des jonctions tunnel magnétiques

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, le transport tunnel dans une jonction tunnel magnétique à base de MgO présente de grandes différences avec les JTM à base d'alumine couramment utilisées dans les études sur les MRAM. La faible hauteur de barrière effective ainsi que la forte TMR ($\geq 100\%$) font de ces jonctions un candidat très concurrentiel pour la mise en place de la deuxième génération de MRAM utilisant le transfert de spin.

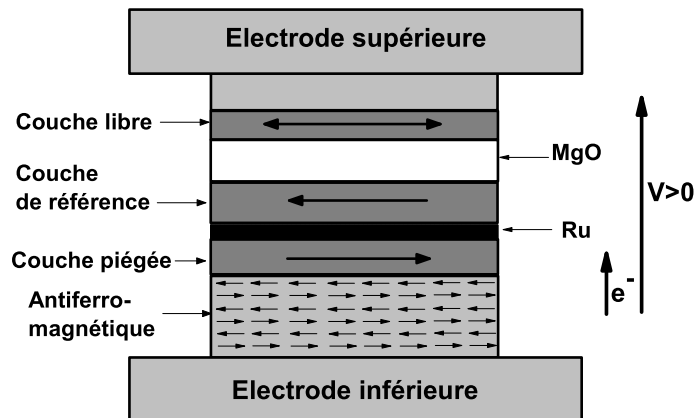


FIG. 4.1 : Schéma d'une jonction tunnel magnétique à base de MgO. La tension est définie positive lorsque les électrons sont injectés de la couche de référence vers la couche libre.

Les JTM dont nous disposons sont constituées de deux électrodes ferromagnétiques, appelées respectivement couche *libre* et couche de *référence* (voir figure 4.1), séparées par une barrière tunnel de MgO. La couche de référence est couplée antiferromagnétiquement à travers une mince couche de Ru à une couche ferromagnétique *piégée* (couplage de type RKKY [3]). La couche piégée est elle-même déposée sur une couche antiferromagnétique de type IrMn ou PtMn. Cet ensemble constitue un antiferromagnétique synthétique (SAF) possédant une meilleure stabilité thermique et magnétique et dont le champ dipolaire rayonné sur la couche libre est minimal. En effet, l'orientation antiparallèle des aimantations des couches piégée et de référence ferme le flux magnétique émergeant de ces couches et réduit donc le champ dipolaire exercé par le SAF sur la couche libre [4]. La couche libre est composée de CoFeB dont le taux de polarisation reste élevé par rapport au CoFe (estimé à 46% [21]), dont l'aimantation à saturation est de l'ordre de $M_s=800$ emu/cm³, et dont l'épaisseur est de 2.5 nm.

Les JTM sont processées en forme d'ellipses dont l'aire varie d'une jonction à l'autre. Le produit RA de ces jonctions est de l'ordre de $20\Omega.\mu m^2$ et leur TMR se situe entre 80 et 100%. Leur résistance, de l'ordre du $k\Omega$, est trop élevée pour des mesures fréquentielles dans la gamme 1-20GHz. Pour les mesures en courant continu, nous utilisons un banc de mesure 2-pointes usuel qui permet d'obtenir des caractéristiques R-V et R-H rapides. Le champ magnétique extérieur peut être appliqué le long de l'aimantation de la couche de référence (figure 4.2(a)) ou perpendiculairement à cette aimantation (figure 4.2(b)). Dans notre convention, lorsqu'une tension positive est appliquée, les électrons se propagent depuis la couche de référence vers la couche libre : dans ce cas, l'état parallèle est favorisé (voir figure 4.1). Dans le cas d'une tension négative, les électrons se propagent de la couche libre vers la couche de référence et c'est l'état antiparallèle qui est favorisé. Contrairement aux vannes de spin métalliques, nous mesurons ici la résistance en fonction de la tension et non du courant injecté. En effet, la tension est une grandeur intrinsèque du transport dans une jonction tunnel [6], directement liée à la déformation de la barrière.

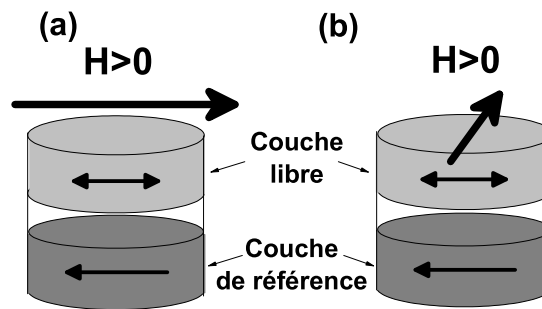


FIG. 4.2 : Schéma de la configuration de mesure pour le champ extérieur : le champ extérieur positif favorise la configuration antiparallèle des aimantations (a); le champ appliqué perpendiculairement à l'aimantation de la couche de référence (b). Dans ce cas, le champ extérieur forme un angle de 90° avec l'axe facile de la couche de référence.

La figure 4.3(a) présente la distribution statistique du produit RA en fonction de la surface nominale des jonctions. Les symboles de même forme correspondent à des jonctions de même géométrie. Le produit RA est de l'ordre de $20\Omega.\mu m^2$ mais présente d'importantes fluctuations lorsque la surface diminue. En fait, ces fluctuations sont attribuées plus sûrement à des variations dans le processus de fabrication (et en particulier lors de l'étape de gravure) qu'à une variation de la résistance de la barrière elle-même.

La magnétorésistance tunnel, quant à elle, est relativement constante en fonction de la surface de la jonction (voir figure 4.3(b)) ce qui indique que la barrière est de qualité homogène. En revanche, les fluctuations de TMR augmentent lorsque la surface diminue.

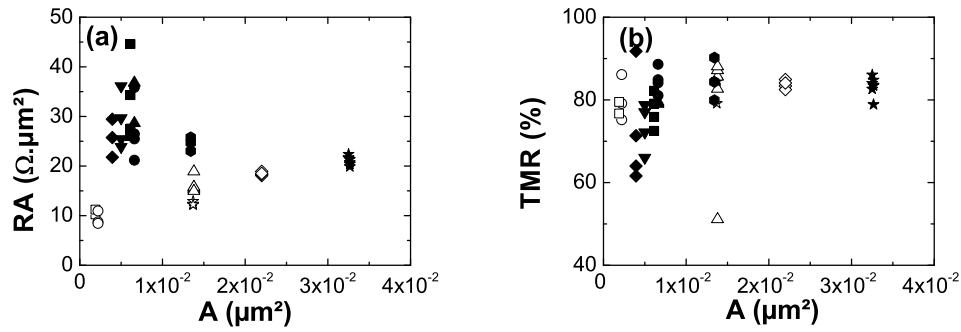


FIG. 4.3 : Produit RA (a) et magnétorésistance tunnel (b) en fonction de la surface des jonctions.

Ces fluctuations peuvent être liées à des re-dépôts sur les flancs des jonctions intervenant lors du procédé de gravure.

4.1.2 Renversement d'aimantation par transfert de spin

La figure 4.4 présente un exemple de la variation de résistance que l'on obtient sur un échantillon de surface $A = 50 \times 100 \text{ nm}^2$, en fonction du champ extérieur (figure 4.4(a), $V_b = 10 \text{ mV}$) et en fonction de la tension appliquée (figure 4.4(b), $H = 45 \text{ Oe}$). L'état de résistance haut (bas) correspond à l'état magnétique antiparallèle (parallèle) des couches libre et de référence de la jonction tunnel magnétique. Dans la suite, P désigne l'état parallèle et AP désigne l'état antiparallèle.

Le cycle R-H présente un hystérésis carré dont les sauts de résistance sont très abrupts. De plus, les résistances en champ positif et négatif montre un signal plat ce qui signifie que le champ est appliqué parallèlement à l'aimantation de la couche de référence.

Le cycle R-V présente le même type d'hystérésis mais la résistance en état P et AP décroît fortement en fonction de la tension appliquée de sorte que la magnétorésistance tunnel correspondante décroît elle aussi en fonction de la tension (figure 4.4(c), $H = 45 \text{ Oe}$), comme discuté dans le chapitre précédent : la résistance dans l'état parallèle décroît moins rapidement que dans l'état antiparallèle. Autrement dit, la conductivité dans l'état antiparallèle augmente plus vite avec la tension que la conductivité dans l'état parallèle. Cette propriété est attribuée à la dépendance en tension des densités d'états interfaciales (voir le chapitre 3), mais aussi à l'émission d'ondes de spin par les électrons chauds qui est plus importante dans l'état antiparallèle que dans l'état parallèle [5].

La figure 4.5 présente les cycles d'aimantation en fonction du champ appliqué pour différentes tensions. Ces cycles sont reconstitués à partir de mesures $R(V)$ à différents champs,

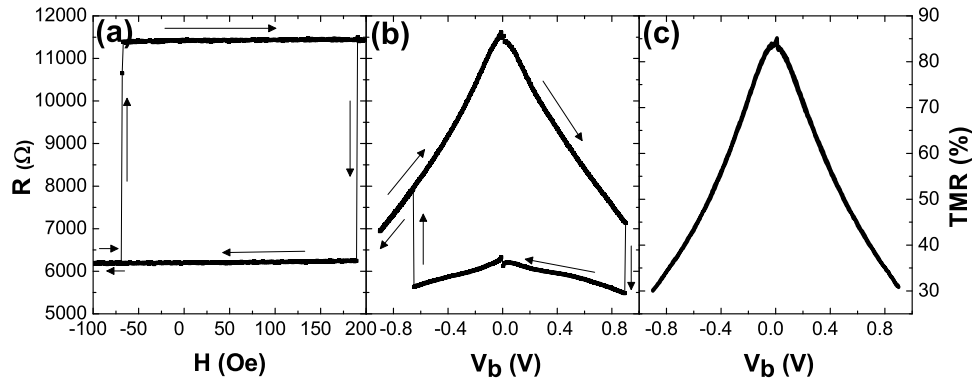


FIG. 4.4 : Résistance du pilier en fonction (a) du champ extérieur ($V_b=10$ mV) et (b) de la tension ($H=45$ Oe) et (c) magnétorésistance tunnel en fonction de la tension ($H=45$ Oe). $TMR= 83.7\%$ et $A = 50 \times 100nm^2$.

car les jonctions tunnel magnétiques ne supportent pas d'être soumises à de fortes tensions trop longtemps.

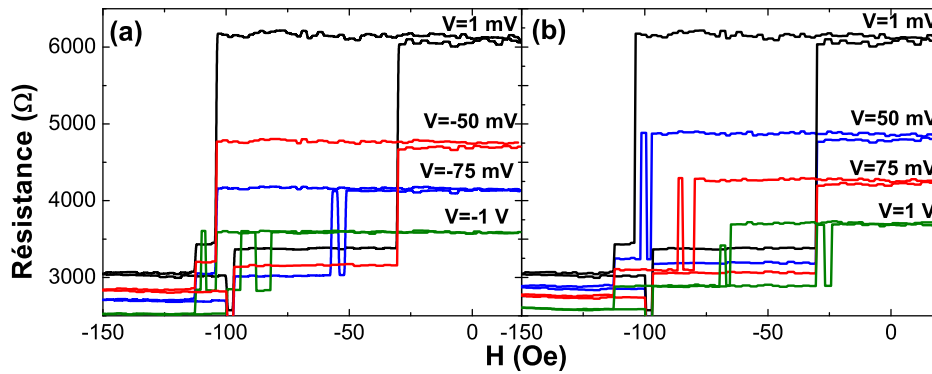


FIG. 4.5 : Résistance de la jonction en fonction du champ appliqué pour différentes tensions, négatives (a) et positives (b).

On observe deux comportements notables. Lorsque la tension augmente, l'amplitude du cycle diminue, conformément à la dépendance en tension communément observée dans les JTM. De plus, pour une tension négative (les électrons passent de la couche libre vers la couche de référence), le champ de renversement d'aimantation de l'état AP à l'état P n'est pas modifié, tandis que le champ de renversement de l'état P vers l'état AP diminue (en fait,

le champ de renversement de P vers AP se rapproche du champ de renversement de AP vers P, de sorte que l'aire du cycle d'aimantation - et donc l'énergie nécessaire au renversement - diminue). Ceci indique que le transfert de spin favorise l'état AP. On constate le comportement réciproque pour des tensions positives. La présence des sauts de résistance dans les courbes $R(H)$ est attribuée à des excitations magnétiques induites par courant, similaires à celles observées dans les vannes de spin métalliques [7].

La figure 4.6 présente les variations de résistance en fonction de la tension appliquée pour différents champs. L'amplitude des cycles n'est pas affectée par le champ extérieur, ce qui signifie que le champ est appliqué colinéairement à l'axe de facile aimantation. Le cycle $R(H)$ pour $V_b = 1$ mV (voir figure 4.5) n'est pas centré sur $H = 0$ Oe mais sur $H = -60$ Oe, ce qui indique que les couplages dipolaires ne sont pas totalement compensés. Le champ effectif ressenti par la couche libre est donc $h_{eff} = H - 60$ Oe.

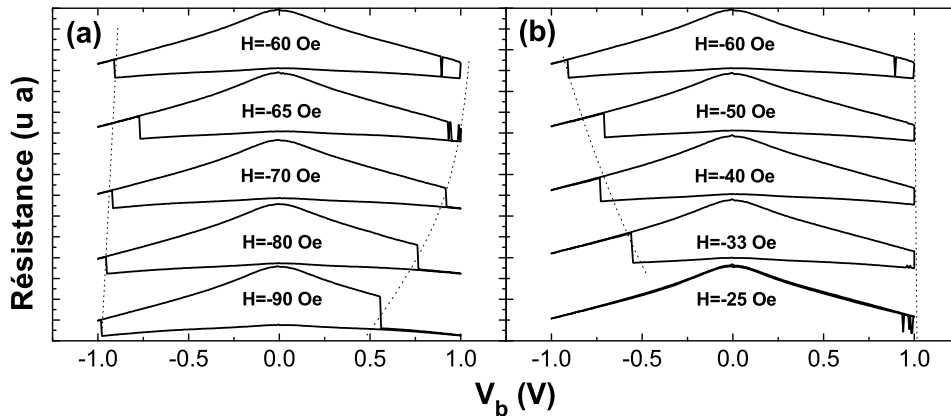


FIG. 4.6 : Résistance en fonction de la tension pour différents champs extérieurs. L'amplitude relative des cycles n'est pas modifiée par le champ appliqué.

Pour $H < -60$ Oe ($h_{eff} < 0$), la tension critique de renversement d'aimantation de P vers AP est peu modifiée, tandis que la tension critique de renversement de AP vers P diminue fortement avec le champ. Il s'agit de l'effet réciproque de celui décrit ci-dessus : le champ $H < -60$ Oe favorise l'état P, donc la tension critique de renversement de AP vers P diminue. L'effet inverse se produit pour $H > -60$ Oe ($h_{eff} > 0$), où la tension critique de P vers AP diminue avec le champ. Notons que pour $H = -25$ Oe, la tension disponible (1 V) n'est plus suffisante pour renverser l'aimantation et que des fluctuations de résistance apparaissent pour $V_b = 1$ V. En effet, la tension positive favorise l'état P tandis que le champ h_{eff} positif favorise l'état AP (voir figure 4.5). La compétition de ces deux effets génère une

instabilité magnétique.

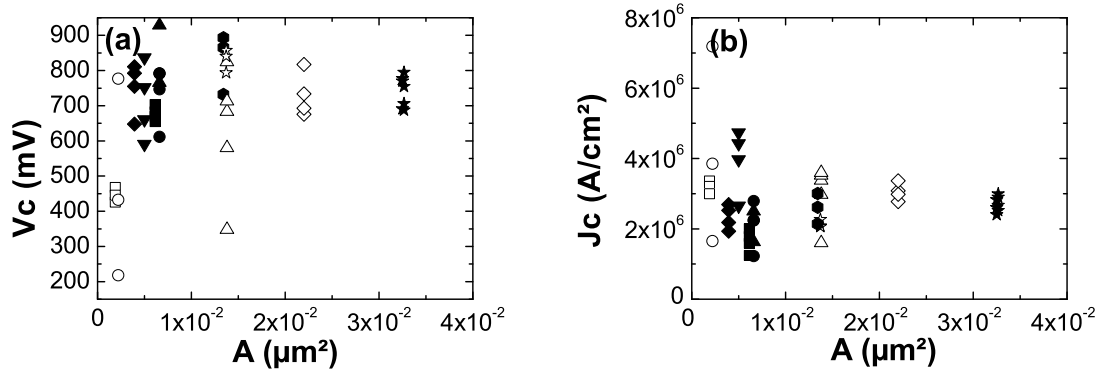


FIG. 4.7 : (a) Tension critique moyenne de renversement en fonction de l'aire des jonctions ; (b) courant critique moyen de renversement en fonction de l'aire des jonctions.

La tension critique moyenne de renversement est définie par $V_c = (V_P - V_{AP})/2$, où $V_{P(AP)}$ est la tension critique de retournement d'aimantation lorsque les aimantations sont initialement parallèles (antiparallèles). Nous définissons de la même manière le courant critique moyen de renversement J_c . La figure 4.7 montre V_c (a) et J_c (b) en fonction de la surface de la jonction. Nous obtenons, $V_c \approx 800$ mV ce qui correspond à $J_c \approx 3 \times 10^6$ A/cm^2 . Les fluctuations de V_c et J_c nous rappellent que les aires des jonctions tunnel sont indicatives et ne reflètent pas nécessairement la réalité.

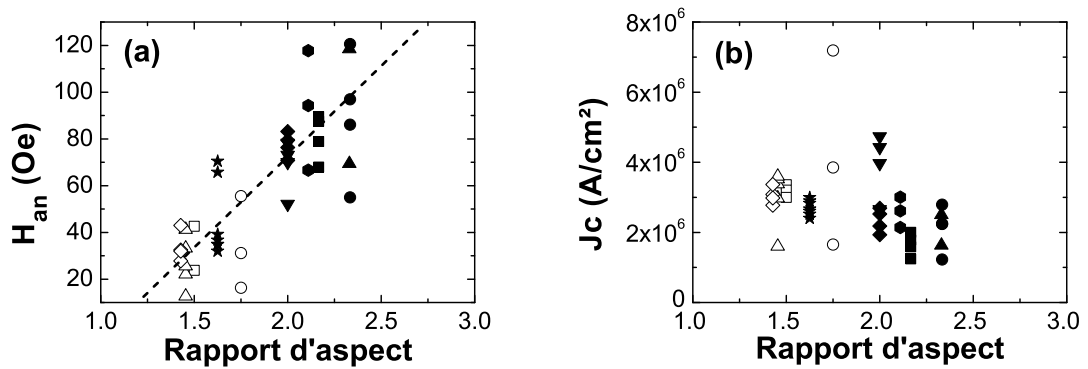


FIG. 4.8 : Champ d'anisotropie (a) et courant critique moyen de renversement (b) en fonction du rapport d'aspect des jonctions.

Enfin, que le champ d'anisotropie varie fortement d'une jonction à l'autre. La figure 4.8(a) présente le champ d'anisotropie en fonction du rapport d'aspect (rapport longueur/largeur de l'ellipse). Si la tendance générale est une augmentation du champ H_{an} lorsque le rapport d'aspect augmente (tirets), la grande distribution autour de la tendance moyenne souligne la faible reproductibilité de ces jonctions. Enfin, la figure 4.8(b) montre le courant critique de renversement en fonction du rapport d'aspect. Comme le champ effectif intervenant dans l'expression de la densité de courant critique de renversement ($J_c \propto \alpha H_{eff}$) est généralement dominé par le champ démagnétisant, le rapport d'aspect affecte peu la densité de courant critique.

4.2 Modèle macrospin

Avant d'entrer plus avant dans l'interprétation de l'influence du transfert de spin sur l'aimantation de la couche libre, nous proposons ici un modèle macrospin des lignes critiques de renversement de l'aimantation d'une couche soumise à un champ extérieur et à un courant polarisé en spin.

4.2.1 Définition de l'équation LLG modifiée

Depuis la prédiction de la précession entretenue de l'aimantation induite par courant par Berger [8] et Slonczewski [9], puis sa démonstration expérimentale [11, 12, 13], de nombreuses études théoriques ont été proposées pour rendre compte de la dynamique de l'aimantation en présence du transfert de spin [14, 15, 16, 17]. Nous proposons ici une description, en approximation macrospin, du diagramme de phase d'une couche ferromagnétique soumise à un courant polarisé en spin dans le cas d'une jonction tunnel magnétique. Nous nous limiterons à décrire les lignes critiques de renversement d'aimantation sans entrer dans les détails des excitations magnétiques.

Considérons une couche ferromagnétique de forme ellipsoïdale (grand axe a , petit axe b), représentée sur la figure 4.9. L'aimantation \mathbf{M} de la couche libre est soumise à différents champs, dérivés de l'énergie potentielle de la couche magnétique : le champ d'anisotropie \mathbf{H}_{an} , le champ démagnétisant \mathbf{H}_d et le champ extérieur \mathbf{H}_{ext} . On inclut aussi les couples de

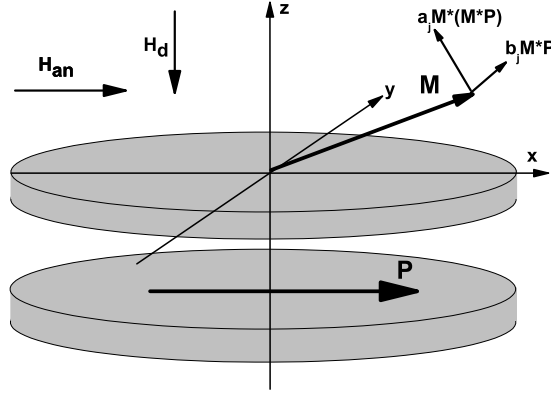


FIG. 4.9 : Géométrie du modèle macrospin. Le courant est injecté selon l'axe z , tandis que le champ magnétique extérieur est appliqué soit selon x (configuration longitudinale) soit selon y (configuration transverse).

transfert de spin \mathbf{T} . Ces champs sont définis par :

$$\mathbf{H}_{an} = M_x H_{an} \mathbf{x} \quad (4.1)$$

$$\mathbf{H}_d = M_z H_d \mathbf{z} \quad (4.2)$$

$$\mathbf{H}_{ext} = H_x \mathbf{x} + H_y \mathbf{y} \quad (4.3)$$

$$\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H}_{an} + \mathbf{H}_{ext} \quad (4.4)$$

$$\mathbf{T} = a_j \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{P}) + b_j \mathbf{M} \times \mathbf{P} \quad (4.5)$$

La dynamique de l'aimantation est régie par l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert modifiée :

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times (\mathbf{H}_{eff} - \mathbf{H}_d) + \alpha \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} - \gamma \mathbf{T} \quad (4.6)$$

Pour décrire la dynamique de l'aimantation, on pose $\mathbf{M} = (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta)$ (voir figure 4.10). Dans cette représentation, l'équation 4.6 se réduit aux deux équations [18] :

$$\frac{(1 + \alpha^2)}{\gamma} \dot{\theta} = h_\phi + \alpha h_\theta \quad (4.7)$$

$$\frac{(1 + \alpha^2)}{\gamma} \sin \theta \dot{\phi} = \alpha h_\phi - h_\theta \quad (4.8)$$

avec

$$h_\phi = H_y \cos \phi - H_x \sin \phi - H_{an} \cos \phi \sin \phi \sin \theta + a_j \cos \theta \cos \phi - b_j \sin \phi \quad (4.9)$$

$$h_\theta = H_d \cos \theta \sin \theta + H_y \sin \phi \cos \theta + H_x \cos \phi \cos \theta + H_{an} \cos \theta \cos^2 \phi \sin \theta + a_j \sin \phi + b_j \cos \phi \cos \theta \quad (4.10)$$

La résolution des équations 4.7 et 4.8 permet de décrire l'évolution de l'aimantation de la couche libre sous l'influence du champ appliqué et du courant injecté [14, 18]. Nous proposons de résoudre ces équations dans le cas d'une jonction tunnel magnétique pour deux configurations du champ extérieur appliqué : selon l'axe de facile aimantation x et selon l'axe de difficile aimantation y .

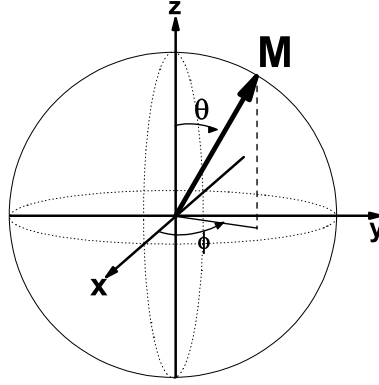


FIG. 4.10 : Représentation de l'aimantation de la couche libre en coordonnées polaires.

La spécificité d'une JTM par rapport à une vanne de spin métallique est que le coefficient b_j n'est plus négligeable par rapport au coefficient a_j de l'équation 4.5 et que ces coefficients ne sont pas linéaires en fonction de la tension :

$$a_j = a_1 V + a_2 V^2 \quad (4.11)$$

$$b_j = b_0 + b_2 V^2 \quad (4.12)$$

Le coefficient b_0 , correspondant à la partie conservative du couplage d'échange intercouche, sera pris égal à zero, dans la mesure où ce champ est noyé dans le champ extérieur appliqué à la couche, au même titre que le champ dipolaire par exemple. De ce cas, on peut tenter de résoudre les équations 4.7 et 4.8 afin de déterminer le diagramme de phase de la couche libre.

4.2.2 Etats stationnaires

Les états stationnaires de l'aimantation en absence de courant sont donnés par :

$$h_\theta = 0 \quad (4.13)$$

$$h_\phi = 0 \quad (4.14)$$

soit

$$H_y \cos \phi - H_x \sin \phi - H_{an} \cos \phi \sin \phi \sin \theta = 0 \quad (4.15)$$

$$\cos \theta (H_y \sin \phi + H_x \cos \phi + H_{an} \cos^2 \phi \sin \theta + H_d \sin \theta) = 0 \quad (4.16)$$

Pour un champ extérieur appliqué selon l'axe de facile aimantation ($H_y=0$), les états stationnaires sont $\theta = \pm \frac{\pi}{2}$ et $\phi = 0$. Pour un champ extérieur appliqué selon l'axe de difficile aimantation ($H_x=0$), les états stationnaires sont $\theta = \pm \frac{\pi}{2}$ et $\sin \phi = \pm \frac{H_y}{H_{an}}$ si $H_y < H_{an}$ et $\phi = \pm \frac{\pi}{2}$ sinon.

Pour étudier la stabilité de ces états stationnaires, on analysera la réponse de l'aimantation à une petite perturbation par rapport à ces états. Si cette petite perturbation engendre une instabilité exponentiellement croissante, l'état sera dit instable et pourra donner lieu soit à un renversement d'aimantation, soit à des excitations magnétiques (cohérentes ou non). Au contraire, si cette petite perturbation engendre une instabilité exponentiellement décroissante, l'état stationnaire défini ci-dessus sera considéré comme stable.

4.2.3 Champ appliqué selon l'axe facile

Ce cas simple a été étudié par Sun [14], Grollier et al.[15], Morise et al. [17] et Xiao et al. [16] dans le régime macrospin pour une vanne de spin métallique (donc en négligeant le terme b_j et en considérant une dépendance angulaire de a_j spécifique à ce type de système - voir équation 1.24 dans le chapitre 1). Soit $\xi \ll 1$ une petite perturbation angulaire de l'état stationnaire. On pose alors $\theta = \pm \frac{\pi}{2} + \xi$, $\phi \approx 0$ et $\epsilon = \pm 1$ ($\epsilon = 1$ pour l'état parallèle P et $\epsilon = -1$ pour l'état antiparallèle AP). On s'intéresse ici à la solution de l'équation 4.6 dans la limite des petits angles. Dans ce cas, on obtient :

$$\cos \theta \approx -\epsilon \xi, \quad \cos \phi \approx 1 \quad (4.17)$$

$$\sin \theta \approx \epsilon, \quad \sin \phi \approx \phi \quad (4.18)$$

En négligeant les termes de degré 2, il vient :

$$h_\phi = -(H_x + \epsilon H_{an} + b_j)\phi - \epsilon \xi a_j \quad (4.19)$$

$$h_\theta = a_j \phi - (H_d + \epsilon H_x + H_{an} + \epsilon b_j)\xi \quad (4.20)$$

d'où

$$\frac{(1 + \alpha^2)}{\gamma} \dot{\xi} = -(H_x + \epsilon H_{an} - \alpha a_j + b_j)\phi - (\alpha(\epsilon H_x + H_{an} + H_d) + \epsilon(a_j + \alpha b_j))\xi \quad (4.21)$$

$$\frac{(1 + \alpha^2)}{\gamma} \dot{\phi} = -(\alpha(H_x + \epsilon H_{an} + b_j) + a_j)\phi + (\epsilon H_x + H_{an} + H_d - \epsilon(\alpha a_j - b_j))\xi \quad (4.22)$$

En posant $dt = \frac{(1+\alpha^2)}{\gamma} d\tau$, et en négligeant les termes en $\alpha^2 \ll 1$, on obtient une équation du second degré :

$$\frac{d^2\xi}{d\tau^2} + 2\epsilon(\alpha H + \alpha b_j + a_j) \frac{d\xi}{d\tau} + (1 + \alpha^2) \left[b_j^2 + a_j^2 + 2Hb_j + H^2 - \frac{H_d^2}{4} \right] \xi = 0 \quad (4.23)$$

avec $H = H_x + \epsilon(H_{an} + \frac{H_d}{2})$. On peut résoudre cette équation de la même manière que Grollier et al. [15]. Le discriminant est :

$$\Delta = -(\alpha a_j - b_j)^2 + 2H(\alpha a_j - b_j) - H^2 + \frac{H_d^2}{4} \quad (4.24)$$

Les solutions de l'équation 4.23 sont des exponentielles de la forme $e^{\omega\tau}$, avec

$$\omega = -\epsilon(\alpha H + \alpha b_j + a_j) \pm \sqrt{\Delta}$$

Ces solutions sont stables si la partie réelle $\Re(\omega)$ est négative. Dans le cas contraire, la solution diverge, menant à l'apparition d'excitations voire d'un renversement de l'aimantation de la couche. Le signe de $\Re(\omega)$ est déterminé par le signe du discriminant :

- Si $\Delta < 0$, ω est complexe et $\Re(\omega) = -\epsilon(\alpha H + \alpha b_j + a_j)$
- Si $\Delta > 0$, ω est réelle et $\Re(\omega) = -\epsilon(\alpha H + \alpha b_j + a_j) \pm \sqrt{\Delta}$

En posant $X = \alpha a_j - b_j$, l'équation 4.24 devient

$$\Delta = -(X - H - \frac{H_d}{2})(X - H + \frac{H_d}{2}) \quad (4.25)$$

Il existe donc deux valeurs de H , H_1 et H_2 entre lesquelles $\Delta > 0$ et au-delà desquelles $\Delta < 0$.

a. Etat initial parallèle

Si l'aimantation est dans un état initialement parallèle P ($\epsilon = 1$), $\Delta > 0$ si $H_2^P < H_x < H_1^P$:

$$H_1^P = \alpha a_1 V + (\alpha a_2 - b_2) V^2 - H_{an} \quad (4.26)$$

$$H_2^P = \alpha a_1 V + (\alpha a_2 - b_2) V^2 - H_{an} - H_d \quad (4.27)$$

Dans une JTM réelle, les amplitudes $a_1 V_b$, $a_2 V_b^2$ et $b_2 V_b^2$ ($V_b \leq 1$ V) restent faibles devant le champ démagnétisant. Ainsi, dans la gamme de champs que nous considérons, H_2^P n'est jamais atteint. Donc, on en conclut que pour $H_x > H_1^P$, $\Delta < 0$ et pour $H_x < H_1^P$, $\Delta > 0$.

Si $H_x > H_1^P$, $\Re(\omega) = -(\alpha H + \alpha b_j + a_j)$.

On trouve donc deux solutions, V_1 et V_2 telles que l'état P est stable pour $V \in [-\infty, V_2] \cup [V_1, +\infty]$:

$$V_1^P = \frac{-a_1 + \sqrt{a_1^2 - 4\alpha H(\alpha b_2 + a_2)}}{2(\alpha b_2 + a_2)} \quad (4.28)$$

$$V_2^P = \frac{-a_1 - \sqrt{a_1^2 - 4\alpha H(\alpha b_2 + a_2)}}{2(\alpha b_2 + a_2)} \quad (4.29)$$

Notons que la condition $a_1^2 - 4\alpha H(\alpha b_2 + a_2) \geq 0$ est en général toujours vraie, puisque $a_1^2 \gg 4\alpha(\alpha b_2 + a_2)$. De plus, la tension critique V_2^P n'est en pratique jamais atteinte (pour les paramètres de nos JTM, il faudrait $V_b \approx 30$ V). Ainsi, l'état parallèle est stable pour $V > V_1^P$ (en valeur relative).

$$\text{Si } H_x < H_1^P, \Re(\omega) = -(\alpha H + \alpha b_j + a_j) \pm \sqrt{\Delta}.$$

Nous devons donc analyser le comportement des deux solutions $w_1 = -(\alpha H + \alpha b_j + a_j) + \sqrt{\Delta}$ et $w_2 = -(\alpha H + \alpha b_j + a_j) - \sqrt{\Delta}$. On trouve que les deux solutions sont stables pour

$$(\alpha H + \alpha b_j + a_j)^2 > \Delta \Rightarrow (b_2^2 + a_2^2)V^4 + 2a_1a_2V^3 + (a_1^2 + 2Hb_2)V^2 > \frac{H_d^2}{4} - H^2 \quad (4.30)$$

Si l'on considère que le transfert de spin est linéaire en première approximation [19] ($a_2 \approx 0$), on obtient que P est stable pour

$$V > -\sqrt{\frac{-(a_1^2 + 2Hb_2) + \sqrt{(a_1^2 + 2Hb_2)^2 + 4b_2^2(\frac{H_d^2}{4} - H^2)}}{2b_2^2}} \quad (4.31)$$

b. Etat initial antiparallèle

Si l'aimantation est dans un état initialement antiparallèle AP ($\epsilon = 1$), $\Delta > 0$ si $H_1^{AP} < H_x < H_2^{AP}$:

$$H_1^{AP} = \alpha a_1 V + (\alpha a_2 - b_2)V^2 + H_{an} \quad (4.32)$$

$$H_2^{AP} = \alpha a_1 V + (\alpha a_2 - b_2)V^2 + H_{an} + H_d \quad (4.33)$$

De même que précédemment, on conclut que pour $H_x < H_1^{AP}$, $\Delta < 0$ et pour $H_x > H_1^{AP}$, $\Delta > 0$.

$$\text{Si } H_x < H_1^{AP}, \Re(\omega) = \alpha H + \alpha b_j + a_j.$$

La seule solution réaliste pour laquelle l'état AP est stable est $V < V^{AP}$:

$$V^{AP} = \frac{-a_1 + \sqrt{a_1^2 - 4\alpha H(\alpha b_2 + a_2)}}{2(\alpha b_2 + a_2)} \quad (4.34)$$

$$\text{Si } H_x > H_1^{AP}, \Re(\omega) = \alpha H + \alpha b_j + a_j \pm \sqrt{\Delta}.$$

En considérant la même approximation que précédemment, on trouve que AP est stable pour

$$V < \sqrt{\frac{-(a_1^2 + 2Hb_2) + \sqrt{(a_1^2 + 2Hb_2)^2 + 4b_2^2(\frac{H_d^2}{4} - H^2)}}{2b_2^2}} \quad (4.35)$$

4.2.3.1 Lignes critiques

L'étude précédente permet de déduire les lignes critiques qui représentent les limites de stabilité des états P et AP. La figure 4.11 synthétise les résultats calculés ci-dessus. Les valeurs de champ et de tension sont données en valeurs relatives. Ainsi, l'état P est instable pour :

$$V < \frac{-a_1 + \sqrt{a_1^2 - 4\alpha(H_x + H_{an} + \frac{H_d}{2})(\alpha b_2 + a_2)}}{2(\alpha b_2 + a_2)} \quad (4.36)$$

$$H_x > V^2(\alpha a_2 - b_2) + \alpha a_1 V - H_{an} \quad (4.37)$$

et

$$V < -\sqrt{\frac{-(a_1^2 + 2Hb_2) + \sqrt{(a_1^2 + 2Hb_2)^2 + 4b_2^2(\frac{H_d^2}{4} - H^2)}}{2b_2^2}} \quad (4.38)$$

$$H_x < V^2(\alpha a_2 - b_2) + \alpha a_1 V - H_{an} \quad (4.39)$$

De la même manière, l'état AP est instable pour

$$V > \frac{-a_1 + \sqrt{a_1^2 - 4\alpha(H_x - H_{an} - \frac{H_d}{2})(\alpha b_2 + a_2)}}{2(\alpha b_2 + a_2)} \quad (4.40)$$

$$H > V^2(\alpha a_2 - b_2) + \alpha a_1 V + H_{an} \quad (4.41)$$

et

$$V > \sqrt{\frac{-(a_1^2 + 2Hb_2) - \sqrt{(a_1^2 + 2Hb_2)^2 - 4b_2^2(\frac{H_d^2}{4} - H^2)}}{2b_2^2}} \quad (4.42)$$

$$H < V^2(\alpha a_2 - b_2) + \alpha a_1 V + H_{an} \quad (4.43)$$

La zone pour laquelle les deux états P et AP sont stables est donc clairement identifiée, comme indiquée sur la figure 4.11(a).

Lorsque les termes b_2 et a_2 tendent vers 0, on retrouve les lignes critiques d'une vanne de spin métallique, comme indiqué sur la figure 4.11(b) : l'état P est instable pour

$$V < -\alpha \frac{H_x + H_{an} + \frac{H_d}{2}}{a_1} \quad (4.44)$$

$$H_x > \alpha a_1 V - H_{an} \quad (4.45)$$

et

$$V < -\sqrt{\frac{-(H_x + H_{an})(H_x + H_{an} + H_d)}{a_1^2}} \quad (4.46)$$

$$H_x < \alpha a_1 V - H_{an} \quad (4.47)$$

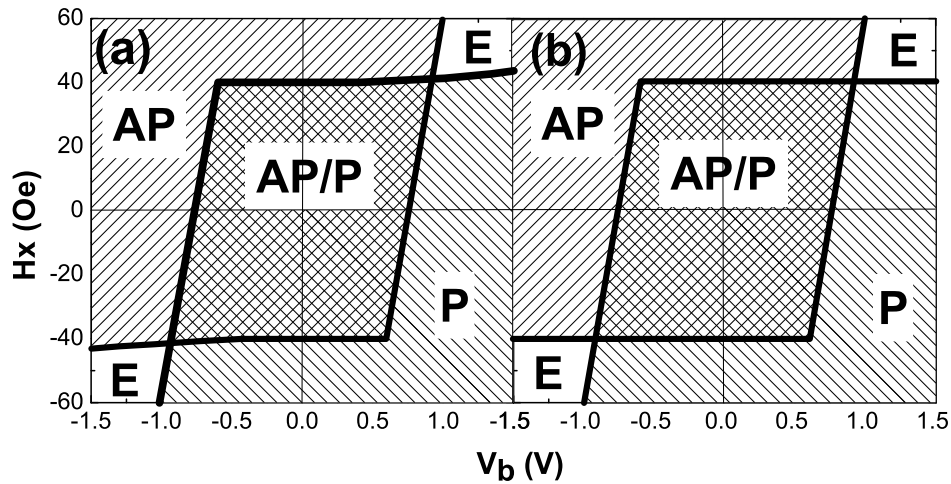


FIG. 4.11 : Lignes critiques du diagramme de phase longitudinal. On pose $H_{an} = 40$ Oe, $H_d = 300$ Oe, $a_1 = 2.5$ Oe/V, et $\alpha = 0.01$. (a) $a_2 = 0$, $b_2 = 0.6a_1$ Oe/V² ; (b) $a_2 = 0$, $b_2 = 0$. Les zones notées P et AP représentent les phases parallèle et antiparallèle respectivement. Les zones notées E sont les zones d'excitation de l'aimantation. La région centrale AP/P désigne une zone sur laquelle les deux états P et AP sont stables.

De la même manière, l'état AP est instable pour

$$V > -\alpha \frac{H_x - H_{an} - \frac{H_d}{2}}{a_1} \quad (4.48)$$

$$H > \alpha a_1 V + H_{an} \quad (4.49)$$

et

$$V > \sqrt{\frac{(H_x - H_{an})(H_x - H_{an} - H_d)}{a_1^2}} \quad (4.50)$$

$$H < \alpha a_1 V + H_{an} \quad (4.51)$$

Pour la figure 4.11(a), nous avons pris $b_j = 0.6a_1V^2$. Cette valeur a été choisie d'après Sankey et al. [19]. Notons enfin que les branches décrites par les équations 4.36, 4.40, 4.37 et 4.41 révèlent la présence du terme b_j par l'apparition d'une légère déformation. Toutefois, cette déformation reste faible et difficile à évaluer.

4.2.4 Champ appliqué selon l'axe difficile

On pose $\theta = \frac{\pi}{2} + \xi$, $\phi = \phi_0 + \chi$, $\sin \phi_0 = \frac{H_y}{H_{an}}$ si $|H_y| < H_{an}$ et $\phi_0 = \frac{\pi}{2}$ sinon. Dans la suite, on nomme P et AP les états magnétiques pour lesquels $\phi = \phi_0$ et $\phi = \phi_0 - \pi$, respectivement.

On s'intéresse ici à la solution de l'équation 4.6 dans la limite des petits angles. Dans ce cas, on obtient

$$\cos \theta \approx -\xi, \quad \cos \phi \approx \epsilon(\cos \phi_0 - \sin \phi_0 \chi) \quad (4.52)$$

$$\sin \theta \approx 1, \quad \sin \phi \approx \cos \phi_0 \chi + \sin \phi_0 \quad (4.53)$$

avec $\epsilon = 1$ pour l'état parallèle P et $\epsilon = -1$ pour l'état antiparallèle AP. D'où

$$\begin{aligned} h_\phi &= -(\epsilon H_{an}(\cos^2 \phi_0 - \sin^2 \phi_0) + b_j \cos \phi_0) \chi - \epsilon a_j \cos \phi_0 \xi \\ &\quad - b_j \sin \phi_0 \end{aligned} \quad (4.54)$$

$$h_\theta = a_j \cos \phi_0 \chi - (H_d + H_{an} \cos^2 \phi_0 + \epsilon b_j \cos \phi_0) \xi + a_j \sin \phi_0 \quad (4.55)$$

On remarque que les deux expressions précédentes sont similaires aux équations 4.19 et 4.20 pour $H_x = 0$, et en remplaçant a_j et b_j par $a_j \cos \phi_0$ et $b_j \cos \phi_0$ d'une part, et H_d et H_{an} par $H_d + H_{an} \sin^2 \phi_0$ et $H_{an}(\cos^2 \phi_0 - \sin^2 \phi_0)$ d'autre part. Les solutions sont donc les mêmes en effectuant les remplacements décrits ci-dessus. Ainsi, en posant $H_\perp = H_{an}(3 \cos^2 \phi_0 - 1) + H_d$, l'état P est instable pour :

$$V < \frac{-a_1 \cos \phi_0 + \sqrt{a_1^2 \cos^2 \phi_0 - 2\alpha H_\perp (\alpha b_2 + a_2) \cos \phi_0}}{2(\alpha b_2 + a_2) \cos \phi_0} \quad (4.56)$$

$$V^2(\alpha a_2 - b_2) \cos \phi_0 + \alpha a_1 V \cos \phi_0 - H_{an}(2 \cos^2 \phi_0 - 1) < 0 \quad (4.57)$$

et

$$V < -\sqrt{\frac{-(a_1^2 \cos \phi_0 + b_2 H_\perp) + \sqrt{(a_1^2 \cos \phi_0 + H_\perp b_2)^2 - 4b_2^2 H_{an}(2 \cos^2 \phi_0 - 1)(H_{an} \cos^2 \phi_0 + H_d)}}{2b_2^2 \cos \phi_0}} \quad (4.58)$$

$$V^2(\alpha a_2 - b_2) \cos \phi_0 + \alpha a_1 V \cos \phi_0 - H_{an}(2 \cos^2 \phi_0 - 1) > 0 \quad (4.59)$$

De la même manière, l'état AP est instable pour

$$V > \frac{-a_1 \cos \phi_0 + \sqrt{a_1^2 \cos^2 \phi_0 + 2\alpha H_\perp (\alpha b_2 + a_2) \cos \phi_0}}{2(\alpha b_2 + a_2) \cos \phi_0} \quad (4.60)$$

$$V^2(\alpha a_2 - b_2) \cos \phi_0 + \alpha a_1 V \cos \phi_0 + H_{an}(2 \cos^2 \phi_0 - 1) < 0 \quad (4.61)$$

et

$$V > \sqrt{\frac{-(a_1^2 \cos \phi_0 + b_2 H_\perp^P) - \sqrt{(a_1^2 \cos \phi_0 + H_\perp b_2)^2 + 4b_2^2 H_{an}(2 \cos^2 \phi_0 - 1)(H_{an} \cos^2 \phi_0 + H_d)}}{2b_2^2}} \quad (4.62)$$

$$V^2(\alpha a_2 - b_2) \cos \phi_0 + \alpha a_1 V \cos \phi_0 + H_{an}(2 \cos^2 \phi_0 - 1) > 0 \quad (4.63)$$

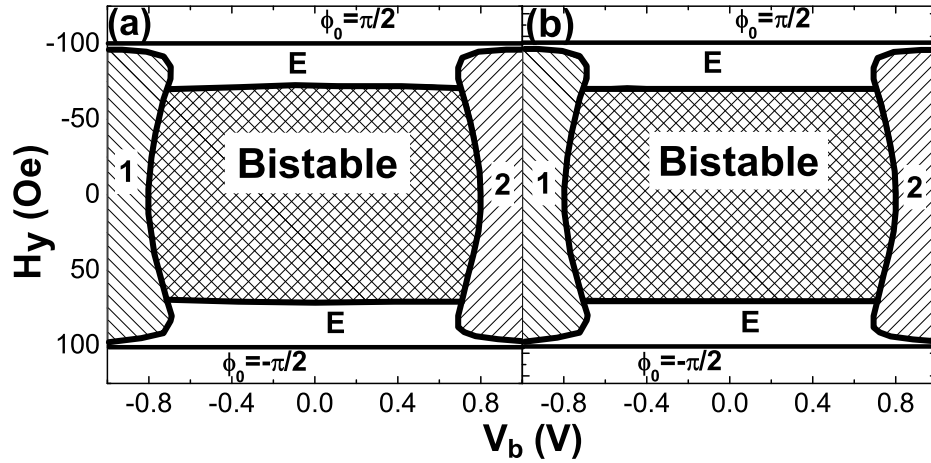


FIG. 4.12 : Lignes critiques du diagramme de phase transverse. On pose $H_{an} = 100$ Oe, $H_d = 400$ Oe, $a_1 = 2.5$ Oe/V, $a_2 = 0$, $b_2 = 0.6a_2$ Oe/V² et $\alpha = 0.01$.

Le diagramme de phase obtenu est représenté sur la figure 4.12(a).

Pour une vanne de spin métallique ($b_2, a_2 \rightarrow 0$) (voir figure 4.12(b)), l'état P est instable pour

$$V < -\alpha \frac{H_{\perp}}{2a_1 \cos \phi_0} \quad (4.64)$$

$$\alpha a_1 V \cos \phi_0 - H_{an}(2 \cos^2 \phi_0 - 1) < 0 \quad (4.65)$$

et

$$V < -\sqrt{\frac{-H_{an}(\cos^2 \phi_0 - \sin^2 \phi_0)(H_{an} \cos^2 \phi_0 + H_d)}{a_1^2 \cos^2 \phi_0}} \quad (4.66)$$

$$\alpha a_1 V \cos \phi_0 - H_{an}(2 \cos^2 \phi_0 - 1) > 0 \quad (4.67)$$

De la même manière, l'état AP est instable pour

$$V > \alpha \frac{H_{\perp}}{2a_1 \cos \phi_0} \quad (4.68)$$

$$\alpha a_1 V \cos \phi_0 + H_{an}(2 \cos^2 \phi_0 - 1) < 0 \quad (4.69)$$

et

$$V > \sqrt{\frac{H_{an}(\cos^2 \phi_0 - \sin^2 \phi_0)(H_{an} \cos^2 \phi_0 + H_d)}{a_1^2 \cos^2 \phi_0}} \quad (4.70)$$

$$\alpha a_1 V \cos \phi_0 + H_{an}(2 \cos^2 \phi_0 - 1) > 0 \quad (4.71)$$

Le diagramme de phase transverse défini ici s'applique au cas d'une JTM en configuration initialement parallèle P ou antiparallèle AP et détermine la stabilité des solutions stationnaires ϕ_0 (état initialement P) et $\pi - \phi_0$ (état initialement AP). Tant que le champ appliqué reste inférieur au champ d'anisotropie, il n'est pas suffisant pour maintenir l'aimantation de la couche libre à 90° (zones dénotées $\phi_0 = \pm\pi/2$). Dans ce cas, les solutions ϕ_0 et $\pi - \phi_0$ sont inférieures à $\pm\pi/2$ (régions 1 et 2 respectivement).

La structure générale du diagramme de phase en champ transverse reste la même que celle en champ longitudinal avec une zone bistable centrale et deux zones stables ϕ_0 et $\pi - \phi_0$. En revanche, la région centrale de bistabilité possède une forme différente de celle couramment observée en configuration longitudinal : elle n'est plus trapézoïdale, mais carrée et bombée. Notons la faible influence du terme b_j sur les diagrammes de phase statiques. Pour déterminer les zones d'excitations et de stabilité, nous avons confirmé le diagramme de la figure 4.12 à l'aide de simulations macrospin.

La dépendance angulaire de la tension de renversement $V_c \propto (H_{an}(3\cos^2\phi_0 - 1) + H_d)/\cos\phi_0$ diffère de la dépendance prédite par Sun [14], $V_c \propto 1/\cos\phi_0$, bien que les deux expressions soient équivalentes pour $H_d \gg H_{an}$. Cette différence est importante car selon l'amplitude de H_d , la tension critique augmente ou diminue en fonction de ϕ_0 (voir la discussion ci-dessous).

4.3 Diagrammes de phase statiques

Nous présentons maintenant les diagrammes de phase obtenus sur les jonctions tunnel magnétiques, construits à partir des cycles R-V pour différents champs extérieurs. La procédure de mesure est la suivante : hors tension, l'aimantation de l'échantillon est d'abord saturée dans l'état antiparallèle par un champ extérieur de +400 Oe. Ensuite, le champ extérieur est fixé à une valeur H_x selon l'axe facile (ou H_y selon l'axe difficile), puis la tension appliquée suit un cycle de -1 V à +1 V, puis de +1 V à -1 V. La mesure est répétée pour chaque valeur de H_x (H_y). Dans le cas où le champ est perpendiculaire à l'aimantation (axe difficile), un léger désalignement permet d'obtenir une saturation de l'aimantation dans la direction AP et de décrire des cycles d'hystérésis R-V.

Les diagrammes de phase présentés ici sont obtenus en prenant la moyenne de la résistance sur un aller (-1 V à +1 V) et un retour (+1 V à -1 V). La zone de bistabilité apparaît ainsi directement comme la valeur médiane entre la résistance haute et la résistance basse.

Pour déterminer avec plus de sensibilité l'influence du terme b_j , nous aurions dû réaliser des diagrammes R-H pour différentes tensions. Malheureusement, les jonctions tunnel magnétiques ne supportent pas d'être soumises à des tensions importantes trop longtemps. Le même type de problème apparaît pour les études dynamiques du transfert de spin dans les

JTM.

4.3.1 Champ appliqué selon l'axe facile

Dans un premier temps, nous appliquons le champ colinéairement à l'aimantation de la couche de référence. Nous obtenons ainsi les diagrammes de phase présentés sur la figure 4.13. La tension de renversement est très proche de la tension de claquage, mais nous pouvons néanmoins distinguer trois zones de stabilité : état parallèle stable aux forts champs négatifs (zone dégradée rouge-jaune-vert), état antiparallèle stable aux forts champs positifs (zone bleue) et état bistable aux champs intermédiaires (zone verte). Le dégradé de couleur présent aux forts champs positifs illustre la diminution de résistance due à la tension appliquée, signature typique d'un comportement tunnel. La zone où l'état antiparallèle est stable ne montre pas de dégradé : la diminution de résistance en fonction de la tension est moins importante dans l'état parallèle que dans l'état antiparallèle. Le dégradé qui apparaît dans la zone bistable vient de la dépendance de la résistance antiparallèle en fonction de la tension.

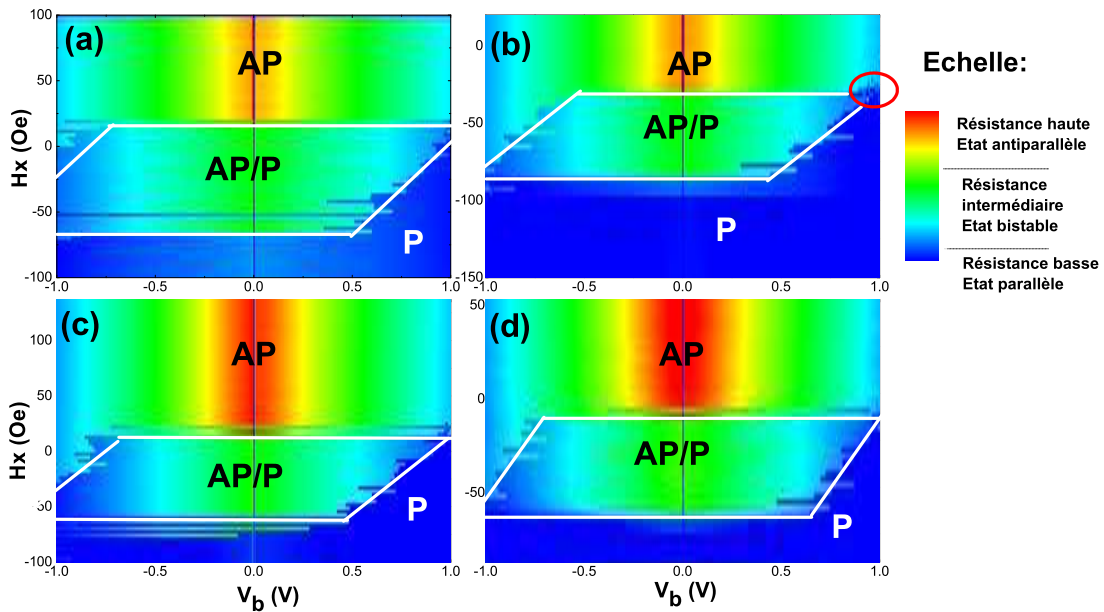


FIG. 4.13 : Diagrammes de phase longitudinaux pour des jonctions tunnel magnétiques de caractéristiques : $A=60 \times 140 \text{ nm}^2$, $R_P=3700 \Omega$, $TMR=87\%$ (a), $A=60 \times 140 \text{ nm}^2$, $R_P=3023 \Omega$, $TMR=100\%$ (b), $A=50 \times 100 \text{ nm}^2$, $R_P=6866 \Omega$, $TMR=69\%$ (c) et $A=50 \times 120 \text{ nm}^2$, $R_P=2109 \Omega$, $TMR=92\%$ (d). Les lignes blanches sont les lignes critiques des diagrammes de phase, obtenues à partir des paramètres donnés dans le tableau 4.1.

MTJ	a	b	c	d
A	$60 \times 140 \text{ nm}^2$	$60 \times 140 \text{ nm}^2$	$50 \times 100 \text{ nm}^2$	$50 \times 120 \text{ nm}^2$
H_{an}	40 Oe	26.85 Oe	37 Oe	26 Oe
H_d	143 Oe	92 Oe	129 Oe	193 Oe
a_1/α	137 Oe/V	102 Oe/V	138 Oe/V	148 Oe/V
$(\alpha b_2 + a_2)/\alpha$	≈ 0	≈ 0	≈ 0	≈ 0

TAB. 4.1 : Valeurs des paramètres magnétiques et électriques des jonctions tunnel magnétiques étudiées sur la figure 4.13.

Avec les formules 4.44, 4.45, 4.48 et 4.49, nous pouvons évaluer les paramètres magnétiques et électriques de ces jonctions. Les lignes critiques ainsi obtenues sont représentées sur la figure 4.13 par les lignes blanches. Ces paramètres sont donnés dans le tableau 4.1. Les équations que nous avons décrites précédemment ne permettent pas de déterminer la valeur de a_1 directement, mais seulement a_1/α . De la même manière, les coefficients quadratiques en tension ne peuvent être déterminés séparément (on ne peut avoir qu'une estimation de $(\alpha b_2 + a_2)/\alpha$). Il semble que les termes quadratiques soient trop faibles pour être estimés par cette méthode. Nous relevons que le champ d'anisotropie est de l'ordre de 30-40 Oe, le champ démagnétisant est seulement de l'ordre de 100-200 Oe et l'amplitude du transfert de spin de l'ordre de 130α Oe/V. Les importantes variations de ces paramètres sont attribuées à des imperfections dues au processus de fabrication, comme nous l'avons évoqué plus haut.

Notons toutefois que le champ démagnétisant est particulièrement faible comparé aux études précédentes sur les vannes de spin métalliques [7, 15] (de l'ordre de 10^4 Oe). La couche libre est à base de CoFeB, dont l'aimantation à saturation est de l'ordre de 800 emu/cm^3 . Cependant, le fait que nous trouvons un champ démagnétisant aussi faible peut être attribuée à deux processus différents : le micromagnétique de renversement d'aimantation et l'activation thermique du renversement d'aimantation. En effet si la couche libre possède une aimantation non homogène, la dynamique d'aimantation ne peut plus être décrite par une approche macrospin et l'aimantation peut se retourner par une distribution de domaines dont certains basculent en passant au-dessus du plan tandis que d'autres basculent en passant en-dessous du plan. Cette dynamique est possible si une oxydation partielle de l'électrode inférieure a lieu au niveau des joints de grains (lors de la recristallisation du CoFeB), conduisant à des grains partiellement découplés. Le champ démagnétisant alors estimé analytiquement est alors beaucoup plus faible que le champ démagnétisant réel.

Une autre possibilité est l'activation thermique du renversement d'aimantation [22]. En effet, la stabilité thermique d'une couche magnétique peut être exprimée à travers le facteur de stabilité $\Delta_{th} = \Delta E/k_B T$, ΔE est la barrière d'énergie thermique, k_B la constante de

Boltzmann et T la température de la couche. Lorsque la couche magnétique est soumise à un courant, la température effective est $T_{eff} = \sqrt{T^2 + \beta I^2}$ [23], où β est un paramètre spécifique du matériau qui prend en compte les fluctuations thermiques et magnétiques due aux électrons chauds, et I est le courant injecté. Fuchs et al. [23] ont observé des augmentations de température de 50 à 100 K pour les fortes tensions. Dans le cas d'une jonction de section $50 \times 100 \text{ nm}^2$, le courant maximum injecté est de $I = 0.15 \text{ mA}$. En posant $\beta \approx 4 \times 10^5 \text{ K}^2/\text{mA}^2$ [23] (valeur *a priori* surestimée), on trouve que la température effective est de l'ordre de 20 k, donc négligeable. En revanche, le facteur de stabilité thermique de nos échantillons est très faible, de l'ordre de $\Delta_{th} = 0.3eV/k_B T \approx 9$, pour une couche de volume $50 \times 100 \times 2.5 \text{ nm}^3$ et de champ d'anisotropie $H_{an} = 100 \text{ Oe}$. Ce facteur est à comparer aux études de Higo et al. [25] et Yoshikawa et al. [26] qui trouvent des facteurs de stabilité thermique de l'ordre de 50. Le volume réduit ainsi que la faible aimantation à saturation de la couche libre rend donc l'activation thermique très importante dans nos jonctions. Fuchs et al. [23] et Zimmerler et al. [24] ont montré que l'activation thermique modifie la relation existante entre le champ critique de renversement et le courant critique de renversement :

$$H_c = \pm H_{c0} \left[1 - \sqrt{\frac{k_B T}{\Delta E(T)} \left(1 \mp \frac{I_c}{I_{c0}} \right)^{-1} \ln \left(\frac{\tau}{\tau_0 \ln 2} \right)} \right] \quad (4.72)$$

où H_c , I_c et H_{c0} , I_{c0} sont les champs et courants critiques de renversement d'aimantation à la température T et à $T = 0 \text{ K}$. τ est le temps de mesure (de l'ordre de 1s) et $\tau_0 = 10^{-9} \text{ s}$ [27].

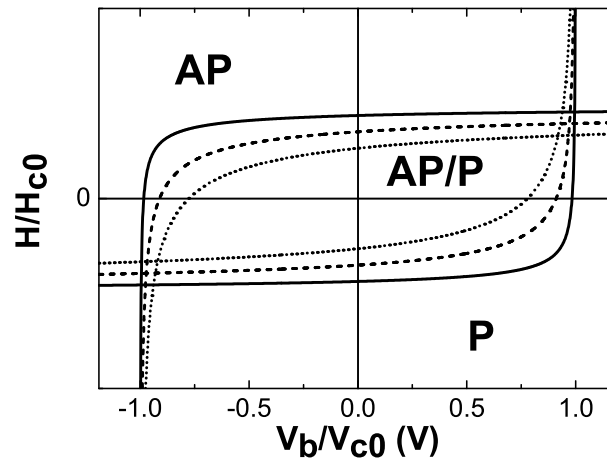


FIG. 4.14 : Diagramme de phase longitudinal à température ambiante ($T = 300 \text{ K}$) pour un champ coercitif de 550 Oe (traits pleins), 100 Oe (tirets) et 40 Oe (pointillés).

La figure 4.14 montre le diagramme de phase ainsi obtenu pour trois champs d'anisotropie à température ambiante : $H_{an} = 550 \text{ Oe}$ ($\Delta_{th} = 50$ - traits pleins), $H_{an} = 100 \text{ Oe}$ ($\Delta_{th} = 9$ - tirets) et $H_{an} = 40 \text{ Oe}$ ($\Delta_{th} = 3.6$ - pointillés). Il apparaît clairement que la diminution

du facteur de stabilité thermique diminue les tensions critiques de renversement ainsi que le champ d'anisotropie effectif (une estimation numérique sur une couche rectangulaire de volume $50 \times 100 \times 2.5 \text{ nm}^3$ nous donne un champ d'anisotropie à 0 K de 334 Oe, au lieu de 100 Oe voire 40 Oe expérimentalement). De plus, la courbure de la ligne critique $V_c(H)$ augmente substantiellement. On peut donc s'attendre à ce que l'activation thermique diminue le champ démagnétisant effectif de la même manière.

Nous avons reproduit sur la figure 4.15 le diagramme de phase longitudinal pour l'échantillon a de paramètres : $H_{an} = 40 \text{ Oe}$, $H_d = 150 \text{ Oe}$, $a_1 = 140\alpha$ et $\alpha = 0.01$ (a_2 et b_2 sont nuls). La valeur de α pour le CoFeB a été mesuré par Fuchs et al. [20]. Le diagramme reproduit bien la forme générale des diagrammes mesurés. On observe deux zones, situées de manière symétrique par rapport à l'origine, pour lesquelles la direction d'aimantation n'est pas bien définie (excitations ou bruit magnétique).

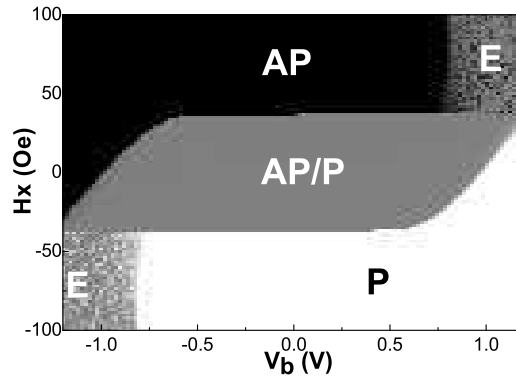


FIG. 4.15 : Diagramme de phase longitudinal calculé pour l'échantillon (a) du tableau 4.1. Les paramètres sont donnés dans le tableau 4.1.

Ces excitations apparaissent sur la figure 4.13(b) (cercle rouge). Toutefois, la tension critique d'excitation est très proche de la tension de claquage de la barrière et ne permet pas d'études approfondies de cette zone. La figure 4.16 présente le cycle d'hystérésis pour lequel ces excitations sont observées. Dans ce cas, le champ effectif $h_{eff} = H + 60 \text{ Oe}$ est positif (donc favorisant l'état antiparallèle) de même que la tension appliquée (favorisant l'état parallèle). La compétition entre ces deux paramètres induit un état magnétique non défini, qui peut se traduire par des oscillations entretenues de l'aimantation (ce qui est vraisemblablement le cas ici).

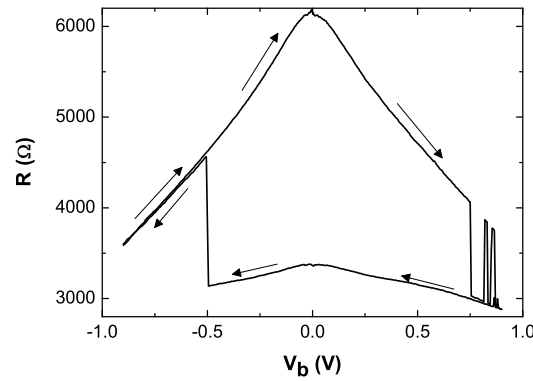


FIG. 4.16 : Cycle d'hystérésis de la résistance en fonction de la tension appliquée, pour la jonction tunnel magnétique étudiée sur la figure 4.13(b), avec $h_{eff} = H_x + 60 = 28.5$ Oe.

4.3.2 Champ appliqué selon l'axe difficile

De récentes études par Devolder et al. [28] sur des vannes de spin métalliques et par Saito et al. [29] sur des jonctions tunnel magnétiques à base de MgO, ont montré que l'utilisation d'un champ transverse, lors d'expériences de renversement d'aimantation par transfert de spin, pouvait mener à une réduction importante du courant critique de renversement. En effet, l'application d'un champ transverse favorise le renversement précessionnel de l'aimantation lorsque celle-ci est soumise à une impulsion de courant [28]. Les figures 4.17 montrent les résultats obtenus par Devolder et al. [28] sur une vanne de spin métallique.

Les différences par rapport à un diagramme de phase usuel (champ extérieur selon l'axe facile) sont évidentes : les courants critiques de renversement diminuent avec l'amplitude du champ extérieur appliqué (la forte asymétrie en courant est attribué à l'inhomogénéité des interfaces entre les électrodes et la couche séparatrice). En effet, nous avons vu que le transfert de spin est approximativement proportionnel au sinus de l'angle formé par les aimantations des couches libre et de référence. Ainsi, lorsque l'angle entre les aimantations des couches augmente (lorsqu'un champ extérieur est appliqué selon l'axe difficile par exemple), le transfert de spin augmente et le courant critique de renversement d'aimantation diminue. Toutefois, des résultats différents ont été proposés par Urazhdin et al. [30] et Mancoff et al. [31]. Les auteurs observent que le courant critique de renversement augmente lorsque l'angle entre les aimantations des couches augmente, en accord avec Sun [14].

La figure 4.18 présente la résistance d'une jonction tunnel magnétique lorsque le champ est perpendiculaire à l'aimantation de la couche de référence. Le profil de résistance est symétrique en champ et sature autour de 2200 Ω pour $H_y \approx \pm 200$ Oe, ce qui confirme que

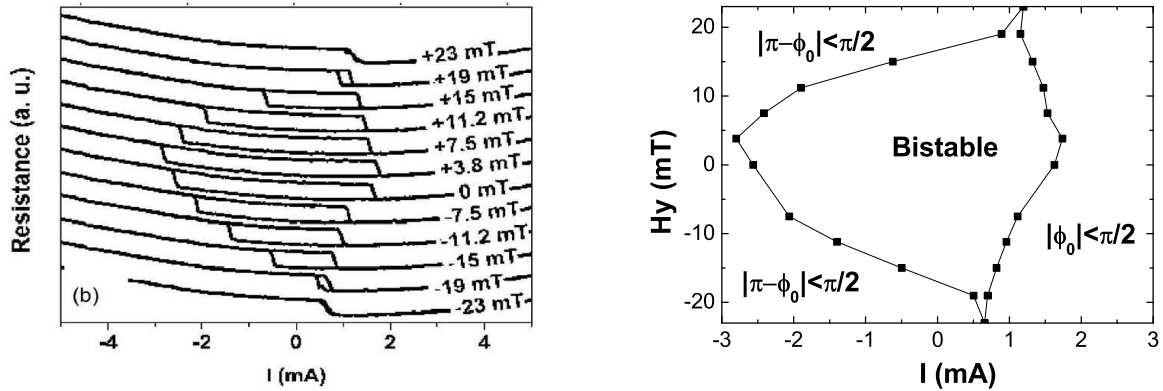


FIG. 4.17 : Gauche : résistance de la vanne de spin en fonction du courant injecté pour différentes valeurs du champ transverse. Droite : Diagramme de phase transverse pour ces vanne de spin. D'après [28].

le champ est appliqué selon l'axe difficile. Le champ d'anisotropie mesuré est de l'ordre de $H_{an} \approx 85$ Oe, deux fois plus élevé ceux mesurés sur les diagrammes de phase longitudinaux (figure 4.13). Notons toutefois que le champ d'anisotropie varie fortement d'une jonction à l'autre comme nous l'avons indiqué dans la première section (voir figure 4.8), ce qui signifie que la différence entre les champs d'anisotropie vient probablement des jonctions elles-mêmes.

La figure 4.19 présente la dépendance en champ des cycles d'aimantation $R(V)$ mesurés en champ transverse. On constate que la tension critique de renversement de l'aimantation dépend fortement du champ appliqué. En particulier, en champs positifs, les tensions critiques de renversement V_{AP} et V_P diminuent lorsque l'amplitude du champ augmente mais de manière asymétrique. La tension critique V_P (de P vers AP) diminue moins fortement que V_{AP} (de AP vers P). Cette situation est réciproque pour les champs négatifs alors qu'on s'attend à un diagramme de phase symétrique. Il semble donc que le champ extérieur n'est pas exactement perpendiculaire à l'aimantation de la couche de référence, ce qui permet la génération d'excitations magnétiques à tensions positives pour $H_y > 0$ Oe (le courant polarisé favorise P tandis que le champ favorise AP) et à tensions négatives pour $H_y < 0$ Oe (le courant polarisé favorise AP tandis que le champ favorise P).

En réitérant ces mesures pour différents champs extérieurs appliqués selon l'axe difficile, on obtient les diagrammes de phase transverses exposés sur la figure 4.20. La forme diffère fortement des diagrammes de phase lorsque le champ est appliqué selon l'axe facile. On retrouve les zones de stabilité et de bistabilité, mais aussi les zones de bruit magnétique, symétriques par rapport à l'origine.

Le tableau 4.2 présente les estimations des paramètres magnétiques et électriques des

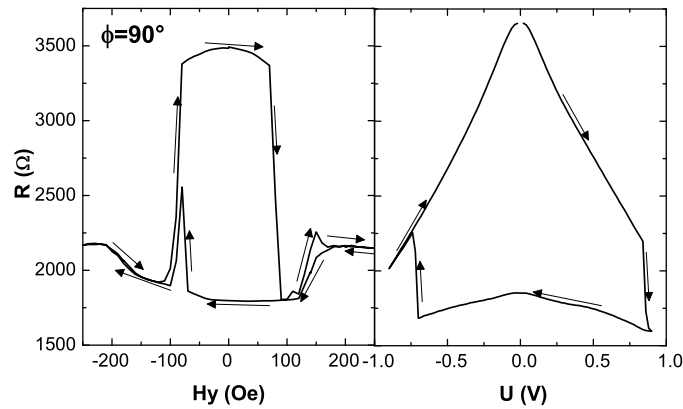


FIG. 4.18 : Résistance d'une jonction tunnel magnétique en fonction du champ appliqué selon l'axe difficile pour $V_b=10$ mV (gauche) et en fonction de la tension appliquée pour $H_y=0$ Oe (droite).

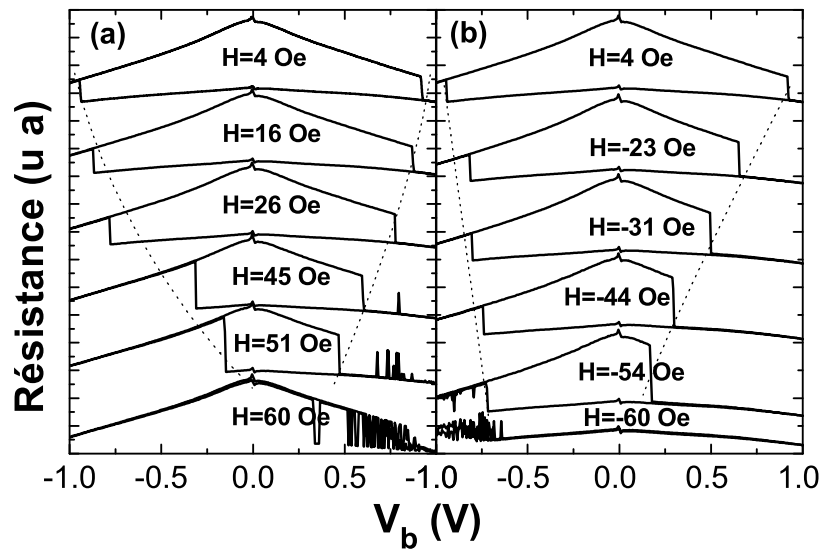


FIG. 4.19 : Résistance en fonction de la tension pour des champs positifs (a) et négatifs (b), appliqués perpendiculairement à l'axe facile. Ces mesures correspondent à l'échantillon de la figure 4.20(a).

jonctions tunnel magnétiques, obtenus par un ajustement des courbes d'équations 4.64, 4.65, 4.68 et 4.69. Le champ démagnétisant estimé est généralement plus faible que dans le cas

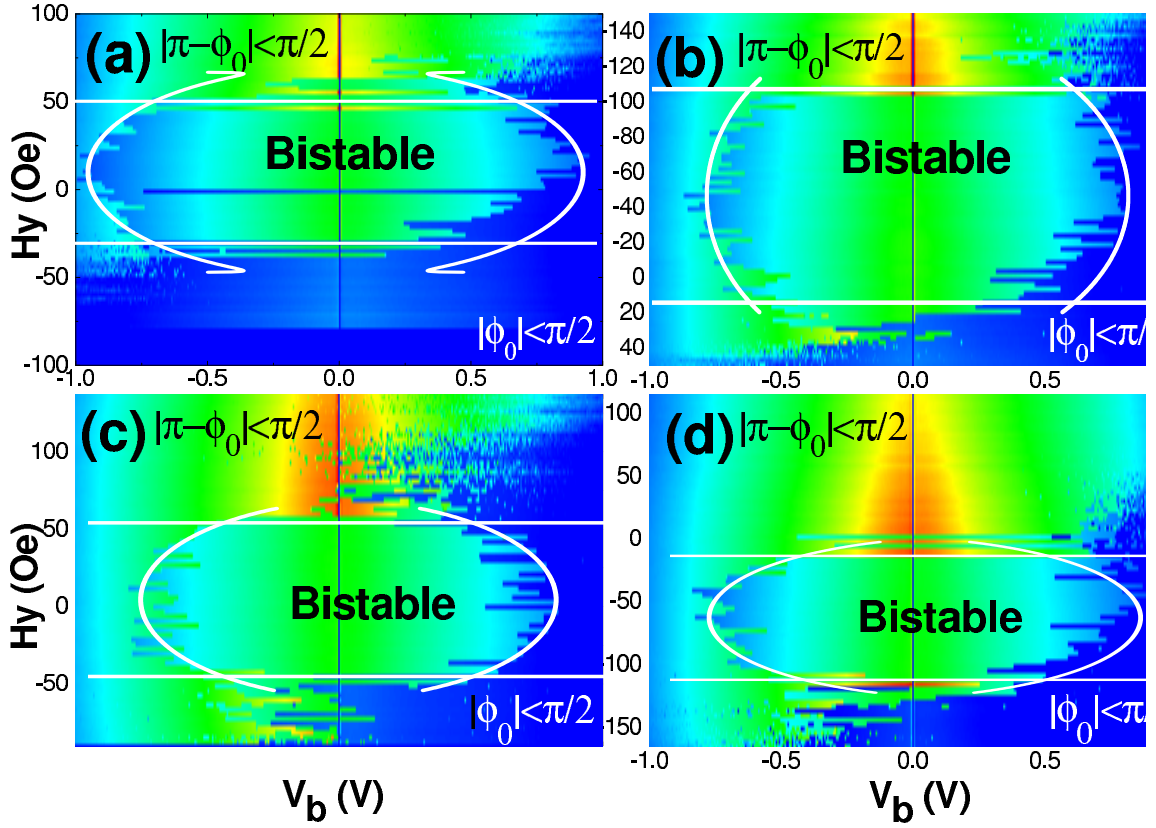


FIG. 4.20 : Diagrammes de phase transverses pour des jonctions tunnel magnétiques de caractéristiques : $A = 50 \times 100 \text{ nm}^2$, $R_P = 3314 \Omega$, $TMR = 77\%$ (a), $A = 50 \times 100 \text{ nm}^2$, $R_P = 3773 \Omega$, $TMR = 79.8\%$ (b), $A = 40 \times 90 \text{ nm}^2$, $R_P = 5114 \Omega$, $TMR = 79\%$ (c) et $A = 50 \times 100 \text{ nm}^2$, $R_P = 6348 \Omega$, $TMR = 72\%$ (d). Les lignes blanches sont les lignes critiques des diagrammes de phase, obtenues à partir des paramètres donnés dans le tableau 4.2.

d'un diagramme de phase sous champ longitudinal. Le champ d'anisotropie est près de deux fois plus élevé. Toutefois, l'amplitude du transfert de spin a_1/α est du même ordre de grandeur. Ces différences sont attribuées au désalignement entre le champ appliqué et l'axe difficile. En effet, nous ne prenons pas en compte la contribution d'un champ longitudinal non négligeable H_x qui pourrait distordre le diagramme de phase et augmenter le champ d'anisotropie apparent.

La très faible valeur du champ démagnétisant est surprenante mais correspond bien à la forme bombée du diagramme de phase obtenu. En effet, d'après les équations 4.64 et 4.65, cette forme apparaît lorsque $H_d < 3.742H_{an}$. Dans le cas contraire $H_d > 3.742H_{an}$, la courbure est inversée : la formule de Sun [14] $V_c \propto 1/\cos\phi_0$ s'applique et la tension critique de renversement d'aimantation augmente avec le champ extérieur, comme démontré

MTJ	a	b	c	d
A	$50 \times 100 \text{ nm}^2$	$50 \times 100 \text{ nm}^2$	$40 \times 90 \text{ nm}^2$	$50 \times 100 \text{ nm}^2$
H_{an}	58 Oe	87 Oe	68.6 Oe	70 Oe
H_d	64.5 Oe	98 Oe	75.98 Oe	106 Oe
a_1/α	95 Oe/V	171 Oe/V	129 Oe/V	145 Oe/V
$(ab_2 + a_2)/\alpha$	≈ 0	≈ 0	≈ 0	≈ 0

TAB. 4.2 : Valeurs des paramètres magnétiques et électriques des jonctions tunnel magnétiques étudiées sur la figure 4.20.

expérimentalement par Urazhdin et al. [30] et Mancoff et al. [31]. Comme nous l'avons vu précédemment, le faiblesse du champ démagnétisant peut être attribué à une importante activation thermique dans la couche libre.

La différence entre nos résultats et ceux de Devolder et al. [28], Saito et al. [29], Urazhdin et al. [30] et Mancoff et al. [31] tient donc en deux éléments. Tout d'abord le mode de retournement : Devolder et al. [28] et Saito et al. [29] utilisent une impulsion de courant pour renverser l'aimantation et se servent du champ transverse pour initier un renversement précessionnel de l'aimantation de la couche libre, tandis que Urazhdin et al. [30], Mancoff et al. [31] et nous-même utilisons un courant continu. En second lieu, l'activation thermique, et donc l'amplitude effective du champ démagnétisant, n'est pas la même selon les expériences et il semble que les échantillons que nous utilisons subissent une activation thermique particulièrement importante.

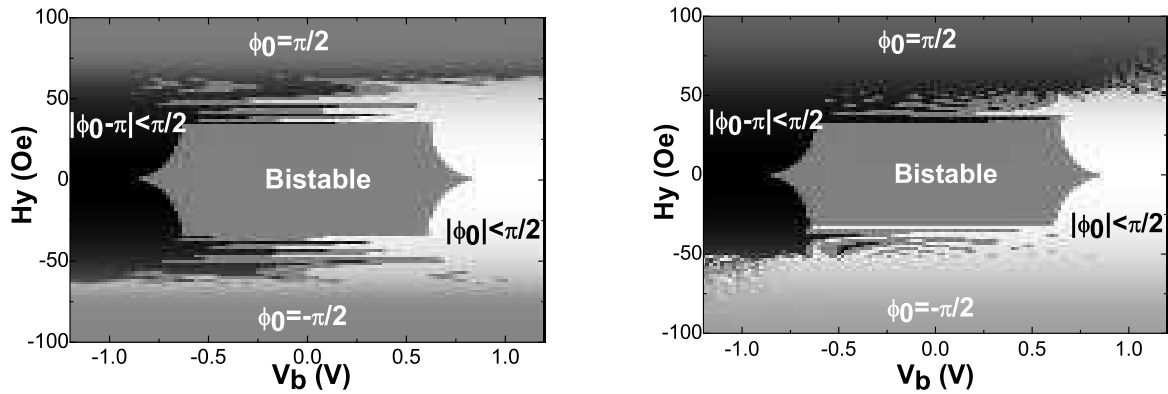


FIG. 4.21 : Diagramme de phase pour les paramètres de l'échantillon (c) du tableau 4.2 en champ extérieur transverse, $\theta = 90^\circ$ (a) et $\theta = 85^\circ$ (b). θ est l'angle entre le champ extérieur et l'axe de facile aimantation.

La figure 4.21 présente les résultats des simulations effectuées pour un champ appliqué à

90° (selon l'axe difficile). La forme globale est similaire à celles obtenues expérimentalement et analytiquement. Lorsque $H_y > \pm H_{an}$, l'aimantation est à 90° et le transfert de spin n'a plus d'influence sur l'état magnétique de la couche. Les zones d'instabilités apparaissent pour $H_{an} > H_y > H_{an}\sqrt{2}/2$ et confirment le diagramme de phase analytique (figure 4.12). Toutefois, la forme exacte de la dépendance des tensions critiques de renversement en fonction du champ n'est pas celle du diagramme analytique. C'est pourtant le diagramme analytique qui semble le mieux correspondre aux diagrammes expérimentaux.

La figure 4.21 à droite présente les résultats des calculs pour un champ appliqué à 85° de l'axe de facile aimantation. On retrouve le schéma général des zones de stabilité (symétriques non plus par rapport à l'axe des champs mais par rapport à l'origine) mais avec l'apparition d'excitations de part et d'autre de la zone de stabilité. Ces excitations sont dues à la compétition entre le couple de transfert de spin et la composante longitudinale du champ extérieur.

Notons pour finir que les excitations magnétiques ont lieu à des tensions bien moins élevées que lorsque le champ extérieur est appliqué selon l'axe facile. Des études expérimentales et micromagnétiques ont été menées sur ces excitations par champ transverse [32, 33]. La particularité de telles oscillations, outre leur apparition à des densités de courants critiques plus faibles que pour les champs longitudinaux, est la présence de sauts de modes. En effet, l'analyse de la fréquence en fonction du courant montre que l'aimantation peut sauter d'un mode de précession à un autre [34]. Enfin, ces précessions présentent un grand intérêt dans la mesure où leur facteur de qualité (rapport de la fréquence d'oscillation sur la largeur de raie) est bien supérieur à celui des excitations en champ longitudinal et permettent d'obtenir des largeurs de raies inférieures à 10 MHz [32, 33].

4.3.3 Comparaison avec les vannes de spin métalliques

Le tableau 4.3 récapitule les valeurs obtenues dans nos mesures ainsi que celles mesurées par Grollier et al. [15] (Co/Cu/Co), Deac et al. [7] ([CoFe/Cu]_n/Cu/[CoFe/Co]_n), Yakagami et al. [35] (CoFe/Cu/CoFe et CoFeB/Cu/CoFeB) pour les vannes de spin métalliques et Huai et al. [21] (CoFeB/MgO/CoFeB et CoFeB/AlO_x/CoFeB) pour les JTM. Comme le transfert de spin est un phénomène principalement interfacial, on peut écrire l'amplitude du couple de transfert de spin sous la forme $a_1 = \eta/M_s d A$ où le paramètre η définit l'efficacité du transfert de spin sur la couche libre d'épaisseur d , M_s est l'aimantation à saturation de la couche libre et A est l'aire de la jonction. Ainsi, la densité de courant critique de renversement s'écrit [14, 21] :

$$J_c \approx \frac{\alpha}{\eta} \frac{2e}{\hbar} 2\pi M_s^2 d \Rightarrow \frac{\eta}{\alpha} = \frac{2e}{\hbar} \frac{2\pi M_s^2 d}{J_c} \quad (4.73)$$

	RA $\Omega.\mu\text{m}^2$	M_s emu.cm^{-3}	J_c $\times 10^6 \text{A.cm}^{-2}$	η/α
MTJ-MgO	20	800 (20)	3	101 (63×10^{-3})
CoFeB/MgO/CoFeB [21]	50	800	2.5	122
CoFeB/AlOx/CoFeB [21]	15	800	8.5	35
Co/Cu/Co [15]	0.04	1400	12	78
F ₁ /Cu/F ₂ [7]	0.15	1270	15	74
CoFe/Cu/CoFe [35]	0.08	1900	40	43
CoFeB/Cu/CoFeB [35]	0.06	750	4	53.7

TAB. 4.3 : *Produit RA, aimantation à saturation, courant critique de renversement d'aimantation et efficacité du transfert de spin (normalisée par le coefficient d'amortissement de Gilbert) pour différentes structures métalliques et tunnel. La ligne intitulée MTJ-MgO synthétise les résultats obtenus sur nos échantillons. La valeur de l'aimantation à saturation est la valeur standard pour le CoFeB et les valeurs données entre parenthèses sont celles obtenues pour $H_d = 250 \text{ Oe}$.*

La dernière colonne du tableau 4.3 présente le rapport entre l'efficacité du transfert de spin η et le coefficient d'amortissement de l'aimantation α . L'efficacité η/α mesurée sur nos jonctions est comparable à l'efficacité trouvée pour les JTM de MgO de Huai et al. [21]. La densité de courant critique est généralement plus faible dans les JTM que dans les vanes de spin métalliques, tandis que la meilleure efficacité du transfert de spin est obtenue dans les JTM à base de MgO, bien qu'elle ne soit que 1.5 fois plus forte que dans les meilleures vanes de spin [15]. Cependant, l'optimisation des vanes de spin (utilisation de CoFeB en particulier) permet d'obtenir des densités de courant critiques comparables, voire inférieures, à celles mesurées sur les jonctions tunnel magnétiques à base d'AlOx.

4.4 Conclusion

Dans ce dernier chapitre, nous avons tenté de mettre en évidence, à travers les mesures de diagrammes de phase statiques et des simulations macrospin, les spécificités du transfert de spin dans les jonctions tunnel magnétiques. Nous avons montré comment les composantes non linéaires du transfert de spin interviennent à travers les lignes critiques du diagramme de phase statiques des jonctions tunnel magnétiques.

Pourtant, l'analyse des diagrammes de phase expérimentaux n'a pas permis de déterminer le terme b_j , si important dans les études dynamiques. En effet, ce terme se comporte comme un champ effectif et modifie légèrement les champs de renversement d'aimantation en fonction

de la tension. En revanche, le courant critique de renversement n'est pas affecté par ces termes, puisque l'amortissement de Gilbert cache le terme b_j dans la formulation des lignes critiques.

Enfin, l'étude des diagrammes de phase en configuration longitudinale donne un champ démagnétisant très faible et une amplitude du transfert de spin du même ordre que celles trouvées dans la littérature. L'amplitude du champ démagnétisant est confirmé par les diagrammes de phase en configuration transverse dont la forme ne peut être expliquée qu'en considérant un champ démagnétisant inférieur à $3.74H_{an}$. Ces caractéristiques semblent indiquer une contribution significative de l'activation thermique de la couche libre, due au faible volume de la couche combiné à une aimantation à saturation réduite. L'influence de la température sur les diagrammes de phase est en cours d'approfondissement.

La comparaison avec les vannes de spin métalliques révèlent que le transfert de spin est légèrement plus efficace dans les JTM mais peut être du même ordre dans les vannes de spin métalliques optimisées. L'amélioration de la polarisation effective du courant ne permettant pas de gagner un ordre de grandeur sur la densité de courant critique, la réduction de l'aimantation à saturation est une solution privilégiée pour atteindre des densités de l'ordre de 10^5A/cm^2 .

Bibliographie

- [1] D. Houssameddine, U. Ebels, B. Delaët, B. Rodmacq, I. Firastrau, F. Ponthenier, M. Brunet, C. Thirion, J.-P. Michel, L. Prejbeanu-Buda, M.-C. Cyrille, O. Redon et B. Dieny, *Nature Materials* **6**, 447 (2007).
- [2] S. Petit, C. Baraduc, C. Thirion, U. Ebels, Y. Liu, M. Li, P. Wang et B. Dieny, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 077203 (2007).
- [3] S.S.P. Parkin, N. More et K.P. Roche, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2304 (1990).
- [4] J. L. Leal et M. H. Kryder, *J. Appl. Phys.* **83**, 3720 (1998); Y. Huai, J. Zhang, G. W. Anderson, P. Rana, S. Funada, C.-Y. Hung, M. Zhao et S. Tran, *J. Appl. Phys.* **85**, 5528 (1999).
- [5] S. Zhang, P. M. Levy, A. C. Marley et S. S. P. Parkin, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3744 (1997).
- [6] J. C. Slonczewski, *Phys. Rev. B* **71**, 024411 (2005).
- [7] A. Deac, K. J. Lee, Y. Liu, O. Redon, M. Li, P. Wang, J. P. Nozières et B. Dieny, *Phys. Rev. B* **73**, 064414 (2006); A. Deac, Thèse, Université Joseph Fourier, Grenoble (2005).
- [8] L. Berger, *Phys. Rev. B* **54**, 9353 (1996).
- [9] J. C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L1 (1996).
- [10] Y. B. Bazaliy, B. A. Jones et S.-C. Zhang, *Phys. Rev. B* **57**, R3213 (1998).
- [11] M. Tsoi, A.G.M. Jansen, J. Bass, W.C. Chiang, M. Seck, V. Tsoi et P. Wyder, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4281 (1998).
- [12] E. B. Myers, D. C. Ralph, J. A. Katine, R. N. Louie et R. A. Buhrman, *Science* **285**, 867 (1999).
- [13] J. A. Katine, F. J. Albert, R. A. Buhrman, E. B. Myers et D. C. Ralph, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3149 (2000).
- [14] J. Z. Sun, *Phys. Rev. B* **62**, 570 (2000).
- [15] J. Grollier, V. Cros, H. Jaffrès, A. Hamzic, J. M. George, G. Faini, J. Ben Youssef, H. Le Gall et A. Fert, *Phys. Rev. B* **67**, 174402 (2003).
- [16] J. Xiao, A. Zangwill et M. D. Stiles, *Phys. Rev. B* **72**, 014446 (2005).

- [17] H. Morise et S. Nakamura, Phys. Rev. B **71**, 014439 (2005).
- [18] M. D. Stiles et J. Miltat, Spin Transfer Torque and Dynamics, *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures III*, Springer Verlag (2005).
- [19] J. C. Sankey, Y.-T. Cui, R. A. Buhrman, D. C. Ralph, J. Z. Sun et J. C. Slonczewski, à paraître.
- [20] G. D. Fuchs, J. C. Sankey, V. S. Pribiag, L. Qian, P. M. Braganca, A. G. F. Garcia, E. M. Ryan, Zhi-Pan Li, O. Ozatay, D. C. Ralph et R. A. Buhrman, Appl. Phys. Lett. **91**, 062507 (2007).
- [21] Y. Huai, M. Pakala, Z. Diao, D. Apalkov, Y. Ding et A. Panchula, J. Magn. Magn. Mater. **304**, 88 (2006).
- [22] R. H. Koch, J. A. Katine et J. Z. Sun, Phys. Rev. Lett. **92**, 088302 (2004).
- [23] G. D. Fuchs, I. N. Krivorotov, P. M. Braganca, N. C. Emley, A. G. F. Garcia, D. C. Ralph et R. A. Buhrman, Appl. Phys. Lett. **86**, 152509 (2005); G. D. Fuchs, J. A. Katine, S. I. Kiselev, D. Mauri, K. S. Wooley, D. C. Ralph et R. A. Buhrman, Phys. Rev. Lett. **96**, 186603 (2006).
- [24] M. A. Zimmler, B. Özyilmaz, W. Chen, A. D. Kent, J. Z. Sun, M. J. Rooks et R. H. Koch, Phys. Rev. B **70**, 184438 (2004).
- [25] Y. Higo, K. Yamane, K. Ohba, H. Narisawa, K. Bessho, M. Hosomi et H. Kano, Appl. Phys. Lett. **87**, 082502 (2005).
- [26] M. Yoshikawa, T. Ueda, H. Aikawa, N. Shimomura, E. Kitagawa, M. Nakayama, T. Kai, K. Nishiyama, T. Nagase, T. Kishi, S. Ikegawa et H. Yoda, J. Appl. Phys. **101**, 09A511 (2007).
- [27] I. N. Krivorotov, N. C. Emley, A.G. F. Garcia, J.C. Sankey, S. I. Kiselev, D. C. Ralph et R. A. Buhrman, Phys. Rev. Lett. **93**, 166603 (2004).
- [28] T. Devolder, P. Crozat, J.-V. Kim, C. Chappert, K. Ito, J. A. Katine et M. J. Carey, Appl. Phys. Lett. **88**, 152502 (2006).
- [29] Y. Saito, T. Inokuchi, H. Sugiyama et K. Inomata, Eur. Phys. J. B, (2007). DOI : 10.1140/epjb/e2007-00083-9.
- [30] S. Urazhdin, H. Kurt, M. AlHajDarwish, N. O. Birge, W. P. Pratt Jr. et J. Bass, J. Appl. Phys. **97**, 10C701 (2005).
- [31] F. B. Mancoff, R. W. Dave, N. D. Rizzo, T. C. Eschrich, B. N. Engel et S. Tehrani, Appl. Phys. Lett. **83**, 1596 (2003).
- [32] I. N. Krivorotov, N. C. Emley, J. C. Sankey, S. I. Kiselev, D. C. Ralph et R. A. Buhrman, Science **307**, 228 (2005).

-
- [33] J. C. Sankey, I. N. Krivorotov, S. I. Kiselev, P. M. Braganca, N. C. Emley, R. A. Buhrman et D. C. Ralph, *Phys. Rev. B* **72**, 224427 (2005).
- [34] B. Montigny, Thèse, Université Paris-Sud, Orsay (2007).
- [35] K. Yagami, A. A. Tulapurkar, A. Fukushima et Y. Suzuki, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 5634 (2004).

Conclusion Générale

Le sujet de cette thèse était initialement la réalisation de jonctions tunnel magnétiques de faible résistance, dans le but d'observer les effets du transfert de spin dans ces jonctions. Quelques mois après le début de cette thèse, les premières observations du transfert de spin dans les JTM à base d'alumine ont légèrement modifié le projet initial. En effet, le besoin impératif de comprendre la physique du phénomène nouvellement observé nous a amené à nous intéresser à la théorie du transfert de spin dans ces jonctions. Enfin, dans la suite de la collaboration avec K.-J. Lee sur ce thème, nous avons eu l'opportunité d'entamer avec Samsung une étude sur l'observation du transfert de spin dans des jonctions tunnel magnétiques.

Nous nous sommes attachés à mettre en lumière les aspects fondamentaux des thèmes abordés, tout en restant en lien étroit avec l'évolution très rapide du domaine et les découvertes régulières sur le transfert de spin. C'est ainsi que nous avons pu nous intéresser à trois domaines différents qui forment les trois piliers de la recherche actuelle sur les JTM : l'optimisation des JTM (en particulier la barrière tunnel), la théorie du transport non colinéaire et le renversement d'aimantation induit par courant dans ces structures.

Comme nous l'avons vu au cours du chapitre 2, la maîtrise de l'état d'oxydation des barrières d'oxyde est une des étapes clés dans la réalisation des jonctions tunnel magnétiques. Les états d'interfaces régissant le transport tunnel, il est impératif de contrôler précisément la présence de l'oxygène au niveau de ces interfaces, ainsi que l'homogénéité (voire la cristallinité dans le cas du MgO) de la barrière. En reprenant les études entamées précédemment dans la thèse de S. Monso, nous avons montré que les états électroniques d'interface sont intimement liés à l'anisotropie magnétique sur cette interface. L'analyse de cette énergie d'anisotropie à travers le basculement d'anisotropie magnétique a révélé le rôle prépondérant de l'oxygène dans la levée de dégénérescence des bandes électroniques responsables de l'aimantation et de la polarisation du courant aux interfaces. Le rôle de la température de recuit a aussi souligné la complexité des phénomènes en jeu dans les tricouches considérées et de nouvelles recherches, sur le rôle du Pt notamment, sont en cours de réalisation. Des calculs *ab-initio* sont aussi actuellement en cours afin de confirmer le rôle de l'hybridation entre l'oxygène et le cobalt, et d'approfondir notre connaissance de ce phénomène.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, la structure électronique des matériaux ferromagnétiques utilisés est à l'origine de phénomènes macroscopiques fondamentaux, comme la polarisation en spin du courant électrique. Nous avons étudié au chapitre 3 la réciproque de l'effet magnétorésistif, le transfert de spin. Après avoir décrit l'origine microscopique du transfert de spin, nous avons analysé les caractéristiques macroscopiques des composantes du couple de transfert de spin exercé par les électrons itinérants sur l'aimantation locale. Au même moment, deux équipes (celle de W.H. Butler aux Etats-Unis et de J. Barnas en Pologne) prédisaient des résultats similaires aux nôtres : le transfert de spin possède deux composantes, l'une linéaire et l'autre quadratique en tension. Ces résultats ont été confirmés expérimentalement la même année par le groupe de R. A. Buhrman et D.C. Ralph à l'Université de Cornell aux Etats-Unis. La rapidité avec laquelle ces prédictions théoriques sont apparues et ont été testées traduit le dynamisme du domaine de l'électronique de spin et en particulier la réactivité des équipes de recherche sur le transfert de spin. Après la description du transfert de spin dans une jonction tunnel magnétique, nous avons analysé l'effet des impuretés sur le transfert de spin. Nous avons montré que la présence d'impuretés peut ainsi modifier profondément ces quantités, en particulier en jouant le rôle d'un filtre de spin permettant d'inverser le transfert de spin. Cette influence n'est pas sans rappeler les effets de résonance d'interface décrits par l'équipe de E.Y. Tsybal, évoqués au chapitre 2.

L'observation du transfert de spin dans les jonctions tunnel magnétique est particulièrement délicate puisque la jonction doit être soumise à des tensions importantes, proches du seuil de claquage. La réalisation de JTM de bonnes caractéristiques électroniques et magnétiques est donc impérative et requière des conditions de fabrication très exigeantes (vide poussé, lithographie électronique) que seuls quelques laboratoires et des entreprises industrielles majeures sont capables de réaliser avec une bonne reproductibilité. La collaboration sur ce thème avec Samsung a donc permis d'observer le renversement d'aimantation induit par courant. Nous avons montré dans le chapitre 4 que l'influence du transfert de spin pouvait être analysée à travers les diagrammes de phase statiques de ces jonctions tunnel. Nous n'avons toutefois pas pu observer d'effet convaincant du champ effectif induit par courant, car seule une étude de la dynamique d'aimantation peut révéler l'ampleur et l'influence de cette composante. L'influence des fluctuations thermiques sur les champs et tensions de renversement d'aimantation a été évoquée et est actuellement en cours d'étude. Enfin, la comparaison entre nos résultats et ceux de la littérature montre une meilleure efficacité du transfert de spin dans les JTM comparées aux vannes de spin métalliques.

Beaucoup de travail reste à faire tant sur l'optimisation des jonctions tunnel magnétiques (en particulier les études *ab-initio* et les systèmes cristallins), sur la compréhension du transfert de spin dans les JTM (en particulier le rôle des magnons), et sur la dynamique d'aimantation (le comportement à tension élevée reste un domaine peu exploré). Les appli-

cations ne manquent pas, des têtes de lecture aux MRAM et si le nombre très important de réalisations fondamentales semble avoir quelque peu saturé la recherche sur le transfert de spin, de nombreuses voies sont actuellement en cours de défrichage (systèmes magnétiques inhomogènes, électronique de spin dans les antiferromagnétiques, dynamique d'aimantation à haute température, injection de courant polarisé dans les semiconducteurs). Des découvertes de l'envergure de la GMR en 1988 et du transfert de spin en 1996 sont en cours de maturation et risquent de provoquer des rebondissements inattendus dans les années à venir.

Annexes

Fonctions d'onde dans une jonction tunnel magnétique

Fonctions d'onde dépendantes du spin

Posons dans un premier temps les sous-fonctions qui seront utilisées par la suite :

$$\begin{aligned}
 q_0^2 &= \frac{2m}{\hbar^2} (U - E_F) \\
 q(x) &= \sqrt{q_0^2 - \frac{2m}{\hbar^2} \left(\frac{x - x_1}{x_2 - x_1} eV - \epsilon \right) + \kappa^2} \\
 q_1 &= q(x_1) \\
 q_2 &= q(x_2) \\
 k_{1(2)} &= \sqrt{\left(k_F^{\uparrow(\downarrow)} \right)^2 - \frac{2m}{\hbar^2} \epsilon - \kappa^2} \\
 k_{3(4)} &= \sqrt{\left(k_F^{\uparrow(\downarrow)} \right)^2 - \frac{2m}{\hbar^2} (\epsilon - eV) - \kappa^2} \\
 E(x_i, x_j) &= \exp \int_{x_i}^{x_j} q(x) dx \\
 E_n &= E(x_1, x_2)
 \end{aligned}$$

où E_F est l'énergie de Fermi, U est la hauteur de la barrière, V est la tension appliquée et $\epsilon = E_F - E$, E étant l'énergie des électrons. Nous définissons ensuite :

$$\begin{aligned}
 \Psi(q_1, k_i, q_2, k_j) &= E_n(q_1 - ik_i)(q_2 - ik_j) - E_n^{-1}(q_1 + ik_i)(q_2 + ik_j) \\
 \phi(q_1, k_i, q_2, k_j) &= E_n(q_1 + ik_i)(q_2 - ik_j) - E_n^{-1}(q_1 - ik_i)(q_2 + ik_j) \\
 den &= \Psi(q_1, k_1, q_2, k_3)\Psi(q_1, k_2, q_2, k_4)(1 + \cos \theta) + \Psi(q_1, k_2, q_2, k_3)\Psi(q_1, k_1, q_2, k_4)(1 - \cos \theta) \\
 r_1^\uparrow &= \frac{1}{den} [\phi(q_1, k_1, q_2, k_3)\Psi(q_1, k_2, q_2, k_4)(1 + \cos \theta) + \phi(q_1, k_1, q_2, k_4)\Psi(q_1, k_2, q_2, k_3)(1 - \cos \theta)] \\
 r_3^\uparrow &= \frac{1}{den} [\phi(q_2, k_3, q_1, k_1)\Psi(q_1, k_2, q_2, k_4)(1 + \cos \theta) + \phi(q_2, k_3, q_1, k_2)\Psi(q_1, k_1, q_2, k_4)(1 - \cos \theta)]
 \end{aligned}$$

Les électrons issus du réservoir de gauche, L, possèdent les fonctions d'onde suivantes :

$$\begin{aligned}
\Psi_L^{\uparrow(\dagger)}(-\infty < x < x_1) &= \frac{1}{\sqrt{k_1}} \left[e^{ik_1(x-x_1)} - r_1^{\uparrow} e^{-ik_1(x-x_1)} \right] \\
\Psi_L^{\downarrow(\dagger)}(-\infty < x < x_1) &= \frac{8q_1q_2\sqrt{k_1}(k_3 - k_4) \sin \theta}{den} e^{-ik_2(x-x_1)} \\
\Psi_L^{\uparrow(\dagger)}(x_1 < x < x_2) &= \frac{2}{iden} \sqrt{\frac{k_1q_1}{q(x)}} \left\{ E(x_2, x) [\Psi(q_1, k_2, q_2, k_4)(q_2 + ik_3)(1 + \cos \theta) \right. \\
&\quad + \Psi(q_1, k_2, q_2, k_3)(q_2 + ik_4)(1 - \cos \theta)] \\
&\quad + E^{-1}(x_2, x) [\Psi(q_1, k_2, q_2, k_4)(q_2 - ik_3)(1 + \cos \theta) \\
&\quad \left. + \Psi(q_1, k_2, q_2, k_3)(q_2 - ik_4)(1 - \cos \theta)] \right\} \\
\Psi_L^{\downarrow(\dagger)}(x_1 < x < x_2) &= \frac{4q_2}{den} \sqrt{\frac{k_1q_1}{q(x)}} (k_3 - k_4) \sin \theta \left[E(x_1, x)(q_1 - ik_2) + E^{-1}(x_1, x)(q_1 + ik_2) \right] \\
\Psi_L^{\uparrow(\dagger)}(x_2 < x < \infty) &= \frac{4}{iden} \sqrt{k_1q_1q_2} \left[e^{ik_3(x-x_2)} \Psi(q_1, k_2, q_2, k_4)(1 + \cos \theta) \right. \\
&\quad \left. + e^{ik_4(x-x_2)} \Psi(q_1, k_2, q_2, k_3)(1 - \cos \theta) \right] \\
\Psi_L^{\downarrow(\dagger)}(x_2 < x < \infty) &= \frac{4}{iden} \sqrt{k_1q_1q_2} \left[e^{ik_3(x-x_2)} \Psi(q_1, k_2, q_2, k_4) - e^{ik_4(x-x_2)} \Psi(q_1, k_2, q_2, k_3) \right] \sin \theta
\end{aligned}$$

Les électrons issus du réservoir droit, R, sont décrits par les fonctions d'onde suivantes :

$$\begin{aligned}
\Psi_R^{\uparrow(\dagger)}(-\infty < x < x_1) &= \frac{8}{iden} \sqrt{q_1q_2k_3} \Psi(q_1, k_2, q_2, k_4) \cos \frac{\theta}{2} e^{-ik_1(x-x_1)} \\
\Psi_R^{\downarrow(\dagger)}(-\infty < x < x_1) &= \frac{8}{iden} \sqrt{q_1q_2k_3} \Psi(q_1, k_1, q_2, k_4) \sin \frac{\theta}{2} e^{-ik_2(x-x_1)} \\
\Psi_R^{\uparrow(\dagger)}(x_1 < x < x_2) &= \frac{4}{iden} \sqrt{\frac{k_3q_2}{q(x)}} \Psi(q_1, k_2, q_2, k_4) \cos \frac{\theta}{2} \left[E(x_1, x)(q_1 - ik_1) + E^{-1}(x_1, x)(q_1 + ik_1) \right] \\
\Psi_R^{\downarrow(\dagger)}(x_1 < x < x_2) &= \frac{4}{iden} \sqrt{\frac{k_3q_2}{q(x)}} \Psi(q_1, k_1, q_2, k_4) \sin \frac{\theta}{2} \left[E(x_1, x)(q_1 - ik_2) + E^{-1}(x_1, x)(q_1 + ik_2) \right] \\
\Psi_R^{\uparrow(\dagger)}(x_2 < x < \infty) &= \cos \frac{\theta}{2} \frac{1}{\sqrt{k_3}} \left[e^{-ik_3(x-x_2)} - r_3^{\uparrow} e^{ik_3(x-x_2)} \right] + \sin \frac{\theta}{2} \frac{\sin \theta}{\sqrt{k_3}} \frac{8q_1q_2k_3(k_1 - k_2)}{den} e^{ik_4(x-x_2)} \\
\Psi_R^{\downarrow(\dagger)}(x_2 < x < \infty) &= \sin \frac{\theta}{2} \frac{1}{\sqrt{k_3}} \left[e^{-ik_3(x-x_2)} - r_3^{\uparrow} e^{ik_3(x-x_2)} \right] - \cos \frac{\theta}{2} \frac{\sin \theta}{\sqrt{k_3}} \frac{8q_1q_2k_3(k_1 - k_2)}{den} e^{ik_4(x-x_2)}
\end{aligned}$$

Pour obtenir $\Psi^{\downarrow(\dagger)}$ et $\Psi^{\uparrow(\dagger)}$ à partir de $\Psi^{\uparrow(\dagger)}$ et $\Psi^{\downarrow(\dagger)}$, θ doit être remplacé par $-\theta$ et k_1 (k_3) par k_2 (k_4) dans les formules ci-dessus.

Fonctions de Green non perturbées

Nous donnons seulement les fonctions de Green qui apparaissent dans 4.4. La fonction de Green avancée G^A est le complexe conjugué de la fonction de Green retardée G^R .

$$\begin{aligned}
G_{0\uparrow\uparrow}^R(x_0, x) &= -\frac{e^{ik_1(x-x_1)}}{den} \sqrt{\frac{q_1}{q(x_0)}} \{E(x_2, x_0) [\Psi(q_1, k_2, q_2, k_3)(q_2 + ik_4)(1 - \cos \theta) \\
&\quad + \Psi(q_1, k_2, q_2, k_4)(q_2 + ik_3)(1 + \cos \theta)] \\
&\quad + E^{-1}(x_2, x_0) [\Psi(q_1, k_2, q_2, k_3)(q_2 - ik_4)(1 - \cos \theta) \\
&\quad + \Psi(q_1, k_2, q_2, k_4)(q_2 - ik_3)(1 + \cos \theta)]\} = G_{0\uparrow\uparrow}^R(x, x_0) \\
G_{0\downarrow\uparrow}^R(x_0, x) &= \frac{2 \sin \theta (k_3 - k_4) q_2}{iden} e^{-ik_1(x-x_1)} \sqrt{\frac{q_1}{q(x_0)}} \{E(x_1, x_0)(q_1 - ik_2) + E^{-1}(x_1, x_0)(q_1 + ik_2)\} \\
&= G_{0\downarrow\uparrow}^R(x, x_0) \\
G_{0\uparrow\uparrow}^R(x_0, x_0) &= -\frac{1}{2denq(x_0)} \{E(x_2, x_0) [\Psi(q_1, k_2, q_2, k_3)(q_2 + ik_4)(1 - \cos \theta) \\
&\quad + \Psi(q_1, k_2, q_2, k_4)(q_2 + ik_3)(1 + \cos \theta)] \\
&\quad + E^{-1}(x_2, x_0) [\Psi(q_1, k_2, q_2, k_3)(q_2 - ik_4)(1 - \cos \theta) \\
&\quad + \Psi(q_1, k_2, q_2, k_4)(q_2 - ik_3)(1 + \cos \theta)]\} \\
&\quad \times \{E(x_1, x_0)(q_1 - ik_1) + E^{-1}(x_1, x_0)(q_1 + ik_1)\} \\
G_{0\downarrow\uparrow}^R(x_0, x_0) &= \frac{\sin \theta (k_3 - k_4)}{2idenq(x_0)} [E(x_1, x_0)(q_1 - ik_2) + E^{-1}(x_1, x_0)(q_1 + ik_2)] \\
&\quad \times [E(x_1, x_0)(q_1 - ik_1) + E^{-1}(x_1, x_0)(q_1 + ik_1)]
\end{aligned}$$

Pour obtenir $G_{0\uparrow\downarrow}^R$ à partir de $G_{0\downarrow\uparrow}^R$, nous devons remplacer k_1 (k_3) par k_2 (k_4) et θ par $-\theta$. Pour obtenir $G_{0\downarrow\downarrow}^R$ à partir de $G_{0\uparrow\uparrow}^R$, nous devons seulement remplacer k_1 (k_3) par k_2 (k_4).

Fonctions de Green perturbées

Les fonctions de Green avancées ont l'expression suivante :

$$\begin{aligned}
G_{\uparrow\uparrow}^A(x_0, x) &= \frac{1}{Den^*} \{G_{0\uparrow\uparrow}^A(x_0, x) (1 - WG_{0\downarrow\downarrow}^A(r_0, r_0)) + WG_{0\uparrow\downarrow}^A(r_0, r_0)G_{0\downarrow\uparrow}^A(x_0, x)\} \\
G_{\downarrow\uparrow}^A(x_0, x) &= \frac{1}{Den^*} \{G_{0\downarrow\uparrow}^A(x_0, x) (1 - WG_{0\uparrow\uparrow}^A(r_0, r_0)) + WG_{0\downarrow\uparrow}^A(r_0, r_0)G_{0\uparrow\uparrow}^A(x_0, x)\} \\
Den &= [1 - WG_{0\uparrow\uparrow}^R(r_0, r_0)] [1 - WG_{0\downarrow\downarrow}^R(r_0, r_0)] - W^2 G_{0\uparrow\downarrow}^R(r_0, r_0)G_{0\downarrow\uparrow}^R(r_0, r_0) \\
G_{\sigma\sigma'}^\alpha(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0) &= \frac{a_0^2}{2\pi} \int_0^{2\sqrt{\pi}/a_0} G_{\sigma\sigma', \kappa}^\alpha(x_0, x_0) \kappa d\kappa
\end{aligned}$$

Les autres fonctions de Green sont obtenues symétriquement. $Den^* = \int_\kappa Den d\kappa$.



RÉSUMÉ

L'observation du renversement d'aimantation induit par courant polarisé (CIMS) dans les jonctions tunnel magnétiques (JTM) a ouvert de nouvelles perspectives d'applications pour l'électronique de spin, en particulier à travers les mémoires magnétiques (MRAM). Cette réalisation exige une bonne maîtrise de l'oxydation de la barrière tunnel mais aussi une connaissance approfondie du phénomène de transfert dans ces dispositifs.

En premier lieu, une étude expérimentale de l'influence de l'oxygène sur les propriétés magnétiques d'une tricoche Pt/Co/MOx (MOx est un métal oxydé) est présentée. La modification d'anisotropie magnétique due aux atomes d'oxygène peut être utilisée pour contrôler l'oxydation des barrières tunnel. Le second aspect étudié est la détermination, théorique et expérimentale, des caractéristiques du transfert de spin dans les JTM. Ces caractéristiques sont d'abord discutées à travers un modèle d'électrons libres puis estimées expérimentalement dans des JTM à travers la réalisation de diagrammes de phase statiques.

ABSTRACT

The recent observation of current-induced magnetization switching (CIMS) in magnetic tunnel junctions (MTJs) has opened new possibilities of applications for spin electronics, especially with magnetic memories (MRAM). This achievement demands the accurate control of the barrier oxidation in order to obtain MTJs with good magnetic and electronic properties. Moreover, spin transfer torque is expected to show different characteristics in MTJ compared to metallic spin valves.

In a first step, an experimental study of the influence of oxygen on the magnetic properties of a Pt/Co/MOx trilayers (MOx is an oxidized metal) is presented. These modifications may be used as a probe of the oxidation state of the tunnel barrier. In a second step, we study the specific properties of spin transfer torque in a MTJ. These properties are first described within a free electron model and then estimated experimentally in MgO-based MTJ through the measurement of static phase diagrams.

MOTS CLÉS

Electronique de spin	Transfert de spin
Transport polarisé en spin	Magnétorésistance tunnel
Jonctions tunnel magnétiques	Anisotropie magnétique