



HAL
open science

Transport dépendant du spin dans des doubles jonctions tunnel magnétiques

Guillemin Rodary

► **To cite this version:**

Guillemin Rodary. Transport dépendant du spin dans des doubles jonctions tunnel magnétiques. Matière Condensée [cond-mat]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2004. Français. NNT: . tel-00008574

HAL Id: tel-00008574

<https://theses.hal.science/tel-00008574>

Submitted on 25 Feb 2005

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.

UNIVERSITÉ PARIS 7 - DENIS DIDEROT

UFR de Physique

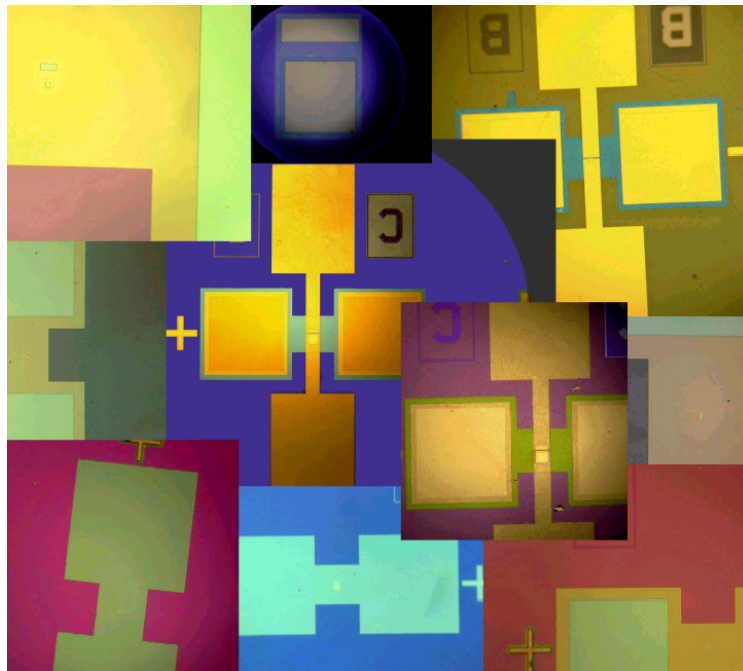
THÈSE

Spécialité : Physique des matériaux

Directeur : Albert FERT

Transport dépendant du spin dans des
doubles jonctions tunnel magnétiques

Guillemin RODARY



Soutenue le 9 décembre 2004 devant le jury :

Jean-François Bobo

Rapporteur

Albert Fert

Directeur de thèse

Jean Klein

Président

Frédéric Nguyen Van Dau

Alain Schuhl

André Thiaville

Rapporteur

Avant propos - Remerciements

Je reprends ma plume pour ajouter à ce manuscrit quelques lignes, la tête reposée de l'agitation, presque conventionnelle, de la rédaction puis de la soutenance de fin de thèse. C'est le moment et l'endroit d'adopter un point de vue un peu extérieur au travail réalisé et d'y ajouter une touche personnelle.

Une thèse est déjà pourtant très personnelle, de par son sujet, trop spécialisé pour beaucoup, et forcément par sa forme. J'ai donc essayé d'être le moins opaque possible dans le manuscrit lorsqu'il s'agissait d'analyses scientifiques spécifiques, mais également d'étendre le sujet vers d'autres problématiques grâce, principalement, aux références bibliographiques. J'espère que chaque lecteur y trouvera son compte. *La science crée de la philosophie*, dit Bachelard ; elle pose en tout cas des questions qui dépassent largement le champ de la physique, j'ai donc choisi comme en-tête de chapitres quelques citations que je voulais faire partager.

Le doctorat se présente comme un aboutissement des études et ce manuscrit est en fait un ouvrage collectif auquel ont contribué tous ceux avec qui j'ai travaillé durant mes études mais aussi tous ceux qui m'ont appris quelque chose et qui m'ont fait comme je suis aujourd'hui. J'aimerais donc faire un bilan du chemin parcouru et remercier ceux qui y ont contribué.

Je tiens à remercier en premier lieu les membres de mon jury de thèse, et en particulier les rapporteurs, à qui je dois une critique de mon travail, à la fois juste et cordiale. C'est grâce à vous que mes trois années de thèse se concrétisent en un diplôme qui restera, quoi qu'il arrive, toujours important pour moi.

Je voudrais également rappeler l'importance qu'ont eu pour ma thèse tous ceux qui m'ont appris la physique, autant d'un point de vue scolaire que de la recherche. Je pense tout d'abord à mes enseignants de lycées qui m'ont permis de m'orienter vers un cursus de physique. Nombre de mes professeurs de fac ont également beaucoup compté. Je retiendrais, et prendrais sans doute pour exemple si j'enseigne, vos cours et votre pédagogie qui, je crois, resteront une référence. Je pense que "l'esprit P7", dont tout le monde parle sans trop savoir de quoi il s'agit, y est pour beaucoup. Durant ces années à l'Université, j'ai eu la chance de faire des stages dans des labos de recherches. Merci à Jean-Luc Sida, grâce à qui j'ai pu rencontrer le monde de la recherche. Merci à Olivier Fruchart, qui m'a fait découvrir la physique du solide et le magnétisme, qui est resté mon axe d'intérêt principal.

Avant le début de ma thèse, on m'avait conseillé de la choisir en fonction de critères scientifiques liés au directeur, au laboratoire et au sujet de thèse. Aujourd'hui je m'aperçois que ces choix ont été et seront importants pour la suite. Mais l'ambiance de travail de l'équipe

d'accueil a été aussi déterminante pour la motivation de tous les jours et pour le goût que j'ai pris à la recherche. Pour ce critère également, on peut dire que j'ai eu de la chance de tomber à l'Unité mixte CNRS/Thales. A l'heure où toutes les structures de recherche se regroupent et suivent la consigne : "Big is beautiful", je crois que la petite taille conviviale du labo y est pour beaucoup dans la qualité des conditions de travail et dans la qualité du travail qui y est fait.

Outre le travail à Orsay, j'ai eu la chance pendant ces trois ans de collaborer avec plusieurs labos sans qui je n'aurais pu réaliser cette thèse. Je remercie donc les Strasbourgeois, Adrian Iovan et Daniel Stoeffler et les membres de Siemens à Erlangen, en particulier Theo Dimopoulos et Joachim Wecker : merci beaucoup pour les échantillons de qualités que vous m'avez transmis. Un merci tout particulier aux Nancéens qui m'ont également fourni des échantillons et qui sont aussi à l'origine de l'idée, du développement et de la compréhension du transistor à électrons chauds, le tritédé pour les intimes, merci Michel, François et Alain.

A l'Unité mixte, j'ai pu participer à des contrats associant des acteurs de la recherche fondamentale et des industriels, j'ai alors clairement observé le mécanisme de passage d'une idée d'un chercheur vers les problèmes de sa réalisation pratique. Même si ce n'est pas le côté de la recherche que j'apprécie le plus, cette expérience restera importante pour ma formation. Grâce à elle, j'ai pu répondre facilement et de façon crédible à la question posée mille fois à tout thésard : "Mais à quoi ça sert"... Je souhaite ici remercier Alain Friederich qui est le meneur de cette collaboration publique/Thales et qui m'a permis de faire ma thèse au laboratoire.

J'ai eu la chance d'entretenir de bons rapports avec la majorité des membres du laboratoire. J'ai pu avec tous, un jour ou l'autre, m'entretenir de questions, évidemment scientifiques, mais surtout de la vie de tous les jours. Merci à l'équipe supra, à Yves toujours disponible pour aider tous les thésards qui débarquent pour utiliser son SIMS, à Denis Créte pour ses conseils en électronique ou en œnologie, à Javier et Rozenn grâce à qui j'ai pu passer de bons moments à la lueur d'une lampe rouge à voir apparaître la mer bretonne en furie, à Éric, Sabrina et Cécile avec qui j'ai partagé des moments de calme, avant d'affronter verbalement Karim, avec qui je partage le plaisir de discussions politiques musclées, et à Jean-Pierre, qui m'a fait découvrir les calanques marseillaises et la grimpe sur des grattons de calcaire pieds nus...

Je voudrais remercier le pilier du laboratoire, Nelly. Merci pour toutes les aides que tu nous apportes et pour ta disponibilité, aussi bien auprès des "chefs" que de nous, les thésards paumés dans ce monde de la recherche... Les nombreux événements que tu organises, repas, pots de thèses ou autres, sont autant de liants entre membres du labo, nécessaires à sa cohésion et donc à sa qualité.

Je ne peux détailler tous les moments super que j'ai passé avec toute l'équipe magnétisme, que ce soit au labo, en confs ou en soirée chez les uns et les autres. En tout cas, merci à tous, merci à Pierre et Madjid toujours disponibles pour un coup de main expérimental, pour une question dont la réponse ne manquait pas d'être de la qualité d'un grand enseignant. Mais aussi merci, à

Pierre, qui a le don de trouver la chorégraphie disco qui tombe juste pour chaque morceau, je suis super jaloux, il faudra que tu m'apprennes ça et à Madjid pour ta culture théologique que tu aimes faire partager et pour toutes tes propositions de sorties falaises, j'espère qu'elles ne cesseront pas et que nous arriverons à en faire d'autres. Merci à Annie qui m'a appris les secrets de la pulvé et avec qui j'ai passé pas mal de temps à discuter en attendant que le cobalt se fasse décaper, merci pour l'aide que tu mets un point d'honneur à donner à tous les thésards. Merci Fred P pour ton "salut camarade" très cordial que tu me lance le matin (vers 11h), j'ai compris, je crois maintenant, que ton air faussement sec et détaché cache une sympathie hors norme et souvent un humour ironique que j'apprécie, merci pour ta grande culture scientifique que tu n'hésites pas à donner. Cyrile, j'ai apprécié ton arrivée au labo, ta convivialité toujours aussi grande chaque jour, merci pour tes conseils sur le STM. Merci Josette, tu es toi aussi toujours prête à aider les thésards, disponible pour bosser sur nos échantillons, mais aussi pour transmettre ton savoir-faire sur les nombreuses manip du labo, merci pour tous ce que tu m'as appris. Merci Jean Marie et Vincent, je trouve que vous représentez bien le labo : à la fois sympathiques, compétents, toujours présents pour travailler, discuter ou faire la bringue. Puissiez-vous garder les côtés antagonistes du groupe, une organisation à la fois hiérarchique et anarchique, une ambiance de travail et de détente, une ouverture d'esprit mais des idées politiques ou scientifiques précises... Merci Agnès, je garderai un très bon souvenir de l'enseignement que j'ai pu donner à Orsay avec toi, merci aussi pour l'après-midi chez vous, la piscine, le match de foot... le jardin doit encore s'en souvenir ! Merci Jean-Luc pour ton apprentissage, non pas du TEM, mais du ski de rando. Cela fait toujours plaisir de partager un loisir avec quelqu'un qui travaille avec soi, il n'était pas rare entre un calcul et une manip de parler enneigement ou de contempler des photos du Bishorn.

Un autre attrait d'un laboratoire pour un thésard... c'est les autres thésards : plus on est plus on rit et plus on est plus on s'entraide et plus les manip avancent. Chaque année une "promo" débarque, s'intègre parfaitement grâce à la promo de l'année précédente, et la troisième rédige tranquillement en donnant quelques conseils aux plus jeunes.... bref le mécanisme marche très bien. J'ai, moi aussi, profité largement de l'expérience de mes aînés, merci à eux. Je retiendrai la bonne humeur et le goût musical de Julian, les aventures de Martin B. que ce soit au labo ou en soirée, les yeux et les oreilles de Richard qui finissent la soirée debout sur le zinc, et les compils d'anthologies de Julie qui nous ont fait danser (ou plutôt se tortiller : cf. [Grolier03]) des soirées entières. Merci aussi aux deux Manuel : Manu et son dynamisme au labo, et Manolo qui n'a jamais manqué de nous faire partager un peu de son pays : le foot, le turon, la fiesta... Je souhaite aussi dire merci aux thésards de ma génération ou arrivés juste après moi : Karsten avec qui j'ai passé de très bons moments de Laguna Beach à Dresden, Nathalie : plus nos points de vues semblent diverger lors de discussions plus nous nous entendons, Martin G. qui restera quoi qu'il arrive un joyeux boute-en-train, mais attention deux PRL et un Science c'est

un peu juste, il va falloir que tu te mettes à bosser.... Je souhaite aussi plein de résultats fructueux à Olivier et Marc qui ne manqueront pas, j'en suis sûr, de les provoquer. Enfin, bon courage aux nouvelles recrues, Hélène, Anne et Sana qui vont apporter ce qu'il manquait au labo : la parité et tous ses aspects positifs.

Si ma thèse a pu avoir lieu c'est surtout grâce à une équipe plus particulièrement : Daniel Lacour, Henri Jaffrès, Frédéric Nguyen Van Dau et Albert Fert. Merci Daniel pour l'énorme apprentissage expérimentale du début de ma thèse que j'ai reçu de ta part et qui m'a permis d'être autonome. Merci beaucoup Henri pour toute tes contributions durant ces trois ans : des petits coups de pouces jusqu'aux gros apports comme tout le travail théorique sur ma thèse. Mais ces aides ne seraient pas grand chose s'il n'y avait pas eu une entente et un échange particulier entre nous : cela passe sans doute par le jazz ou une sensibilité et un goût commun aux mêmes choses. Merci donc Henri et merci à ces dénominateurs communs, je me dois ici de citer Paolo, Miles, John, Henri T., Nusfrat et bien d'autres.... Merci à l'architecte de cette thèse : Frédéric. Tu m'as permis de mener à bien ce travail, grâce à un encadrement équilibré : un suivi du travail permettant d'éviter les grosses erreurs et une liberté de travail nécessaire à la recherche. Tu m'as beaucoup aidé sur l'organisation, l'orientation, la diffusion et la valorisation du travail, ce que j'ai appris me sera indispensable pour mes années futures dans la recherche. Merci enfin Albert, c'est grâce à tes cours de DEA que je me suis orienté vers l'électronique de spin et vers l'Unité mixte. Merci de m'avoir accueilli comme nième thésard. J'ai vraiment apprécié le travail avec tous les membres de ton équipe, qui sont finalement tes recrues, ainsi que l'attention que tu portes à l'avenir de tes thésards.

Si ma thèse proprement dite s'est déroulée à Orsay, je n'aurais pu la mener à son terme sans une ouverture d'esprit vers d'autres lieux, d'autres personnes, d'autres préoccupations. Je tiens à remercier les copains du DEA et les pique-niques reposants le long de la Seine. Merci à tous les Géants et en particulier Benoît et Clément : vous ne pouvez pas savoir le grand bol d'air que c'est de se retrouver avec vous, oublier un peu la physique pour faire rire des enfants et faire peur à des parents. Merci à la Chanteloube team, à qui je dois des journées et soirées géniales. Je n'oublie pas tout les autres, comme le cubain et le magicien...

Je voudrais rendre hommage à tous les groupies qui ont contribué à faire de moi ce que je suis, je n'aurais jamais eu l'ouverture d'esprit et la curiosité qui m'ont poussé vers la recherche sans le Groupe. On chante "on choisit ses copains mais rarement sa famille", je crois que si le cas se présentait, je choisirais la mienne. Merci à mes frères, dont j'ai suivi le chemin universitaire et avec lesquels j'ai pris goût aux savoirs, merci à mes parents qui m'ont construit et tout donné.

Durant ces dernières années, je n'ai heureusement pas passé la majeure partie de mon temps sur ma thèse, mais bien avec toi, ma Véronique. Merci pour ces fabuleuses années passées ensemble.

Tables des matières

Avant propos - Remerciements	3
Tables des matières	7
Introduction	11
I. Savoirs et savoir-faire	13
I.1. Effet et magnéto-résistance tunnel	15
I.1.1. Théorie classique de l'effet tunnel	15
I.1.2. La magnéto-résistance tunnel	17
I.1.2.1. Premières expériences et premiers modèles	17
I.1.2.2. Développements récents	22
I.1.2.3. Perspectives de recherche	27
I.2. Transport d'électrons chauds	29
I.2.1. Temps de relaxation et équation du transport	29
I.2.2. Mécanismes de diffusion des électrons	32
I.2.3. L'effet de filtre à spin	34
I.3. Transistors à électrons chauds	41
I.3.1. Transistors non magnétiques	41
I.3.2. Le microscope à émission d'électrons balistiques	45
I.3.3. Le transistor à vanne de spin	47
I.3.4. Le transistor tunnel magnétique	51
I.4. Mémoires magnétiques à accès aléatoire	56
I.4.1. Contexte économique et technique	56

I.4.2. Principe de fonctionnement	59
I.5. Transistor magnétique à double jonction tunnel	63
I.5.1. Principe et potentialités	63
I.5.2. Attentes théoriques	66
II. Procédé de fabrication des échantillons	69
II.1. Réalisation des échantillons	71
II.1.1. Conception	71
II.1.2. Caractéristiques de la croissance	73
II.1.3. Caractérisation magnétique	76
II.2. Développement d'une technique de structuration	79
II.2.1. Lithographie	79
II.2.1.1. Principe	79
II.2.1.2. Masques	81
II.2.1.3. Procédé technologique	83
II.2.2. Gravure	84
II.2.2.1. Première méthode	85
II.2.2.2. Méthode développée	86
II.2.2.3. Influence des conditions de gravure sur les propriétés de transport	98
III. Mesures de transport	103
III.1. Caractéristiques des jonctions individuelles	105
III.1.1. Mesures individuelles	105
III.1.1.1. F/AlO _x /F/AlO _x /F	105
III.1.1.2. F/AlO _x /F/TaO _x /NM	107
III.1.1.3. F/YO _x /F/AlO _x /F et F/AlO _x /F/YO _x /NM	109
III.1.2. Comparaison avec des jonctions simples	111
III.1.2.1. Alumine	112

III.1.2.2. Tantale oxydé	116
III.1.2.3. Yttrium oxydé	117
III.1.2.4. TMR : mesures 2 contacts – mesures 3 contacts	118
III.1.2.5. Conclusion	122
III.2. Mesures en configuration transistor	123
III.2.1. Dispositifs expérimentaux	123
III.2.2. Détection d'électrons chauds	125
III.2.2.1. F/AlO _x /F/AlO _x /F	125
III.2.2.2. F/YO _x /F/AlO _x /F	126
III.2.2.3. F/AlO _x /F/TaO _x /NM	136
III.2.2.4. Conclusion sur la détection d'électrons chauds	139
III.2.3. Magnéto-courant	140
III.2.3.1. Double jonction tunnel magnétique	140
III.2.3.2. Double jonction à collecteur non magnétique	144
III.2.3.3. Estimation du taux de transfert	146
III.2.4. Bilan et perspective	149
Conclusion	151
Annexe : procédé technologique	155
Déroulement des étapes	155
Contrôle des étapes par imagerie	159
Problèmes liés à la lithographie	164
Bibliographie	169

Introduction

J'aime bien le mot "trouveur", à cause de sa haute tradition : aussi bien "trouvère" que "troubadour". Mais, surtout, un chercheur qui trouve quelquefois. On se souvient de la fameuse parole attribuée à Picasso : "Je ne cherche pas, je trouve." Il a beaucoup cherché. Il a souvent trouvé à côté de ce qu'il cherchait, ce qui lui a ouvert d'autres voies de recherche. On pourrait dire : "en cherchant ma trouvaille, je trouve ma recherche".

Michel Butor

En effet, le désir ardent de la connaissance est l'unique mobile qui attire et soutient l'investigateur dans ses efforts ; et c'est précisément cette connaissance qu'il saisit réellement et qui fuit cependant toujours devant lui, qui devient à la fois son seul tourment et son seul bonheur. [...] C'est ce qui fait que dans la science même le connu perd son attrait, tandis que l'inconnu est toujours plein de charmes.

Claude Bernard, *Introduction à l'étude de la médecine expérimentale*

À l'heure où les nanotechnologies prennent une nouvelle place dans notre société, l'électronique de spin y connaît conjointement un essor important. Elle représente un thème de recherche étonnant, qui voit apparaître de nouvelles idées très vites appliquées et en même temps un foisonnement de pistes originales en recherche fondamentale. La recherche sur les jonctions tunnel magnétiques et la magnétorésistance tunnel en est un exemple. Aujourd'hui, les jonctions tunnel magnétiques font l'objet d'études fondamentales poussées, et apparaissent d'ores et déjà comme brique élémentaire dans des structures plus complexes. Ainsi, des dispositifs de type transistor ont été proposés, combinant les effets de magnétorésistance tunnel et le transport d'électrons hors équilibre. Ces transistors, utilisant métaux non magnétiques, ferromagnétiques et semi-conducteurs, cumulent l'effet d'amplification du courant grâce au courant d'électrons chauds et les effets magnéto-résistifs d'un courant d'électrons polarisé en spin.

La motivation de ce travail de thèse est d'aller plus loin dans l'exploration de ces structures combinant jonctions tunnel magnétiques et transport d'électrons hors équilibre, en proposant

un nouveau dispositif basé sur une double jonction tunnel magnétique. La problématique consiste à démontrer et à comprendre l'émission d'un courant d'électrons chauds, sa polarisation en spin et sa collecte par une jonction tunnel. Les effets magnéto-résistifs et les effets asymétriques en tension de ce système lui confèrent une potentialité d'application et en font un candidat comme cellule de mémoire électronique ; nous explorons donc aussi cette possibilité. Les connaissances et savoir-faire du groupe de recherche en électronique de spin d'Albert Fert à l'Unité mixte de physique CNRS/Thales à Orsay, nous permettent de mener à bien ces travaux, aussi bien du point de vue pratique de la fabrication des échantillons que de la compréhension de leurs propriétés.

Afin d'enrichir et de diversifier ces travaux, et en particulier pour l'élaboration des échantillons, nous nous sommes associés à d'autres groupes de recherches ayant de fortes compétences dans le domaine des jonctions tunnel magnétiques. Des collaborations étroites avec deux groupes ont donc été entretenues : le groupe d'Alain Schuhl du Laboratoire de physique des matériaux de Nancy, et le groupe de Joachim Wecker du Laboratoire central de Siemens à Erlangen en Allemagne.

Dans une première partie de ce manuscrit, nous décrivons en détail les bases des différents mécanismes entrant en jeu dans notre structure, c'est-à-dire l'effet tunnel magnétique et le transport d'électrons chauds polarisés en spin. Nous y présentons aussi les structures similaires à la notre, pour permettre une comparaison de ce qui les rapproche et les distingue, ainsi que les atouts et problèmes actuels des mémoires magnétiques. Dans une seconde partie, nous détaillons les méthodes techniques d'élaboration des échantillons, en particulier leur structuration par lithographie et ses conséquences sur leurs propriétés. En effet, ces méthodes de fabrication représentent des étapes cruciales pour le bon fonctionnement final des dispositifs. Enfin, dans la dernière partie, les mesures magnéto-électriques réalisées sur les échantillons sont présentées. Deux types de mesures ont été menées : des caractérisations électriques des jonctions tunnel magnétiques seules et les mesures en configuration transistor qui impliquent les deux jonctions, polarisées de manière appropriée. Nous montrons comment mettre en évidence l'émission du courant d'électrons chauds, analysons l'origine des effets de magnéto-courant et décrivons les difficultés rencontrées qui limitent la portée des résultats.

I. Savoirs et savoir-faire

La connaissance scientifique est ce qui a survécu aux objections et qui peut résister aux objections à venir. L'opinion validée est celle qui est reconnue, au moins négativement, parce qu'elle ne suscite plus d'objections pertinentes ou qu'il n'y a pas de meilleure explication. Dans ces luttes qui acceptent pour arbitre le verdict de l'expérience, c'est-à-dire de ce que les chercheurs s'accordent pour considérer comme le réel, le vrai est l'ensemble des représentations considérées comme vraies parce que produites selon les règles définissant la production du vrai. [...] Substituer au rapport entre un sujet (le savant) et un objet, un rapport entre les sujets (l'ensemble des agents engagés dans le champ) à propos du rapport entre le sujet (le savant) et son objet, conduit à rejeter la vision réaliste naïve selon laquelle le discours scientifique est un reflet direct de la réalité, un pur enregistrement [...]. La science est une construction qui fait émerger une découverte irréductible à la construction et aux conditions sociales qui l'ont rendue possible.

Pierre Bourdieu, *Science de la science et réflexivité*

Nous présentons dans ce chapitre une vue d'ensemble des connaissances actuelles sur les thèmes de recherche abordés dans ce travail de doctorat. Ces thèmes sont en général en amont ou connexes au sujet de thèse proprement dit, mais ils forment néanmoins une base nécessaire pour sa compréhension. Il s'agit de dresser une courte analyse des théories et expériences récentes et de préciser les savoir-faire techniques acquis dans ces domaines au sein de la communauté scientifique et plus précisément à l'Unité mixte CNRS/Thales.

Le premier des champs dans lequel s'insère ce travail est la physique des jonctions tunnel magnétiques (que nous désignerons par l'acronyme JTM). Nous étudions donc tout d'abord l'effet tunnel dans des couches minces et plus particulièrement dans des multicouches ferromagnétiques, ainsi que l'effet de magnétorésistance tunnel (désigné par l'acronyme anglais TMR). Nous abordons ensuite la physique du transport d'électrons chauds (ou hors équilibre) dans les métaux normaux et dans les métaux ferromagnétiques pour introduire la dépendance en spin de ce transport. En se rapprochant des applications, nous présentons les dispositifs utilisant des JTM ainsi que des effets associés au transport d'électrons chauds, en montrant

leurs spécificités, leurs avantages et leurs inconvénients. Les mémoires magnétiques à accès aléatoire (ou MRAM pour Magnetic Random Access Memory), qui comptent parmi les principales applications actuelles des JTM de par leur importance économique, sont ensuite décrites. Nous montrons leur fonctionnement actuel ainsi que les difficultés rencontrées et les alternatives proposées. Enfin, nous présentons de manière générale le dispositif mis en œuvre lors de cette thèse : le transistor tunnel magnétique à base de double jonction tunnel.

I.1. Effet et magnétorésistance tunnel

Depuis leur découverte, de nombreux travaux ont été consacrés à l'effet tunnel, puis à la magnétorésistance tunnel, c'est-à-dire l'effet tunnel polarisé en spin. Nous développons ici une bibliographie la plus récente possible, en nous focalisant sur les résultats importants qui permettent une interprétation des résultats expérimentaux de JTM. Cette bibliographie se lit essentiellement de façon chronologique ; il est en effet nécessaire de connaître comment un thème de recherche a vu le jour et s'est ensuite développé, pour en comprendre les problèmes actuels et les perspectives futures. On pourra se reporter pour plus de détails à des ouvrages généraux sur le transport [Ferry97] et l'effet tunnel [Duke69] ou sur des articles de revues sur la TMR [Bobo04, Dennis02, Moodera99, Tsymbal03a]. On pourra aussi se référer aux thèses menées ces dernières années à l'Unité mixte de physique CNRS/Thales (UMP), qui ont contribué à y créer une forte "culture" des JTM : thèses de Joaquim Nassar [Nassar99], François Montaigne [Montaigne99], Pierre Seneor [Seneor00], Daniel Lacour [Lacour02b], Martin Bowen [Bowen03] et Richard Mattana [Mattana03].

I.1.1. Théorie classique de l'effet tunnel

L'effet tunnel est l'une des surprenantes prédictions de la mécanique quantique et de son interprétation ondulatoire donnée par l'équation de Schrödinger. "L'effet" proprement dit est la possibilité qu'a un système physique, régi par les lois de la mécanique quantique, de transiter d'un état quantique vers un autre, séparés par une barrière de potentiel, alors que son énergie propre est inférieure à celle-ci. L'origine de cet effet est la nécessaire continuité de la fonction d'onde représentant le système dans un potentiel énergétique. Phénomène interdit en mécanique classique : on ne peut franchir une montagne sans avoir assez d'énergie pour gravir son sommet, à moins d'emprunter un tunnel ! Si on prend l'exemple simple d'une particule de masse m qui traverse un potentiel carré à une dimension, on peut facilement calculer son facteur de transmission T , c'est-à-dire la probabilité pour que la particule passe d'un côté à l'autre de la barrière :

$$T \approx \frac{16E(\varphi - E)}{\varphi^2} \exp\left(-2 \frac{\sqrt{2m(\varphi - E)}}{\hbar} d\right) \quad (\text{I-1})$$

où E est l'énergie de la particule, φ la hauteur de la barrière et d son épaisseur (on suppose pour l'effet tunnel que $E < \varphi$). On notera surtout la dépendance exponentielle décroissante du facteur de transmission en fonction de l'épaisseur de la barrière et de l'écart d'énergie entre la particule et la barrière.

Les premières applications de cet effet se sont faites dans les domaines de la physique atomique et nucléaire : en 1928, Oppenheimer prédit l'auto-ionisation d'un état excité de l'atome d'hydrogène [Oppenheimer28]. Peu après, on comprendra l'émission alpha par le même phénomène.

Très vite aussi, des calculs ont été appliqués à la physique du solide : Fowler et Nordheim ont appliqué ce phénomène pour expliquer le champ d'émission d'un métal, en modélisant par une barrière triangulaire l'interface métal/vide [Fowler28]. Frenkel a généralisé le modèle aux premières jonctions métal/vide/métal [Frenkel30], puis Sommerfeld et Beth l'ont fait pour des jonctions du type métal/isolant/métal [Sommerfeld33].

De nombreux modèles ont ensuite été développés pour généraliser ou préciser ces premières explications. Toutes ces approches se basent sur les premiers travaux d'Oppenheimer, comme le modèle de l'Hamiltonien de transfert [Bardeen61], fondé sur la théorie des perturbations stationnaires ou dépendantes du temps. Les états initiaux et finaux du système sont traités par deux Hamiltoniens différents et l'effet tunnel est la conséquence d'une perturbation. Ces calculs, appliqués au modèle d'électrons libres, donnent des résultats rigoureux et permettent de décrire qualitativement l'effet tunnel. Différents types de barrière ont été analysés, rectangulaire ou trapézoïdale, en tenant compte ou non du potentiel image [Duke69]. L'approximation d'une hauteur de barrière moyenne ou l'approximation WKB (la structure de bande est supposée varier lentement par rapport à la longueur d'onde des électrons) sont alors souvent nécessaires. Nous retiendrons essentiellement l'approche de Brinkman et Simmons, qui donne une expression analytique approchée de la conductance pour une barrière asymétrique [Brinkman70, Simmons63]. Les auteurs se placent donc dans le modèle d'électrons libres et dans l'approximation WKB en supposant la température nulle. La barrière est choisie trapézoïdale avec une hauteur moyenne de φ et une asymétrie de $\Delta\varphi$. En supposant une épaisseur de barrière d de plus de 10\AA et pour un rapport $\Delta\varphi/\varphi < 1$, ils obtiennent par un calcul différentiel numérique un développement de la dépendance en tension de la conductance :

$$\frac{G(V)}{G(0)} = 1 - \left(\frac{A_0 \Delta\varphi}{16\varphi^{3/2}} \right) eV + \left(\frac{9A_0^2}{128\varphi} \right) (eV)^2 \quad (\text{I-2})$$

avec $A_0 = 4d\sqrt{2m} / 3\hbar$. Cette expression a l'avantage de prédire le caractère parabolique de la dépendance de la conductance pour de faibles tensions et, par intégration, d'approximer une dépendance courant-tension $I(V)$ par un polynôme d'ordre trois. Les paramètres importants d'une barrière tunnel peuvent ainsi être estimés par des mesures électriques (hauteur, épaisseur et asymétrie).

Mais ces théories "classiques" de l'effet tunnel ne tiennent pas compte de plusieurs aspects importants d'une jonction tunnel. Celle-ci est vue comme trois couches séparées, traversées par un courant, et non comme un système unique. L'effet du désordre, celui de la température et la nature de la barrière sont souvent peu ou mal expliqués. La densité d'états des électrodes est prise en compte pour calculer le courant tunnel via la règle d'or de Fermi mais, comme il a été prédit [Harrison61] dans ce type de modèle à particules indépendantes à une dimension, on perd l'information sur les densités d'états, alors qu'elle s'avère nécessaire pour l'explication de l'effet tunnel polarisé en spin.

I.1.2. La magnétorésistance tunnel

Lorsqu'on mesure la résistance d'une jonction tunnel dont les électrodes sont deux métaux ferromagnétiques, des effets supplémentaires apparaissent par rapport à une jonction non magnétique, du fait de la dépendance en spin du transport dans cette jonction. En effet, cette résistance peut varier drastiquement suivant la configuration magnétique des électrodes, d'où le nom de magnétorésistance.

I.1.2.1. Premières expériences et premiers modèles

Les premières expériences montrant clairement la signature des densités d'états électroniques des électrodes ont été réalisées sur des jonctions métal/ Al_2O_3 /supraconducteur [Giaever60]. En reprenant ce type d'expériences de spectroscopie tunnel à l'état solide, Tedrow et Meservey ont mesuré la conduction de jonctions dont l'une des électrodes était ferromagnétique et l'autre supraconductrice et ont ainsi mis en évidence pour la première fois l'effet tunnel dépendant du spin [Meservey94, Tedrow71, Tedrow73]. L'électrode supraconductrice sert de sonde de la densité d'états de l'électrode émettrice d'électrons. Du fait des fortes densités d'états du supraconducteur proche du gap 2Δ interdit en énergie, la conduction de la jonction présente un pic pour les tensions correspondantes à ces énergies de bord de gap à $\pm\Delta$. Dans un champ magnétique H le gap est décalé de $\pm\mu_B H$ vers les tensions positives ou négatives suivant la direction des populations de spin (spin \uparrow dont le moment est

parallèle au champ ou spin \downarrow antiparallèle). La conductance présente alors quatre pics situés à $-\Delta - \mu_B H$, $-\Delta + \mu_B H$, $\Delta - \mu_B H$ et $\Delta + \mu_B H$. Pour un ferromagnétique pour lequel la densité d'états n'est pas la même pour chaque direction de spin (contrairement à un métal normal), l'intensité de ces pics est asymétrique par rapport au zéro de tension : preuve que le transport d'électrons par effet tunnel est bien dépendant du spin et conserve celui-ci durant le processus. Ces mesures ont permis de déterminer quantitativement la polarisation en spin P du métal ferromagnétique, que les auteurs définissent comme étant la différence normalisée du nombre de spin \uparrow et de spin \downarrow présent dans le métal :

$$P = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} \quad (I-3)$$

Pour des jonctions avec une barrière d'alumine et pour des électrodes ferromagnétiques de Fe, Co, Ni et Gd, ils ont mesuré des polarisations positives (respectivement 44%, 34%, 11% et 4.3% [Tedrow73]), résultats non prédits auparavant et a priori en contradiction, pour Co et Ni, avec les structures de bandes des métaux massifs. De plus, la valeur de la polarisation pour différents métaux et alliages semble être expérimentalement proportionnelle à l'aimantation du matériau. Pour tenter de comprendre ces résultats, il a fallu prendre en compte non seulement le nombre d'électrons des métaux au niveau de Fermi, mais également la probabilité de transfert tunnel, qui dépend de la "nature" des électrons mis en jeu. Stearns, la première, développa un modèle simple prenant en compte le caractère hybridé s-d des bandes de conduction des métaux de transition 3d [Stearns77]. Les électrons d localisés ont une décroissance plus forte dans la barrière que ceux de caractère s. Le vecteur de Fermi effectif des électrons qui transfèrent réellement par effet tunnel s'en trouve modifié. En restant dans un modèle de bande parabolique, mais en ré-estimant les vecteurs de Fermi d'électrons hybridés pour les deux directions de spin k_F^{\uparrow} et k_F^{\downarrow} , on peut réécrire la polarisation :

$$P = \frac{k_F^{\uparrow} - k_F^{\downarrow}}{k_F^{\uparrow} + k_F^{\downarrow}} \quad (I-4)$$

En utilisant cette méthode, Stearns trouva des valeurs de polarisation en bon accord avec les mesures expérimentales de l'époque, soit 45% pour le Fe et 10% pour le Ni. Stearns conclut aussi que la polarisation est proportionnelle au champ moléculaire du ferromagnétique, donc également à son aimantation.

En 1975, rapidement après les mesures de polarisation de Tedrow, Jullière a pour la première fois mesuré la conductance d'une jonction composée de deux électrodes ferromagnétiques : Fe/Ge/Co [Jullière75]. Alors qu'un supraconducteur avait été utilisé comme détecteur de courant polarisé en spin, il était attendu qu'avec deux électrodes ferromagnétiques le courant

tunnel dépende de leurs configurations magnétiques. C'est ce que montra Jullière lorsqu'il mit en évidence à 4,2K l'effet qu'on appela magnétorésistance tunnel. Par une approche intuitive, il relia la mesure de TMR à la polarisation des deux métaux ferromagnétiques. Ce modèle se base sur deux hypothèses fortes qui resteront par la suite :

- le spin de l'électron est conservé lors du processus de tunnel ;
- pour une orientation de spin, la conductance est proportionnelle aux densités d'états de chaque électrode ferromagnétique.

La première hypothèse exclut le processus de renversement de spin dans la barrière. Par conséquent, le courant tunnel peut être assimilé à deux courants de canaux parallèles, par similitude au "modèle des deux courants" relatifs à la conduction dans un matériau ferromagnétique [Campbell82, Fert76] et à l'interprétation de l'effet de magnétorésistance géante [Valet93]. La conductance s'écrit donc comme la somme des deux contributions indépendantes, celle des spins \uparrow , c'est-à-dire ici ceux qui sont dans l'état quantique de spin "haut", et celle des spins \downarrow , dans l'état "bas" :

$$G = G_{\uparrow} + G_{\downarrow} \quad (\text{I-5})$$

Dans le cas où les électrodes ont une aimantation alignée parallèlement, les spins \uparrow sont majoritaires (notés M) dans les deux électrodes, et les spins \downarrow minoritaires (notés m). Au contraire, dans l'état antiparallèle, les spins \uparrow sont majoritaires dans la première électrode et minoritaires dans la deuxième, et inversement pour les spins \downarrow (Figure I-1).

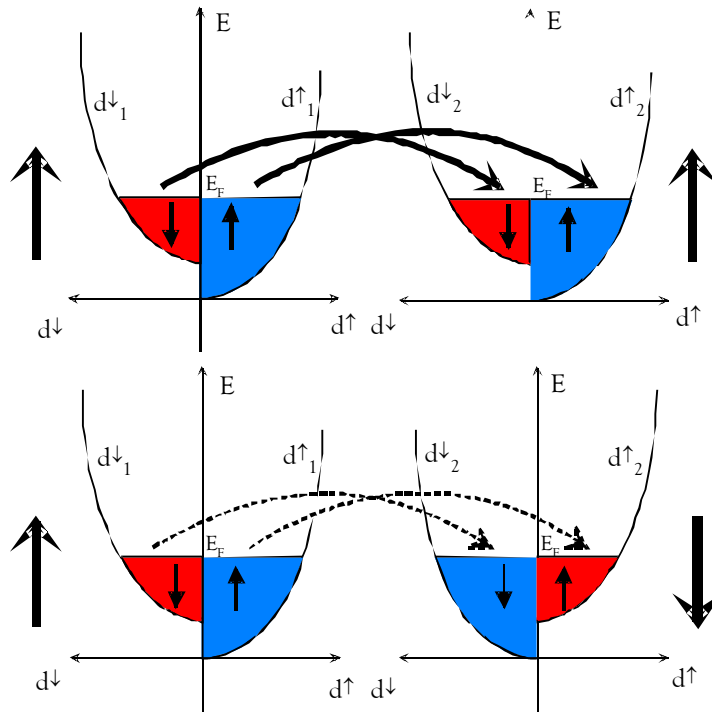


Figure I-1 : Schémas de la structure de bande de deux matériaux ferromagnétiques et du mécanisme de magnétorésistance tunnel. En haut, état d'aimantations parallèles, les spins "haut" sont majoritaires dans les deux électrodes, le canal "haut" est donc favorisé et le courant total est fort. En bas, état d'aimantation antiparallèle, chaque canal est réduit par les densités d'états minoritaires, la résistance totale est forte.

Les conductances des deux canaux pour les deux configurations magnétiques s'écrivent donc :

$$\begin{aligned}
 G^{\uparrow} &\propto d^{\uparrow}_1 d^{\uparrow}_2 = d^M_1 d^M_2 \\
 G^{\downarrow} &\propto d^{\downarrow}_1 d^{\downarrow}_2 = d^m_1 d^m_2 \\
 G^{AP\uparrow} &\propto d^{\uparrow}_1 d^{\downarrow}_2 = d^M_1 d^m_2 \\
 G^{AP\downarrow} &\propto d^{\downarrow}_1 d^{\uparrow}_2 = d^m_1 d^M_2
 \end{aligned} \tag{I-6}$$

où P est relatif au cas des aimantations parallèles et AP antiparallèles, et d_1 (respectivement d_2) est la densité d'états dans l'électrode noté 1 (respectivement 2). Jullière définit alors la TMR en fonction des conductances G ou des résistances R et la calcule en fonction des polarisations :

$$\text{TMR} \equiv \frac{G^{\uparrow} - G^{AP}}{G^{AP}} = \frac{R^{AP} - R^{\uparrow}}{R^{\uparrow}} = \frac{2P_1 P_2}{1 - P_1 P_2} \tag{I-7}$$

où la polarisation dans le métal i est définie comme :

$$P_i = \frac{d_i^M - d_i^m}{d_i^M + d_i^m} \quad (\text{I-8})$$

Cette expression est équivalente aux formules (I-3) et (I-4) si on se place dans un modèle d'électrons libres à trois dimensions dans lequel le vecteur de propagation k est proportionnel à la densité d'états d . Ces expressions théoriques de la polarisation se placent toujours dans le modèle de densités d'états à trois dimensions, pourtant l'effet tunnel semblerait plutôt découler de propriétés et de phénomènes à une dimension : cette ambiguïté reste encore aujourd'hui non résolue. La détermination de la polarisation de matériaux à partir des données expérimentales de TMR de Jullière n'était pas en accord avec les mesures de polarisation de Tedrow et Meservey : Jullière trouve un maximum de TMR de 14%, alors qu'en utilisant les polarisations données plus haut pour le fer et le cobalt une TMR de 26% est attendue. Nous verrons plus loin, avec les valeurs plus récentes des polarisations expérimentales, que l'écart entre ce modèle et les données expérimentales n'est plus si important. Dans l'expression (I-7), l'ensemble des propriétés des électrodes peut être résumé dans leur polarisation : le caractère des électrons qui transfèrent préférentiellement par effet tunnel et la spécificité de l'interface. Cependant, aucune supposition n'est faite sur la barrière tunnel : sa nature, sa hauteur et son épaisseur. Ce modèle macroscopique ne prend pas non plus en compte la structure de bandes des électrodes. On voit les lacunes d'une telle modélisation de l'effet de TMR. Néanmoins, cette expression, ou "modèle de Jullière", reste très utilisée par les expérimentateurs de JTM. C'est en effet une bonne approximation pour comparer des jonctions composées de la même barrière et pour estimer la polarisation de nouveaux matériaux via des mesures électriques de TMR.

Slonczewski développa en 1989 le premier modèle analytique rigoureux sur la TMR [Slonczewski89]. Se plaçant dans l'approximation des bandes paraboliques (deux bandes décalées selon la direction de spin), il résolut l'équation de Schrödinger et calcula le courant à travers la jonction tunnel grâce à son opérateur. La tricouche est ici prise comme un objet unique et la continuité des fonctions d'ondes et de leurs dérivées est assurée par leur recouvrement dans la barrière. La barrière est supposée rectangulaire de hauteur φ et d'épaisseur d , et le vecteur d'onde dans celle-ci est choisi imaginaire :

$$\kappa = \sqrt{\frac{2m(\varphi - E_F)}{\hbar^2}} \quad (\text{I-9})$$

où E_F est l'énergie du niveau de Fermi. Par cette méthode, Slonczewski estime la polarisation effective des électrons qui passent par effet tunnel et non pas la polarisation intrinsèque aux électrodes ferromagnétiques. Celle-ci dépend en effet cette fois des paramètres de la barrière par l'intermédiaire de κ :

$$P = \frac{k_{\uparrow} - k_{\downarrow}}{k_{\uparrow} + k_{\downarrow}} \frac{\kappa^2 - k_{\uparrow}k_{\downarrow}}{\kappa^2 + k_{\uparrow}k_{\downarrow}} \quad (I-10)$$

Cette polarisation est donc inférieure à celle de Jullière (I-8) ; elle augmente si la hauteur de barrière augmente et tend vers l'expression (I-8) pour $\kappa^2 \gg k_{\uparrow}k_{\downarrow}$, c'est-à-dire pour $\varphi \gg E_F$. Ce modèle prédit également des polarisations négatives pour certains paramètres, mais il s'agit plus de la conséquence d'un artefact du modèle de bandes paraboliques que de la prise en compte réelle de la structure de bandes des ferromagnétiques. Néanmoins, c'est la première fois qu'est évoqué le fait que la polarisation du courant tunnel ne provient pas exclusivement des propriétés des ferromagnétiques, mais bien de l'ensemble du système associant métaux magnétiques, isolant et leurs interfaces.

Bien que très importante aujourd'hui, l'expérience de Jullière restait très isolée dans les années 70. D'autres expériences ont été réalisées à basse température [Maekawa82], mais ce n'est qu'après 1995 que commença un véritable engouement pour la physique des JTM avec des expériences de forte TMR à température ambiante [Miyazaki95, Moodera95]. Déjà dans l'article de Moodera l'intérêt de la TMR est ressenti en vue d'applications en électronique de spin (capteurs ou éléments mémoires). Les avantages de la TMR sont l'amplitude de l'effet, la réduction possible de la taille latérale des jonctions et la forte résistance des jonctions tunnel, caractéristiques à comparer avec la magnétorésistance géante déjà bien développée à l'époque.

1.1.2.2. Développements récents

De nombreuses expériences ont donc été réalisées sur des JTM ces dix dernières années. Comme on peut le voir dans le programme des grandes conférences internationales relatives au magnétisme et dans leurs publications, la place impartie aux JTM a connu un fort essor depuis 1995 et reste très importante. Aujourd'hui, de nombreux groupes ont acquis un grand savoir-faire expérimental dans la fabrication et la caractérisation de JTM. Pour beaucoup, les JTM sont étudiées en vue de futures applications, il s'agit alors principalement d'optimisation ou de développement. D'autres se lancent dans des voies plus exploratoires, en développant de nouveaux matériaux ou en utilisant l'effet de TMR au sein de dispositifs pour l'électronique de spin. C'est le cas de ce travail de thèse. Mais, bien que déjà développés industriellement, certains aspects de l'effet de TMR ne sont pas encore bien compris et continuent de justifier une étude plus fondamentale menée par certaines équipes. Ces études apportent une compréhension fine du phénomène et pourront sans doute s'avérer utile également pour les applications.

Les matériaux les plus utilisés et ayant donné les meilleurs résultats en termes de qualité et de reproductibilité pour les JTM sont les métaux de transition ou leurs alliages qui présentent une

forte polarisation, essentiellement le cobalt Co, le CoFe ou le permalloy NiFe. L'alumine amorphe Al_2O_3 est le plus souvent utilisée pour la barrière tunnel isolante. On fait croître ces matériaux par pulvérisation cathodique, ce qui permet un transfert de savoir-faire vers l'industrie, du fait du faible coût de ce procédé par rapport à d'autres types de techniques de dépôt comme l'épitaxie par jet moléculaire. Suite aux prédictions de Slonczewski [Slonczewski89], il a été vérifié [Jaffrès01a, Moodera96], que la magnétorésistance avait une dépendance cosinusoïdale en fonction de l'angle relatif des aimantations des deux couches ferromagnétiques, avec, dans le cas de métaux de transitions, un maximum pour la configuration parallèle des aimantations et un minimum pour la configuration antiparallèle. Il est donc nécessaire d'obtenir une tricouche pour laquelle les deux électrodes magnétiques présentent une gamme de champ magnétique dans laquelle leur aimantation est antiparallèle. Une couche antiferromagnétique est donc maintenant systématiquement utilisée qui, par interaction d'échange, bloque une des couches ferromagnétiques (on pourra se reporter pour plus de précision sur ce sujet à des articles de revue : [Kiwi01, Nogues99]) et permet d'obtenir des renversements d'aimantation bien distincts pour les deux couches. En utilisant ces matériaux, et en optimisant la croissance de la barrière d'alumine ainsi que l'efficacité de l'interaction d'échange par un recuit, certains groupes ont obtenu de fortes TMR à température ambiante : 40% [Han01, Sousa98] voire même 60% dans certaines conditions [Tsunoda02], alors que Moodera avait obtenu 12% lors des premières expériences. Les barrières d'alumine utilisées sont fabriquées dans la plupart des cas à partir de couches d'aluminium oxydées. L'épaisseur d'aluminium déposée a été optimisée pour maximiser la TMR : les épaisseurs optimales sont de 1-1,5 nm [Moodera97]. Néanmoins, les JTM optimisés en vue d'applications nécessitent une stabilité thermique jusqu'à 400°C ainsi qu'un produit résistance \times aire (RA) très faible. C'est pourquoi il a été développé des JTM à très faible RA, de l'ordre de quelques $\Omega \cdot \mu m^2$, même si la TMR peut s'en trouver réduite [Boeve01, Cardoso01, Childress01, Wang03, Zhang03]. L'épaisseur des barrières tunnel doit, dans ce cas, être réduite à 0,6-0,8nm et les méthodes d'oxydation de métal sont modifiées : on préfère une oxydation naturelle sous faible pression d'oxygène moléculaire à une oxydation par plasma.

Outre ces matériaux "classiques", d'autres types de JTM ont été fabriqués et ont donné des résultats inégaux. Récemment, de nombreux groupes ont développé des jonctions utilisant du CoFeB comme électrodes ferromagnétiques. Ce matériau est amorphe, il présente donc une faible anisotropie et un caractère beaucoup plus doux (faible champ coercitif) que le CoFe, tout en conservant une forte polarisation. La TMR mesurée avec cet alliage bat actuellement les records de la course au pourcentage : 70% à température ambiante [Wang04].

Une multitude de barrières différentes ont également permis d'observer un effet de TMR. De nombreux oxydes ont été élaborés par pulvérisation cathodique avec plus ou moins de succès : HfO_2 [Platt96], MgO [Platt97], Ta_2O_5 [Gillies01, Rottländer01, Sharma99], $ZrOx$ [Wang01c],

Ga_2O_3 [Li00], ZrAlOx [Wang01b] ou YOx [Dimopoulos03]. Une alternative à l'oxydation a été proposée avec des barrières à base de nitrure : AlN ou AlNOx [Schwickert01, Sharma00, Wang01a]. Des jonctions à base de semi-conducteur ont été également testées : ZnS [Guth01], ainsi que des barrières plus alternatives à base de carbone [Cadieu02] ou plus récemment de semi-conducteurs organiques [Xiong04]. L'intérêt de ces études réside dans la possibilité d'obtenir pour la barrière des caractéristiques différentes de celles données par l'alumine : hauteur, épaisseur, constante diélectrique. L'effet recherché n'est pas nécessairement l'optimisation de la TMR, mais il peut être intéressant d'obtenir des barrières présentant un produit RA ou une dépendance en tension de la TMR spécifiques.

En parallèle, et favorisées par ce développement actuel des savoir-faire techniques, des études se poursuivent sur l'effet de TMR lui-même, en vue d'acquérir des connaissances plus fondamentales.

Les variations en température de la résistance tunnel et de la TMR ont été étudiées en détail [Montaigne99]. Ces variations peuvent donner des informations sur la jonction tunnel élaborée expérimentalement, en particulier sur le mode de conduction électrique dominant dans l'effet tunnel. On imagine bien en effet que la dépendance en température du transport tunnel va être différente des variations avec la température bien connues de la résistance électrique d'un métal, un semi-conducteur ou un isolant. Généralement, la résistance et la TMR diminuent quand la température augmente. Stratton avait déjà expliqué la baisse en température des résistances tunnels de jonctions non magnétiques par la théorie classique de l'effet tunnel et par un mécanisme de transport tunnel direct élastique [Stratton62]. Mais cette diminution, estimée de quelques pourcents entre les basses températures et la température ambiante, ne correspond pas aux mesures actuelles sur les JTM qui sont de 20-30%. Il a été plus récemment évoqué d'autres mécanismes pour expliquer cette différence [Shang98]. Il est possible que, du fait du caractère amorphe et désordonné de l'alumine, une conduction par sauts contribue à la conductance tunnel globale. Cette conduction a pour origine l'émission ou l'absorption de phonons entre deux états localisés dans la barrière et elle suit une loi de puissance en fonction de la température [Costa00, Jansen00, Tsymbal98]. Shang suggère néanmoins que le mécanisme de conduction dominant dans des JTM est dépendant du spin et provient de la proportionnalité de la polarisation en spin et de l'aimantation. La conductance et la TMR auraient alors la même décroissance en fonction de la température que l'aimantation, soit en $T^{3/2}$ (loi de Bloch donnant $M(T)$ [O'Handley00]). Ces prédictions semblent bien s'ajuster aux résultats expérimentaux de l'auteur. Cependant, cette proportionnalité est remise en cause par les récentes expériences de TMR avec des électrodes de CoFeB qui présentent une plus faible aimantation que le CoFe mais une plus grande polarisation.

Les dépendances en température sont aussi différentes selon la tension appliquée à la JTM [Montaigne99]. La dépendance en tension des JTM est en effet très spécifique et non comparable à d'autres types de conceptions.

Comme nous l'avons vu au chapitre I.1.1, la théorie conventionnelle de l'effet tunnel prévoit une dépendance parabolique de la conductance tunnel pour les petites tensions. Ces prédictions sont en bon accord avec l'ensemble des mesures de caractéristiques courant-tension des JTM. De manière générale, la TMR décroît fortement avec la tension. Dans les premières expériences de Jullière, la tension $V_{1/2}$, pour laquelle la TMR est la moitié de sa valeur maximale, était de 3mV. Aujourd'hui, certains groupes arrivent à optimiser des barrières qui donnent des $V_{1/2}$ de plus de 500mV, valeur qui peut être augmentée dans le cas de doubles barrières tunnel en séries [Montaigne98]. À basse température, il apparaît de plus une "anomalie" à tension nulle, c'est-à-dire une augmentation piquée de la TMR aux basses tensions. Pour expliquer cette décroissance et cette anomalie, il a été supposé [Zhang97] que des excitations de magnons à l'interface entre la barrière et le métal magnétique étaient à l'origine d'une augmentation de résistance vers les faibles tensions. Cet effet d'interactions inélastiques dépendant du spin peut exister, comme le montrent plusieurs travaux [Han01, Moodera98]. Mais ce mécanisme ne semble pourtant pas dominant, comme le prouvent les expériences d'effet tunnel magnétique à travers une barrière de vide [Ding03], pour lesquelles la TMR reste constante en tension. Un autre facteur important est à l'origine de la dépendance en tension de la TMR : lorsqu'une jonction tunnel est mise sous tension, les niveaux de Fermi des deux électrodes se retrouvent décalés en énergie. Les électrons provenant de l'électrode émettrice peuvent donc être issus du dessous du niveau de Fermi. La densité d'états effective, et par conséquent la polarisation et la TMR, changent avec la tension [LeClair02]. La dépendance en tension de la TMR est donc une sonde ou une spectroscopie à l'état solide de la densité d'états de l'électrode émettrice [Bowen03, Teresa99a].

Comme nous l'avons vu plus haut, les polarisations et TMR mesurées avec Al_2O_3 ont toujours été positives. La seule explication d'un sondage de la densité d'états par la TMR ne suffit pas à expliquer ces résultats car on s'attendrait alors à des polarisations négatives pour le cobalt et le nickel. La nature de la barrière et son interface avec le ferromagnétique jouent donc un rôle important dans la TMR. Une TMR inverse a effectivement été observée pour des jonctions avec une barrière composite de $\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{Al}_2\text{O}_3$ [Sharma99]. Les travaux de LeClair ont bien mis en évidence la contribution de l'interface à la TMR [LeClair01, LeClair00a, LeClair02]. Mais ce sont les études de De Teresa *et al.* qui ont permis de bien comprendre le phénomène de dépendance de la TMR avec la barrière [Teresa00, Teresa99b, Teresa99a]. Un matériau ayant une polarisation positive de près de 100%, le demi-métal $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, est utilisé comme première électrode, alors que la seconde est constituée de Co. La variation de signe de la TMR ne peut donc provenir que du Co (voir Équation (I-7)). Pour une barrière d' Al_2O_3 , la TMR

trouvée est positive et donc la polarisation également. Au contraire pour une barrière de SrTiO_3 , le signe de la TMR dépend de la tension appliquée à la jonction. L'origine donnée à ce phénomène est un filtrage de la barrière, dépendant du caractère "s" ou "d" des électrons mis en jeu lors de l'effet tunnel. Les barrières favorisant le courant tunnel d'électrons "s", qui ont une polarisation en spin positive, donnent une TMR normale, alors que celles favorisant les électrons de caractère "d", de polarisation négative, entraînent une TMR inverse. Ces résultats ont été confirmés par des mesures complémentaires [Sun00]. Les mesures de polarisation de Tedrow et Meservey ou celles plus récentes de Monsma et Parkin [Monsma00] utilisant un film supraconducteur comme détecteur de polarisation et une barrière d'alumine ne peuvent donc pas se généraliser à plusieurs types de barrières. L'accord quantitatif entre ces polarisations et le modèle de Jullière n'est donc dû qu'au choix de l'alumine comme barrière. La donnée d'une polarisation n'est interprétable que comme polarisation effective en spin d'un courant tunnel dépendant d'un système spécifique ferromagnétique/isolant.

Afin de modéliser plus précisément ces phénomènes de dépendances de la TMR en fonction de la densité d'états des électrodes et de la barrière, une nouvelle approche théorique s'est récemment développée. Basée sur la théorie de la réponse linéaire et sur le formalisme de Kubo-Landauer [Landauer88], cette approche suppose que la conductance d'une JTM peut être écrite comme un coefficient total de transmission. Ce coefficient est la somme des coefficients de transmission de tous les canaux de conduction, c'est-à-dire la somme sur les vecteurs de propagation $k_{//}$ parallèles au plan de la couche :

$$G = \frac{e^2}{h} \sum_{k_{//}} T(k_{//}) \quad (\text{I-11})$$

Dans cette approche, le vecteur $k_{//}$ est conservé lors du processus de transfert tunnel, ce qui nécessite, en plus d'un transport cohérent perpendiculaire au plan de la couche, une cohérence dans la direction parallèle. Pour être satisfaite expérimentalement, cette hypothèse suppose des jonctions tunnel ayant des interfaces "parfaites", c'est-à-dire de qualité épitaxiale, ce qui n'est pas le cas pour des JTM élaborées par pulvérisation cathodique. Cependant, ces approches permettent de comprendre certains phénomènes généraux de la TMR. Mathon [Mathon97], par un modèle de liaisons fortes et via ce formalisme de Kubo-Landauer, prédit une dépendance de la TMR en fonction de l'épaisseur de la barrière en concordance avec l'expérience. Par une prise en compte globale de la structure de bandes des ferromagnétiques, MacLaren prédit les bons signes pour les polarisations en spin, et explique le pourquoi de l'accord du modèle de Jullière avec l'expérience [MacLaren97]. Pour une barrière de vide, il prédit en effet que les électrons de caractère "d" ont une décroissance plus rapide que ceux de type "s". La polarisation est donc dominée par les premiers dans le cas d'épaisseurs de barrière de l'ordre d'une couche atomique, et par les électrons "s" qui ont une polarisation positive pour

les barrières plus épaisses. Des calculs de liaisons chimiques à l'interface entre le métal et l'oxyde isolant prédisent une forte dépendance de la TMR avec l'état d'interface et son signe positif pour l'alumine [Oleinik00]. Pour le Fe, Ni et Co, MacLaren [MacLaren99] montre que les spins majoritaires ont un caractère "s" et les spins minoritaires essentiellement "d". La conductance des spins majoritaires est donc plus forte que celle des spins minoritaires et la décroissance est plus forte dans la barrière pour les électrons "d" que pour les électrons "s". Pour mieux prendre en compte le caractère réel des barrières, des calculs modélisant le désordre et les impuretés dans la barrière et aux interfaces ont été développés. Le désordre a pour effet de créer des états localisés dans la bande interdite de l'isolant, ce qui se traduit par une diminution de la hauteur effective de la barrière. La polarisation des spins s'en trouve alors réduite et la TMR résultante se rapproche de celle donnée par la formule de Jullière [Tsymbal98].

Ces prédictions théoriques permettent de comprendre qualitativement les discordances qui ont été trouvées entre les expériences et les premières théories de l'effet tunnel ou, plutôt, pour le modèle de Jullière, son étonnant accord avec les données expérimentales. Mais ces théories prédisent également des effets observables uniquement dans des jonctions parfaites, ce qui ne pourrait se réaliser expérimentalement qu'avec des jonctions totalement épitaxiées. Ce type de sujet dépasse le thème des JTM étudiées durant ce travail de thèse et ne peut être abordé que comme une perspective.

1.1.2.3. Perspectives de recherche

Dans le cas de jonctions épitaxiées du type Fe/MgO/Fe, de fortes TMR ont été prédites [Butler01]. Des expériences ont confirmé ces prédictions [Bowen01, Faure-Vincent04, Yuasa04]. De nouveaux matériaux sont actuellement développés pour obtenir également de fortes TMR. Les demi-métaux, à polarisation complète (100%), sont en effet très prometteurs s'il est démontré qu'on peut garder une forte polarisation à température ambiante [Coey02]. De nombreux métaux ont été prédits demi-métalliques : essentiellement des oxydes de type manganites ou doubles perovskites [Bobo04]. Mais seuls certains d'entre eux ont pu être utilisés au sein d'une JTM et donner de la TMR. Des résultats très encourageants à basses températures ont été obtenus au laboratoire CNRS/Thales : 43% avec Fe_3O_4 [Seneor99], 50% avec SrFeMoO_6 [Bibes03]. 1850% à 4K ont été obtenu avec $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ mais, même si cette valeur de TMR est la plus forte à ce jour, il a été montré que la TMR disparaissait à 280K [Bowen03]. D'autres matériaux suscitent actuellement de nombreux travaux. Alors que pour la TMR habituelle les couches polarisant le courant sont les électrodes ferromagnétiques, il est possible d'obtenir des effets de magnétorésistance avec une barrière isolante ferromagnétique entourée d'une première électrode magnétique et d'une seconde non magnétiques : les filtres à

spins. La hauteur de barrière est différente pour les deux populations de spins, ce qui donne lieu à un courant tunnel pouvant atteindre théoriquement une polarisation en spin proche de 100%. Peu de résultats expérimentaux donnant des effets magnéto-résistifs ont été obtenus. Les premières expériences ont été faites avec du Gd_2O_3 , un antiferromagnétique isolant [LeClair94]. Les résultats les plus marquants ont été mesurés avec du EuS , isolant ferromagnétique, donnant des effets de magnétorésistance de plus de 100% [LeClair02, LeClair02]. Des résultats préliminaires semblent aussi être encourageants avec le BiMnO_3 [Gajek04]. Les travaux théoriques menés sur ce sujet sont rares [Saffarzadeh04], mais de nombreuses idées de nouveaux composants voient le jour [Filip02, Worledge00].

En présence de couches non magnétiques autour de l'isolant ou d'impuretés dans la barrière, des effets de tunnel résonnant, entraînant des TMR négatives, ont été prédits et observés [Tsymbal03b, Vedyayev01, Yuasa02]. Un état localisé dans la barrière [Tsymbal03b, Vedyayev01] ou des réflexions sur la couche métallique [Yuasa02] jouent le même rôle que les états résonnants dans une diode tunnel résonnante [Ferry97]. La transmission du système est favorisée pour l'énergie de l'état résonnant dépendant du spin, ce qui se traduit par des variations importantes de la TMR en fonction de la tension appliquée à la jonction. De la même façon, des états résonnants peuvent être observés pour des barrières contenant des agrégats métalliques de quelques nanomètres de diamètre, entraînant des comportements électriques originaux [Tiusan01].

Avec des systèmes similaires, dans lesquels un agrégat unique est couplé par des jonctions tunnel à des électrodes ferromagnétiques, de nouveaux phénomènes sont attendus [Barnas98]. Ces systèmes sont basés sur l'effet magnéto-Coulomb et permettraient des estimations de temps de vie de spin [Seneor04] ou la réalisation de transistor à un électron [Martinek03].

Comme nous l'avons vu, de nombreux domaines de l'électronique de spin utilisent directement l'effet de magnétorésistance tunnel. Cependant, l'effet tunnel magnétique est largement utilisé aujourd'hui comme brique élémentaire pour des composants, comme nous le verrons plus loin, ou comme simple moyen dans de nouveaux axes de recherches. C'est le cas de la physique d'injection des spins dans les semi-conducteurs. Pour injecter un courant polarisé dans un semi-conducteur, une des solutions retenues est d'utiliser l'effet tunnel entre un ferromagnétique et un semi-conducteur [Fert01, Mattana03]. Dans les JTM, les électrodes sont placées dans une configuration magnétique donnée, parallèle ou antiparallèle, et le courant les parcourant s'en trouve polarisé. Mais l'effet inverse existe : il est possible de retourner une couche ferromagnétique par injection d'un courant polarisé [Grollier03, Slonczewski96]. Les premiers résultats de renversement de l'aimantation par injection d'un courant dans une structure JTM ont été publiés récemment [Fuchs04], laissant espérer de nombreuses applications potentielles. La recherche appliquée et fondamentale sur la magnétorésistance tunnel semble donc avoir encore de beaux jours devant elle.

I.2. Transport d'électrons chauds

Le transport électronique dans les métaux a été largement étudié dans le cadre du développement de la physique du solide et est aujourd'hui bien compris [Ashcroft76]. Les électrons participant à la conduction sont dits "libres", c'est-à-dire les moins liés à leur atome respectif et qui peuvent se propager dans le métal : les électrons au niveau de Fermi.

Des électrons qui ont une énergie supérieure au niveau de Fermi sont appelés électrons "chauds", par analogie à l'effet de la température qui augmente leur énergie et leur donnent la possibilité d'occuper des niveaux d'énergie plus élevés. Contrairement aux électrons de conduction dont les niveaux énergétiques inférieurs sont pleins, les électrons chauds peuvent se thermaliser, c'est-à-dire perdre petit à petit leur énergie puis revenir au niveau de Fermi. Le mode de conduction des électrons chauds est donc différent de celui des électrons au niveau de Fermi et reste encore l'objet de nombreuses études. La base théorique de la diffusion et les équations régissant le transport sont cependant les mêmes pour les deux types d'électrons. Ce qui caractérise et quantifie le type de conduction d'électrons dans un métal sont les diffusions que les électrons subissent dans leur environnement.

Nous présentons donc dans ce chapitre comment modéliser le taux de diffusion lié au temps de relaxation et le transport d'électrons chauds. Puis nous passons en revue les différents mécanismes de collision possibles qui affectent les électrons chauds. Nous analysons enfin la dépendance en spin de ces collisions qui peuvent avoir lieu dans des métaux ferromagnétiques et comment celles-ci modifient la polarisation en spin du courant. Les travaux expérimentaux de cette thèse n'ont pas pour but d'approfondir les bases théoriques présentées ci-dessous, mais ces bases permettent de mieux comprendre les effets expérimentaux recherchés et d'aborder de manière plus critique les références bibliographiques.

I.2.1. Temps de relaxation et équation du transport

Pour quantifier les collisions, on a recours à la modélisation et à la mesure du libre parcours moyen λ et du temps de relaxation τ : $\lambda = v\tau$ où v est la vitesse des électrons dans le métal. La théorie des solides de Drude établit, déjà au début du XX^e siècle, un lien entre la résistivité et le temps de relaxation via la loi d'Ohm [Drude00]. Ses estimations quantitatives de

λ et τ , qui se révéleront fausses, seront précisées grâce au modèle de Sommerfeld, qui prend en compte la nature quantique des électrons par la distribution de Fermi-Dirac. Les valeurs typiques trouvées pour les métaux sont $\lambda \approx 100 \text{ \AA}$ et $\tau = 10^{-14} \text{ s}$.

Les théories quantiques de la diffusion permettent aujourd'hui de comprendre l'origine et la nature des collisions des électrons. Pour décrire explicitement le mécanisme de diffusion, on calcule le taux de collision, c'est-à-dire l'inverse du temps de relaxation. On modélise alors le centre diffuseur par un potentiel $V(\mathbf{r})$; si $\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ est la fonction d'onde représentant les électrons diffusés, on calcule l'élément de matrice représentant la transition de l'état de vecteur d'onde \mathbf{k} vers \mathbf{k}' , puis le taux de collision W grâce à la règle d'or de Fermi :

$$\langle \mathbf{k} | V(\mathbf{r}) | \mathbf{k}' \rangle = \int d\mathbf{r} \psi_{\mathbf{k}'}^*(\mathbf{r}) V(\mathbf{r}) \psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \quad (\text{I-12})$$

et

$$W_{\mathbf{k},\mathbf{k}'} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \mathbf{k} | V(\mathbf{r}) | \mathbf{k}' \rangle|^2 \delta(E(\mathbf{k}) - E(\mathbf{k}') - \Delta E) \quad (\text{I-13})$$

où $E(\mathbf{k})$ est l'énergie propre de l'état $\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ et ΔE représente le transfert d'énergie possible causé par le processus de diffusion. Enfin, le temps de relaxation peut s'écrire :

$$\frac{1}{\tau(\mathbf{k})} = \int \frac{d\mathbf{k}'}{(2\pi)^3} W_{\mathbf{k},\mathbf{k}'} [1 - f(\mathbf{k}')] \quad (\text{I-14})$$

Le terme $1 - f(\mathbf{k}')$ représente la probabilité pour que l'état \mathbf{k}' soit vide. Cette formulation est la base rigoureuse qui permet de déterminer le temps de relaxation pour tous les différents mécanismes de collisions que peuvent subir les électrons. Mais les expressions (I-13) et (I-14) ne présupposent rien quant à la forme de $W_{\mathbf{k},\mathbf{k}'}$ ou de $V(\mathbf{r})$, qui dépendent du mécanisme (voir chapitre suivant).

Il est ici nécessaire de modéliser la totalité du transport électronique en y incluant les collisions. La plupart des études théoriques sur le transport et le temps de relaxation prennent pour base "l'équation de Boltzmann". Il s'agit d'une équation semi-classique, c'est-à-dire qui applique les équations du mouvement classique à la position \mathbf{r} et au vecteur d'onde \mathbf{k} de chaque électron, en supposant une distribution électronique de Fermi-Dirac. La justification quantique de ces hypothèses est la modélisation de chaque électron par un paquet d'onde d'état de Bloch, dont l'extension doit être nettement supérieure à la taille d'une cellule élémentaire, mais inférieure aux longueurs caractéristiques des champs électromagnétiques extérieurs. L'équation de Boltzmann donne les variations temporelles et la distribution de Fermi-Dirac locale :

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t) = \frac{1}{\exp \frac{E(\mathbf{k}) - \mu(\mathbf{r}, t)}{k_B T(\mathbf{r}, t)} + 1} \quad (\text{I-15})$$

Si $\mathbf{v}(\mathbf{k}) = (1/\hbar)\partial E/\partial \mathbf{k}$ est la vitesse des électrons et $\mathbf{F} = \hbar \partial \mathbf{k} / \partial t$ est la force extérieure agissant sur les électrons (issue des champs électrique et magnétique), alors l'équation de Boltzmann s'écrit :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\mathbf{F}}{\hbar} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{k}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{coll}} \quad (\text{I-16})$$

Le terme à droite de l'égalité représente la variation de la distribution électronique pendant dt , due au mouvement des électrons entrant ou sortant du domaine $d\mathbf{r}d\mathbf{k}$ de l'espace des phases. Ce terme peut s'écrire, par définition, en fonction de la probabilité de transition $W_{\mathbf{k},\mathbf{k}'}$. Pour simplifier la forme de l'équation à résoudre, l'approximation du temps de relaxation est souvent posée : on suppose que la variation de la distribution peut s'écrire en fonction du temps de relaxation :

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{coll}} = -\frac{f - f_0}{\tau} \quad (\text{I-17})$$

où f_0 est la distribution de Fermi-Dirac à l'équilibre. Cette approximation, bien que souvent utilisée, est forte et sa validité dépend du mécanisme de diffusion.

La résolution de l'équation de Boltzmann donne la distribution électronique f . Pour connaître le courant électronique on prend la formulation semi-classique de la densité de courant \mathbf{j} :

$$\mathbf{j} = -ne \langle \mathbf{v} \rangle = -\frac{e}{4\pi^3} \int \mathbf{v}(\mathbf{k}) \cdot f(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t) d\mathbf{k} \quad (\text{I-18})$$

La solution de l'équation de Boltzmann puis le calcul du courant nécessitent, la plupart du temps, de fortes simplifications, comme par exemple la recherche de solutions stationnaires, auquel cas le premier terme de (I-16) disparaît. Des solutions analytiques peuvent être trouvées dans des cas simples ; pour des cas plus réalistes, des méthodes numériques sont souvent utilisées.

I.2.2. Mécanismes de diffusion des électrons

Les équations données ci-dessus (§ I.2.1) sont générales au transport électronique et peuvent donc s'appliquer au transport d'électrons au niveau de Fermi, comme à celui des électrons chauds. Pour ces derniers, la fonction de distribution f est uniquement celle de la population d'électrons chauds, donnée par les conditions de l'expérience. Cependant, aucune forme n'a été donnée à $W_{\mathbf{k},\mathbf{k}}$, ni aucun détail sur les variations du temps de relaxation suivant le type de collision que subit l'électron. C'est le poids relatif des différents mécanismes de collisions qui est spécifique au transport d'électrons chauds par rapport au transport au niveau de Fermi. On pourra trouver dans la thèse de Nicolas Rougemaille des études complètes et récentes sur le transport d'électrons chauds [Rougemaille03].

Lorsque plusieurs types de mécanismes de diffusion sont présents, la règle de Mathiessen est couramment utilisée pour estimer le poids de chacun : on suppose que chaque source de diffusion est bien distincte et qu'un mécanisme n'influence aucun des autres. Le taux de collision total est alors la somme des taux de collision des différents mécanismes pris séparément. Dans l'approximation du temps de relaxation, cela entraîne :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3} + \dots \quad (\text{I-19})$$

où τ est le temps de relaxation global et τ_i fait référence au mécanisme i . Une règle associée peut être déduite pour les libres parcours moyens λ ou pour les résistivités ρ (dans ce cas les λ et ρ s'additionnent). Mais les hypothèses supposées ici sont fortes. Il est alors plus exact d'écrire la loi sous la forme d'inégalité :

$$\rho \geq \rho_1 + \rho_2 + \rho_3 + \dots \quad (\text{I-20})$$

On peut classer les différents mécanismes de diffusions en deux grands types : les diffusions élastiques et les diffusions inélastiques. La distinction vient du transfert d'énergie lors de la collision entre plusieurs entités. Lors d'une collision élastique, les particules n'échangent pas d'énergie ; dans une collision inélastique, il peut y avoir perte ou gain d'énergie par les particules. Les diffusions élastiques ont lieu lors de collisions des électrons avec les impuretés, lacunes, dislocations ou défauts dilués dans le cristal ou sur des interfaces. En fait, un électron peut faire "reculer" ou exciter l'impureté mais ces effets sont négligeables ; on considère donc que l'électron conserve son énergie lors de la diffusion sur le potentiel représentant l'impureté ou la perturbation. Les diffusions inélastiques se produisent essentiellement pour des collisions entre électrons, des collisions électrons-phonons [Ziman60], ou des collisions électrons-magnons, c'est-à-dire les excitations des modes de vibration collectives des moments de spins

localisés [Kittel56]. Des mécanismes plus complexes peuvent également se produire dans certains cas, comme l'excitation d'électrons Auger ou l'excitation de Stoner qui met en jeu l'excitation d'une paire électron-trou avec en plus un retournement de spin.

Lors de collisions élastiques, les électrons chauds restent par définition au même niveau d'énergie. Ces collisions ne contribuent donc pas à la thermalisation du courant. Par contre, les électrons peuvent changer de direction. En effet, si un électron passe d'un état $|\mathbf{k}\rangle$ avant la collision à un état $|\mathbf{k}'\rangle$ après, et si $E(\mathbf{k})=E(\mathbf{k}')$, alors il peut être réfléchi avec l'angle θ formé par les vecteurs \mathbf{k} et \mathbf{k}' . Pour une collision élastique, et si le système est isotrope (l'énergie ne dépend que du module du vecteur d'onde : $E(\mathbf{k})=E(k)$), la probabilité de transition de (I-13) ne dépend que du module de \mathbf{k} et de θ , et le ΔE est nul :

$$W_{\mathbf{k},\mathbf{k}'} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \mathbf{k} | V(\mathbf{r}) | \mathbf{k}' \rangle|^2 \delta(E(\mathbf{k}) - E(\mathbf{k}')) = W(k, \theta) \quad (\text{I-21})$$

On montre alors que le temps de relaxation s'écrit :

$$\frac{1}{\tau(k)} = \frac{k^2}{(2\pi)^2} \int_0^\pi \sin \theta (1 - \cos \theta) W(k, \theta) d\theta \quad (\text{I-22})$$

Pour les processus inélastiques, le calcul du taux de transition est plus compliqué. La probabilité de transition n'est plus proportionnelle à $\delta(E(\mathbf{k})-E(\mathbf{k}'))$ car ΔE n'est pas nul. Les deux entités qui diffusent, échangent de la quantité de mouvement, et le vecteur de propagation $\mathbf{q}=\mathbf{k}-\mathbf{k}'$ est gagné par la quasiparticule créée. Pour les interactions avec phonons ou magnons, il faut prendre en compte leur nombre, leur mode de création ou d'annihilation et leur relation de dispersion. Le "modèle des deux températures" a également été développé pour décrire les interactions entre électrons et vibrations du réseau. Il permet de comprendre les variations du temps de relaxation avec l'énergie [Allen87, Tas94]. Le temps de relaxation τ_{ep} (soit l'inverse du taux de collision), pour le processus de collision électron-phonons, est estimé pour les métaux être de l'ordre de la picoseconde [Groeneveld92, Suarez95].

La théorie semi-classique de la conduction ne peut rendre compte des interactions entre électrons. Pour décrire ce phénomène, la théorie du liquide de Fermi est habituellement utilisée [Pines66]. On suppose dans cette théorie, et par le principe d'exclusion de Pauli, que deux électrons des bandes pleines du métal, donc d'énergie sous le niveau de Fermi E_F , ne peuvent interagir. En effet, aucun état n'est inoccupé, c'est-à-dire qu'aucun volume n'est libre dans l'espace des phases pour les accueillir après leur collision. Au contraire, un électron au-dessus du niveau de Fermi d'énergie E peut interagir avec un autre d'énergie E_F ; leurs deux états finaux seront sur deux niveaux inoccupés compris entre E et E_F . La probabilité pour chacun de trouver un état libre étant proportionnelle à la gamme d'énergie permise $|E-E_F|$, le taux de

transition sera donc proportionnel au carré de cette différence. On peut faire le même raisonnement si une énergie thermique supplémentaire $k_B T$ leur est donnée. Le temps de relaxation lié à l'interaction électron-électron est donc :

$$\frac{1}{\tau_{ee}} = \alpha(E - E_F)^2 + \beta(k_B T)^2 \quad (I-23)$$

où α et β sont des constantes. Cette dépendance en fonction de l'énergie, explicitée par Quinn [Quinn62], est souvent utilisée pour ajuster des données expérimentales. Ce temps correspond donc au temps moyen entre deux collisions électron-électron et il peut également s'interpréter comme le temps de vie de la quasi-particule électron-trou qu'il a fallu créer durant l'interaction. Ce temps de vie est estimé, pour un métal, à quelques dizaines ou centaines de femtosecondes pour des énergies de l'ordre de 1eV au-dessus du niveau de Fermi [Schmittenmaer94, Suarez95, Sun93].

Peu d'études ont en somme été consacrées à la détermination du poids respectif de chaque mécanisme dans l'atténuation totale d'un courant d'électrons chauds. Il est en effet difficile d'extraire la contribution d'un processus seul en écartant celle des autres. Les ordres de grandeur des temps de relaxation pour chaque type d'interaction peuvent être mesurés comme on l'a vu, mais ce sont des estimations faites dans des cas précis, et les variations globales en fonction de l'énergie des électrons ou de la température ne sont en général pas connues. Des travaux pionniers qui serviront souvent de référence par la suite ont été menés par Kanter, qui a mesuré et calculé l'importance relative de l'interaction électron-électron (par l'approche de Quinn) et de l'interaction électron-phonon (par sa dépendance en température) dans des métaux nobles. Il trouve des libres parcours moyens tels que $\lambda_{ee} \ll \lambda_{ep}$, pour des énergies de 5 à 10eV [Kanter70].

Mais, comme nous allons le voir, les mécanismes qui atténuent le plus ne sont pas forcément ceux qui ont une dépendance en spin la plus forte, c'est-à-dire ceux qui polarisent le courant d'électrons chauds, phénomène qui nous intéresse ici particulièrement.

I.2.3. L'effet de filtre à spin

Lorsqu'un courant parcourt un matériau ferromagnétique, il se polarise. La proportion d'électron conducteur de spin \uparrow et de spin \downarrow est la même que celle du métal à l'équilibre. Elle est donnée par le décalage des bandes dû à l'interaction d'échange. Le transport d'électrons chauds est différent : les diffusions peuvent être dépendantes du spin ; ainsi l'une des populations de spin peut connaître une atténuation plus forte que l'autre ou certains spins

peuvent se retourner au moment de la collision. La polarisation totale du courant d'électrons chauds s'en trouvera donc modifiée par rapport à la situation à l'équilibre. L'effet d'une différence d'atténuation pour les deux directions de spins peut être très fort sur la polarisation du courant : l'augmentation par rapport à la polarisation à l'équilibre peut être exponentielle. Pour s'en rendre compte, on peut prendre un cas simple de l'équation de Boltzmann (I-16). Si on cherche une solution stationnaire de cette équation, pour un courant d'électrons chauds injectés avec une énergie cinétique mais sans champ extérieur, l'équation à une dimension peut s'écrire dans l'approximation du temps de relaxation :

$$v \cdot \frac{\partial f}{\partial x} = -\frac{f}{\tau} \quad (\text{I-24})$$

Si on suppose de plus que la vitesse de chaque électron est une constante v , on peut introduire le libre parcours moyen $\lambda = v\tau$ et ainsi obtenir :

$$\frac{\partial f}{\partial x} = -\frac{f}{\lambda} \quad (\text{I-25})$$

dont la solution, rapportée au courant, est du type :

$$I(x) = I(0)e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (\text{I-26})$$

On voit bien que si le libre parcours moyen dépend de la direction de spin, λ_{\uparrow} et λ_{\downarrow} , alors l'atténuation du courant dépend également de l'asymétrie des λ de manière exponentielle avec la distance.

Afin de montrer la dépendance en spin du transport d'électrons hors équilibre, différents types d'expériences ont été menées et des modèles associés ont été établis dès les années 80. Les premières estimations de temps de relaxation dépendant du spin ont été faites grâce à des mesures optiques : photoémission résolue en spin [Gröbli95a, Pappas91, Schönhense93, Vescovo95], spectroscopie électronique à perte d'énergie polarisée en spin [Plihal99], photoémission à deux photons résolue en spin et en temps [Aeschlimann97, Knorren00] ou des mesures de transmission d'un faisceau d'électrons résolue en spin [Drouhin96, Rougemaille03]. Plus récemment, l'apparition de dispositifs tout solide utilisant le transport d'électrons chauds a permis un regain d'intérêt pour ce type de mesures, en évaluant les longueurs d'atténuation de façon totalement électrique. Ces nouvelles structures, détaillées au paragraphe I.3, apparaissant vers la fin des années 90, sont le microscope magnétique à électrons balistiques (désigné par l'acronyme anglais BEEM) [Rippard00a], le transistor à vanne de spin (TVS) [Monsma95], et le transistor tunnel magnétique (TTM) [Dijken02].

Les signes d'une augmentation de la polarisation d'un courant d'électrons chauds comparativement à la polarisation du matériau massif ont été détectés pour la première fois dans des mesures de polarisation en spin d'électrons secondaires [Unguris82]. Dans ces expériences, un faisceau extérieur d'électrons monoénergétique excite les électrons d'un métal. Ceux-ci en excitent d'autres à leur tour, créant ainsi une cascade d'électrons secondaires. La polarisation mesurée de ces électrons est toujours deux ou trois fois supérieure à basse énergie (de l'ordre de l'électron-Volt au-dessus de l'énergie de Fermi) qu'à haute énergie ($\sim 10\text{eV}$) où elle retrouve son niveau de l'état massif (voir Figure I-2).

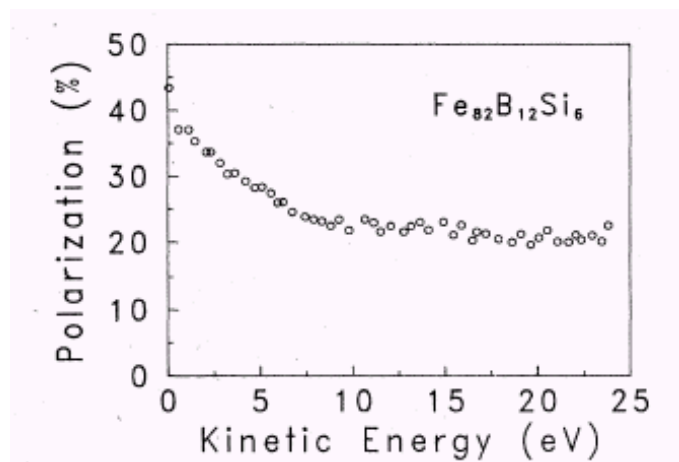


Figure I-2 : Polarisation en spin des électrons transmis à travers une couche de $\text{Fe}_{82}\text{B}_{12}\text{Si}_6$ excités par un faisceau d'électrons primaires. Le zéro d'énergie correspond à l'énergie du vide (quelques eV), la polarisation à forte énergie est celle du matériau massif (d'après [Penn85]).

Pour comprendre ces résultats, Penn *et al.* ont proposé une explication théorique de ce phénomène en invoquant l'asymétrie en spin du libre parcours moyen [Penn85]. L'atténuation du courant d'électrons hors équilibre est supposée ne provenir que de l'interaction électron-électron. Pour rendre compte de la dépendance en spin de cette interaction, il modifie les formules (I-13) et (I-14) en précisant les états occupés et libres, c'est-à-dire en y introduisant les densités d'états pour chaque direction de spin. L'idée intuitive de ce modèle, qui sera ensuite largement reprise, est qu'il y a un excès d'états de spins minoritaires inoccupés par rapport aux spins majoritaires dans la bande d ; la diffusion dépendant des états libres, les spins minoritaires ont une probabilité plus forte de diffuser et leur libre parcours moyen s'en trouve diminué. L'hypothèse de la dépendance de la probabilité de diffusion vis-à-vis de la structure de bande suppose donc que le libre parcours moyen varie avec la nature du matériau. Les auteurs

estiment ainsi le rapport des temps de relaxation $\tau_{\uparrow}/\tau_{\downarrow}$ à 1,3 pour une énergie des électrons autour de 1eV.

Des expériences ont rapidement confirmé la différence entre λ_{\uparrow} et λ_{\downarrow} et montré leur dépendance avec l'énergie [Gröbli95a, Gröbli95b, Pappas91, Vescovo95]. Cette asymétrie a été montrée pour des gammes d'énergie de dizaines d'électrons Volt, en supposant que l'origine de l'atténuation était une interaction inélastique, mais sans préciser sa nature (voir Figure I-3).

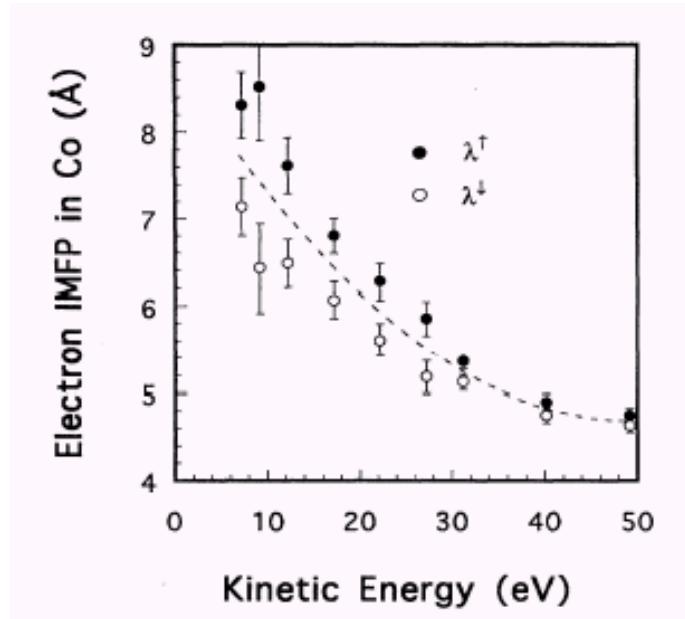


Figure I-3 : Libre parcours moyen inélastique des deux populations de spins en fonction de l'énergie des électrons au-dessus du niveau de Fermi (d'après [Vescovo95]).

À la suite de ces premières expériences, d'autres groupes ont mis en évidence les mêmes effets mais en expliquant l'asymétrie en spin du libre parcours moyen par les effets de densité d'états comme l'avaient fait sentir Penn *et al.* et en prolongeant la gamme d'énergie jusqu'à l'électron Volt [Aeschlimann97, Drouhin96, Knorren00]. Cette interprétation fait donc l'hypothèse explicite que l'origine de l'atténuation des électrons chauds est l'interaction inélastique électron-électron. Des travaux théoriques plus précis ont également été menés pour expliquer cette influence de la densité d'états sur le libre parcours moyen. Schönhense et Siegmann proposent un modèle empirique où le nombre d'états libres dans la bande d est explicitement pris en compte dans le calcul du taux de transition pour chaque direction de spin [Schönhense93]. Ce modèle est fréquemment cité dans les articles théoriques ou expérimentaux postérieurs et repris pour être complété et précisé [Drouhin97]. Zarate *et al.* ont élaboré un modèle simple montrant l'effet de la densité d'états sur le temps de relaxation, en utilisant une autre approche [Zarate99].

Se basant sur le formalisme du liquide de Fermi (voir paragraphe I.2.2), ils modélisent la dépendance du temps de relaxation avec l'énergie en prenant en compte l'énergie ω_d séparant le niveau de Fermi au haut de la bande d du matériau. À la place de la dépendance classique (I-23) en $(E-E_F)^{-2}$, ils calculent une variation en $(E-E_F-\omega_d)^{-2}$. Ceci traduit le fait que la probabilité de diffusion est très forte pour des électrons au dessus du niveau de Fermi qui ont assez d'énergie pour exciter les électrons de la bande d. La valeur de ω_d étant différente pour chaque direction de spin, le rapport $\tau_{\uparrow}/\tau_{\downarrow}$ augmente fortement lorsque l'énergie des électrons chauds $E-E_F$ atteint le seuil ω_d . Ces prédictions sont en bon accord avec leurs propres données expérimentales. Aeschlimann *et al.* ont mis au point une nouvelle méthode expérimentale permettant la mesure directe du temps de vie d'un électron excité [Aeschlimann97]. Les auteurs ne précisent pas l'origine de la diffusion de l'électron, mais disent pouvoir accorder les mesures de temps de vie avec la loi en $(E-E_F)^{-2}$ de la théorie du liquide de Fermi, qui fait donc référence à l'interaction électron-électron. Ils retrouvent une dépendance avec l'énergie de τ_{\uparrow} , τ_{\downarrow} et $\tau_{\uparrow}/\tau_{\downarrow}$ très proche de celle mesurée par le groupe de Zarate (voir Figure I-4).

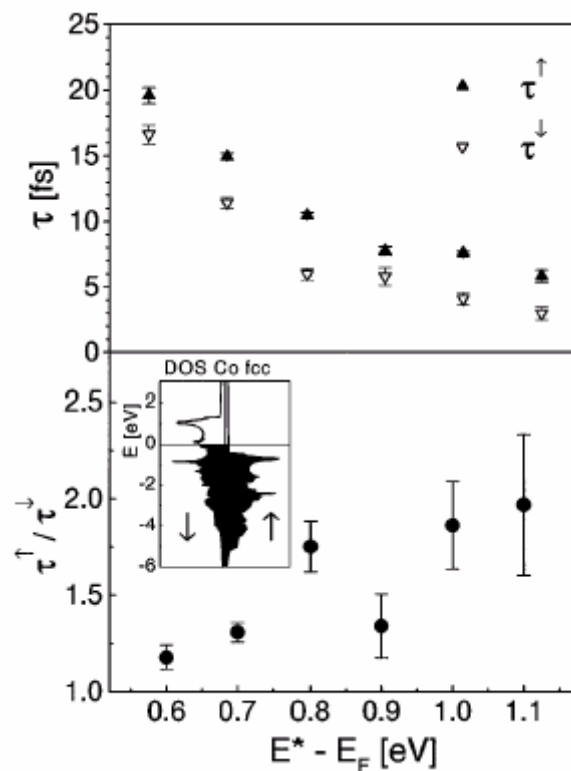


Figure I-4 : Temps de vie inélastique pour chaque direction de spin ainsi que le rapport $\tau_{\uparrow}/\tau_{\downarrow}$ pour le cobalt fcc, en fonction de l'énergie des électrons au-dessus du niveau de Fermi. En insert, schéma de la densité d'états (tiré de [Aeschlimann97]).

Le découplage entre les différents phénomènes de diffusion est très difficile à effectuer expérimentalement, c'est pourquoi il est possible que les temps de relaxation des études exposées ci-dessus aient également une composante inélastique provenant de la diffusion avec des magnons ou d'excitations de Stoner, même si les auteurs n'en font pas mention. C'est ce que semblent montrer des études plus récentes. En effet, lorsqu'on réduit l'énergie d'excitation des électrons chauds vers des valeurs autour de l'électron Volt, il est possible que des mécanismes de retournement de spin se produisent soit par émission de magnons, soit par excitation d'une particule électron-trou avec retournement du spin de l'électron (excitation de Stoner) [Plihal98]. La première signature claire de l'excitation de magnons a été montrée en 1999 par une méthode de spectroscopie par perte d'énergie d'électron [Plihal99]. On voit bien, sur la Figure I-5 qu'aux énergies de l'ordre de 100meV, l'émission ou l'absorption de magnons domine, tandis que les excitations de Stoner prennent de l'importance autour de 2eV.

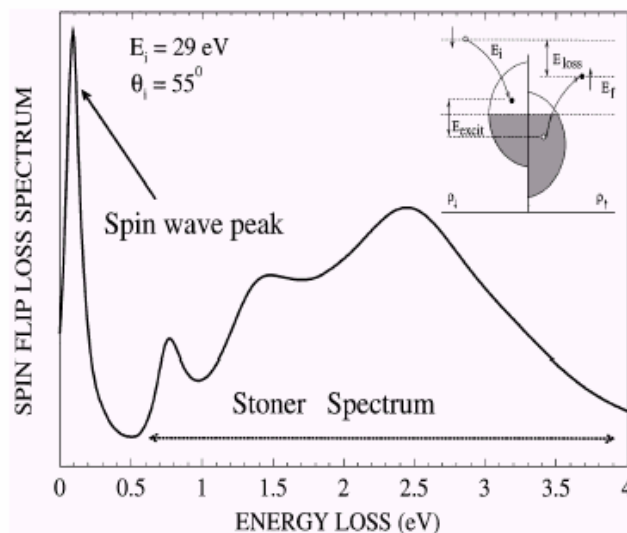


Figure I-5 : Spectroscopie polarisée en spin par perte d'énergie d'électron : spectre théorique. Le pic à faible énergie correspond au signal dû aux magnons, la large bande provient des excitations de Stoner. En haut à droite, le schéma du mécanisme de diffusion avec retournement de spin (tiré de [Plihal99]).

Les différentes approches ci-dessus se basent sur l'hypothèse que l'origine de l'asymétrie en spin du courant d'électrons chauds est une interaction inélastique : interaction entre porteurs de charges ou interaction électrons-magnons. Cependant, certains groupes de recherche ont relevé l'importance que pouvait avoir l'interaction élastique des électrons avec des impuretés sur cette asymétrie [Gokhale91, Yamauchi98]. Gokhale suppose qu'il existe une transmission dépendante du spin des électrons dans un ferromagnétique, du fait de la diffusion élastique des

électrons par couplage d'échange du spin avec les moments atomiques. Les publications postérieures ne pourront plus écarter ces hypothèses de leur analyse théorique de la dépendance en spin de la diffusion, mais l'interaction élastique restera cependant un phénomène peu considéré dans de nombreux articles. Des travaux plus récents semblent pourtant prouver l'importance de l'interaction élastique dans la polarisation du courant d'électrons chauds [Yamauchi00]. Une étude théorique a estimé l'importance de la diffusion par les magnons et la compare aux travaux pionniers de Pappas *et al.* [Hong99]. Les interactions inélastiques semblent ne pas pouvoir expliquer seules l'asymétrie du libre parcours moyen. Les auteurs évoquent donc la possibilité de mécanismes comme ceux décrits par Gokhale *et al.*. Une étude expérimentale a montré en effet la prédominance de l'interaction élastique, mais sur une gamme d'énergie de 4 à 8 eV, qui diffère donc des énergies où semblent intervenir les magnons et les excitations de Stoner [Oberli98].

Il est ainsi difficile de trancher sur l'importance relative des différents mécanismes de diffusions dans l'atténuation totale d'un courant d'électrons chauds et sa polarisation en spin, cette pondération dépendant, de surcroît, de l'énergie des électrons. Les expériences d'optique ou de transmissions électroniques ont permis des mesures de libre parcours moyen, mais présentent des spécificités qui peuvent être des inconvénients. Les excitations par voie optique d'électrons sont monoénergétiques mais la distribution énergétique initiale des électrons secondaires est-elle, elle aussi, bien définie ? Les mesures de polarisation par photoémission ne sont pas faciles à interpréter. Il n'est en effet pas évident que la photoémission conserve le spin : il est possible que la surface polarise les électrons sortant du métal, la polarisation des électrons émis étant alors plus forte que celle des électrons dans le métal. Les expériences d'injection ou de collecte d'électrons par des sources ou des mesures extérieures à l'échantillon sont limitées par le niveau du vide qui empêche les mesures au-dessous de quelques électrons Volt. L'avènement de nouveaux dispositifs de type transistor ont pu permettre des expériences différentes sur le transport d'électrons chauds, même si leur développement n'a pas été, en général, poussé par cet aspect fondamental.

I.3. Transistors à électrons chauds

L'utilisation du transport d'électrons hors équilibre dans des structures tout solide est apparue au moment où il a été techniquement possible d'élaborer et de contacter des couches minces de l'ordre du nanomètre, c'est-à-dire les ordres de grandeurs pour lesquels les électrons "restent" chauds. Dès ces débuts, les études menées présentaient une dualité encore présente aujourd'hui : la possibilité d'émettre des électrons chauds pour la compréhension de leur transport électrique et également l'idée d'utiliser les propriétés de ce transport dans des applications, en particulier pour des composants électroniques de type transistor.

Les premières structures à électrons chauds ont été présentées dans les années 60. Différents types d'empilements de couches minces ont ensuite été proposés utilisant métaux, isolants et semi-conducteurs. Mais ces structures ne semblent pas avoir répondu à toutes les attentes et montrent des résultats modestes. Cependant, une application pratique importante, non pas pour le champ de l'électronique mais pour le milieu de la recherche, sera mise au point : le microscope à émission d'électrons balistiques. Un tournant est marqué en 1995 par le groupe de J. C. Lodder aux Pays-Bas, qui introduit le spin dans ce type de structures, en élaborant un transistor dont la base est formée d'une vanne de spin (c'est-à-dire une tricouche ferromagnétique/métal non magnétique/ferromagnétique). De nombreuses études sont alors lancées, donnant des résultats très prometteurs. Le groupe de S. Parkin aux États-Unis, reproduit ensuite les mêmes empilements mais en remplaçant une barrière Schottky par une jonction tunnel magnétique, structures qui se rapprochent de celles étudiées dans ce travail.

I.3.1. Transistors non magnétiques

Les transistors sont des composants électroniques à trois entrées : l'émetteur (E), la base (B) et le collecteur (C). La propriété électrique principale recherchée est une amplification de la puissance de l'entrée (émetteur), à la sortie (collecteur) et ceci grâce à l'alimentation de la base qui fournit la puissance nécessaire. Il est donc intéressant d'obtenir un rapport du courant collecté sur courant émis $\alpha = I_C/I_E$ proche de 1, ainsi qu'un gain maximum $\beta = I_C/I_B$. On demande également aux transistors de présenter des courants modulables en fonction des tensions entre E, B et C, pour garder optimisés les paramètres α et β aux différentes tensions

de travail choisies. «Le transistor tend donc à être un "amplificateur de courant". Cela veut dire que la commande du courant de collecteur par la tension émetteur-base, et l'injection plus ou moins forte qu'elle provoque, est basée sur la répartition favorable du courant entre la base et le collecteur. C'est la faiblesse du courant de base par rapport au courant collecteur qui produit, à proprement parler, l'"effet transistor"». La physique des semi-conducteurs a, pour ces raisons et en plus de la miniaturisation, amené une petite révolution dans le monde des technologies, lorsque les tubes ont été remplacés par des transistors à jonctions p-n.

Les premiers transistors à électrons chauds n'avaient pas cette ambition, mais proposaient les mêmes effets grâce à un tout autre type de mécanisme pour amplifier le courant. Dans ces structures, la base est séparée de l'émetteur et du collecteur par des barrières tunnel. Lorsqu'un courant franchit une barrière tunnel, les électrons provenant du niveau de Fermi dans la première électrode arrivent dans la seconde avec une énergie au-dessus de son propre niveau de Fermi (Figure I-6).

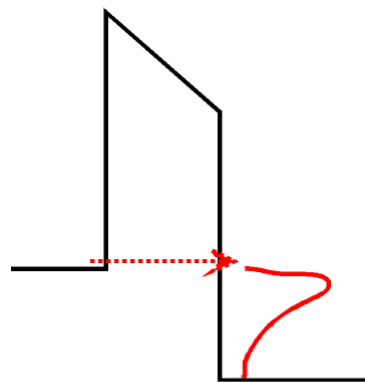


Figure I-6 : Représentation schématique de la distribution en énergie des électrons injectés au-dessus du niveau de Fermi après leur passage à travers une barrière tunnel.

Les électrons, initialement de même énergie, se thermalisent et forment une distribution en énergie non monoénergétique. Le chapitre précédent (I.2) permettait en fait d'indiquer l'évolution de cette distribution suivant l'épaisseur de la deuxième électrode. Dans un transistor, un courant d'électrons chauds est injecté de cette manière de l'émetteur vers la base. Les électrons chauds ayant conservé une énergie supérieure à la hauteur de la seconde barrière tunnel pourront la franchir et atteindre le collecteur. Le mécanisme d'amplification dans ce type de transistor est donc lié au courant d'électrons chauds : une partie du courant collecté provient directement du courant émis sans apport du courant de la base, ce qui contribue à augmenter le courant I_C et donc les deux paramètres α et β (de la même façon que dans un transistor

classique à semi-conducteur où les porteurs de charges injectés sont directement "aspirés" par le collecteur et dont seulement une très faible fraction va circuler vers l'électrode de base).

En 1960, Mead propose pour la première fois un dispositif de ce type, alors même que la compréhension physique de l'effet tunnel est encore incomplète [Mead61]. Son article est cependant très prophétique : il prévoit déjà l'avènement d'un nouveau thème de recherche et de nouveaux dispositifs : "*the feasibility of a new class of devices operating on the principle of tunnel emission has been demonstrated and hence this brief report is given in the hope that it will aid other investigators in the field*". Mead tente des premières expériences avec une jonction émettrice du type Al/Al₂O₃/Al, la seconde barrière étant du SiO₂ ou le vide, mais les difficultés techniques de préparation des échantillons et de mesures électriques ne lui permette pas d'obtenir des résultats fiables. Les paramètres importants de réalisation du transistor sont néanmoins déjà donnés :

- il est important que la longueur de la base soit inférieure à l'atténuation des électrons : $d_b < \lambda$, ce qui nécessite l'élaboration et la prise de contact de films minces de l'ordre du nanomètre ;
- l'énergie E au-dessus du niveau de fermi des électrons chauds doit être de l'ordre de grandeur ou supérieur à la hauteur de la barrière collectrice : $E \geq \phi$.

Le même type de structure sera proposé un an après, la deuxième barrière tunnel étant remplacée par une barrière Schottky [Spratt61]. Mais les résultats expérimentaux ne seront toujours pas convaincants, du fait de discontinuités dans la barrière entraînant des courts-circuits localisés (communément appelés trous d'épingle ou *pinholes* en anglais). La proposition de barrière Schottky sera néanmoins largement reprise comme on le verra plus loin. Ces travaux seront effectivement à l'origine de nombreuses autres études. Heiblum en particulier, travaillera durant sa thèse sur les transistors à électrons chauds. En 1981, il publie un article de revue très complet sur les différents types de structures qui ont déjà été envisagés (voir Figure I-7), il constate les difficultés rencontrées, en particulier le faible facteur de transfert α . Il propose des paramètres d'épaisseurs de couches et de hauteur de barrières optimisés pour contourner ces problèmes, pour différentes structures associant des couches métalliques à des oxydes et/ou semi-conducteurs [Heiblum81].

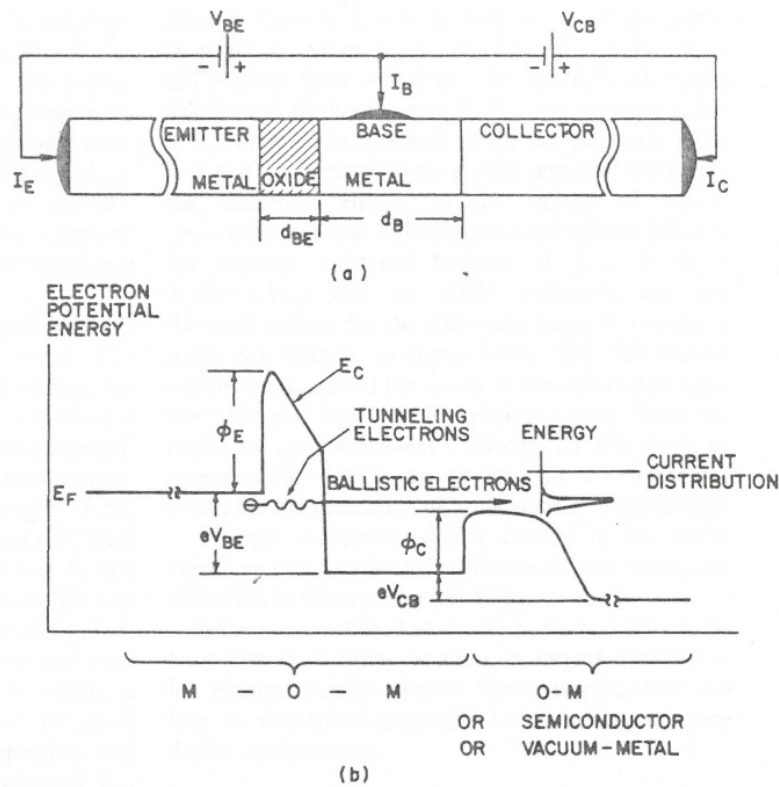


Figure I-7 : Schéma de principe des structures envisagées par Heiblum [Heiblum81]. (a) Structure émetteur, base et collecteur et contacts électriques. (b) Diagramme énergétique des dispositifs (M pour métal, O pour oxyde isolant).

Mais quatre ans plus tard, il publiera deux articles sur des structures transistor toutes semi-conductrices [Heiblum85b, Heiblum85a], en focalisant ses études non plus sur l'intérêt appliqué du transistor mais sur l'aspect fondamental du transport d'électrons chauds.

Les premiers effets clairs du transport d'électrons chauds dans une structure à trois entrées avec une base métallique, ont été mesurés au Japon dans le groupe d'Asada [Muratake92, Saitoh95]. L'empilement de couche est $\text{CoSi}_2/\text{CaF}_2/\text{SiSi}_2/\text{CaF}_2/\text{n-Si}/\text{Al}$, totalement épitaxié (le CoSi_2 est métallique, le CaF_2 isolant). Le coefficient de transfert peut être augmenté jusqu'à 0,9 et le gain est de l'ordre de 36 pour des mesures réalisées à 77K.

La présentation des différents travaux exposés ici n'est pas exhaustive, mais elle donne une vue générale de l'évolution du sujet. Néanmoins, le fait marquant qui en ressort est que le transistor à électrons chauds semble ne pas avoir répondu à tous les espoirs des débuts, en particulier sur sa capacité à être intégré dans des dispositifs pour l'électronique.

I.3.2. Le microscope à émission d'électrons balistiques

En 1988, Kaiser et Bell mettent au point une nouvelle technique de microscopie à haute résolution : le microscope à émission d'électrons balistiques (BEEM) [Kaiser88]. L'idée n'est pas directement venue des travaux antérieurs sur les transistors à électrons chauds, mais son principe se révélera très similaire, et il sera également utilisé pour l'étude du transport d'électrons chauds et la détermination de longueur d'atténuation.

L'ensemble du dispositif expérimental du microscope est également une structure à trois électrodes séparées par deux barrières tunnel. L'électrode émettrice d'électrons chauds est une pointe de microscope à effet tunnel, la première barrière est donc l'espace de vide entre la pointe et l'échantillon. L'échantillon mesuré est une diode Schottky : une électrode métallique déposée sur un substrat semi-conducteur. Les électrons atteignent donc la surface de l'échantillon avec une énergie au-dessus du niveau de Fermi. Si la tension d'injection est inférieure à la hauteur de la barrière Schottky, les électrons ne peuvent la franchir et aucun courant n'est collecté. Mais lorsque la tension augmente jusqu'à dépasser la hauteur de barrière, les électrons ayant conservé leur énergie initiale (qui n'ont pas subi de thermalisation et qui ont donc un transport balistique), peuvent franchir la barrière Schottky et une forte augmentation du courant collecté est mesurée dans le semi-conducteur (Figure I-8).

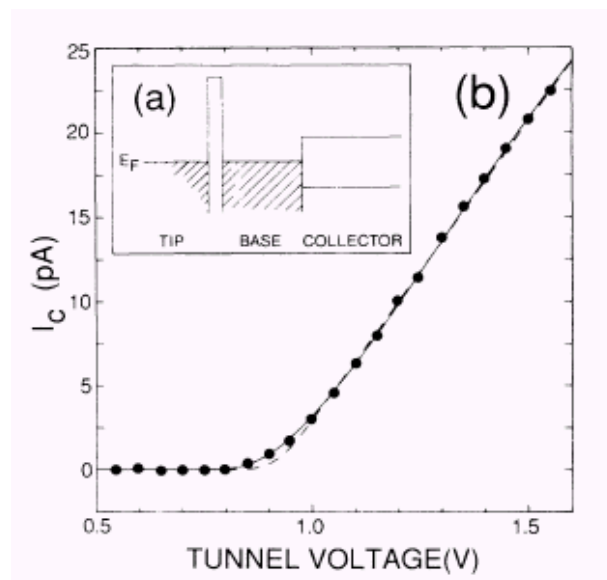


Figure I-8 : (a) Schéma du profil en énergie du BEEM : la pointe, la barrière de vide et l'échantillon. (b) Courant collecté en fonction de la tension appliqué sur la jonction Schottky (tiré de [Bell88]).

Le BEEM permet de sonder, avec la résolution d'un microscope à effet tunnel, la hauteur de barrière de la diode Schottky, en imageant les variations spatiales du courant collecté I_C pour un courant d'émission et une tension aux bornes de la barrière Schottky donnés. De nombreuses études ont été menées dans ce sens, apportant une connaissance approfondie du processus de transport à l'interface entre un métal et un semi-conducteur [Bell88, Kaiser88, Smith98, Ventrice96, Weilmeier99].

Cette technique de microscopie utilisant le transport d'électrons hors équilibre, il ne suffisait que d'un pas pour exploiter la dépendance en spin de ce transport. Il fut fait par Rippard et Buhrman en 1999, qui ont remplacé la base métallique des précédentes études par une tricouche de type vanne de spin [Rippard99]. Les vannes de spins sont des structures à magnétorésistance géantes [Dieny91], leur résistance vue par un courant est donc différente pour la configuration d'aimantation parallèle et la configuration antiparallèle, du fait de la dépendance en spin du transport. Cet écart de résistance est fortement augmenté si le courant est un courant d'électrons chauds du fait de la dépendance en spins de la diffusion dans les métaux ferromagnétiques et aux interfaces. En configuration antiparallèle la tricouche filtre donc fortement les deux directions de spin, et le courant collecté I_C est faible. Au contraire, en configuration parallèle, une direction est privilégiée donnant un fort I_C . Cette méthode permet donc d'imager la configuration locale relative en domaine de deux couches magnétiques de type vanne de spin ou jonction tunnel (contraste noir pour un faible I_C , et blanc pour un fort I_C) [Rippard99, Rippard00b, Rippard01b, Rippard01a].

Cette technique permet également de déterminer les propriétés d'atténuation des électrons chauds des métaux [Lu00, Rippard00a]. En effet, tous les électrons ne sont pas collectés au-dessus de la diode Schottky ; connaissant la fraction d'électrons collectée par rapport au courant émis en fonction de l'épaisseur de l'électrode de base, il est possible de déduire le libre parcours moyen pour chaque direction de spin. Rippard et Buhrman trouvent des longueurs d'atténuations entre 1eV et 2eV (voir Figure I-9) variant très peu par rapport aux résultats à plus hautes énergies (cf Figure I-3). Ils expliquent l'écart entre λ_\uparrow et λ_\downarrow et leur variation par des effets de densité d'états électroniques [Zarate99] (voir chapitre I.2.3). Aujourd'hui, certains groupes de la communauté du nanomagnétisme s'investissent dans le développement de BEEM, comme le groupes de J. Miltat et A. Thiaville à Orsay, les potentialités de sondes locales du magnétisme étant très prometteuses.

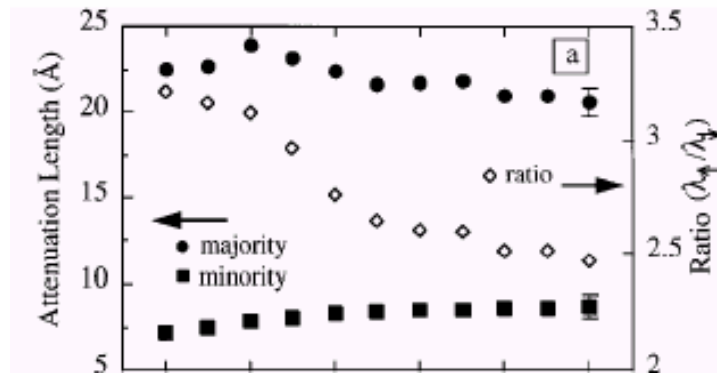


Figure I-9 : Longueur d'atténuation et son asymétrie en spin en fonction de l'énergie : les graduations sur l'axe des abscisses vont de 1eV à 2eV et chacune d'elles sont séparées de 0,2V (d'après [Rippard00a]).

I.3.3. Le transistor à vanne de spin

Le principe du transistor à vanne de spin (TVS) est très similaire à celui décrit plus haut pour le BEEM mais la structure est différente [Jansen03]. L'objectif principal de ce type de dispositif est l'obtention d'un courant de sortie modulable en fonction du champ extérieur appliqué. Le TVS est composé d'un émetteur et d'un collecteur semi-conducteur, séparés par une base métallique de type vanne de spin (voir Figure I-10). A l'interface entre la base métallique et les semi-conducteurs, des barrières Schottky sont formées, de hauteur de 0,5eV à 1eV suivant l'interface choisie. Lorsqu'une tension est appliquée entre l'émetteur et la base, un courant I_E est établi, de telle sorte que des électrons au-dessus du niveau de Fermi sont injectés dans la base. Ces électrons sont assujettis à des collisions élastiques ou inélastiques qui changent leur vecteur de propagation et éventuellement leur énergie. Les électrons pouvant être collectés sont ceux qui ont gardé assez d'énergie pour franchir la seconde barrière, généralement plus basse que la première, et qui représentent des états libres et autorisés dans le semi-conducteur. La fraction d'électrons collectée I_C dépend fortement de la diffusion dans la base, elle-même dépendante du spin dans le cas d'une vanne de spin. Le taux de collision, et l'intensité de I_C , est donc contrôlé par le champ magnétique extérieur qui change la configuration relative des deux couches ferromagnétiques de la vanne de spin.

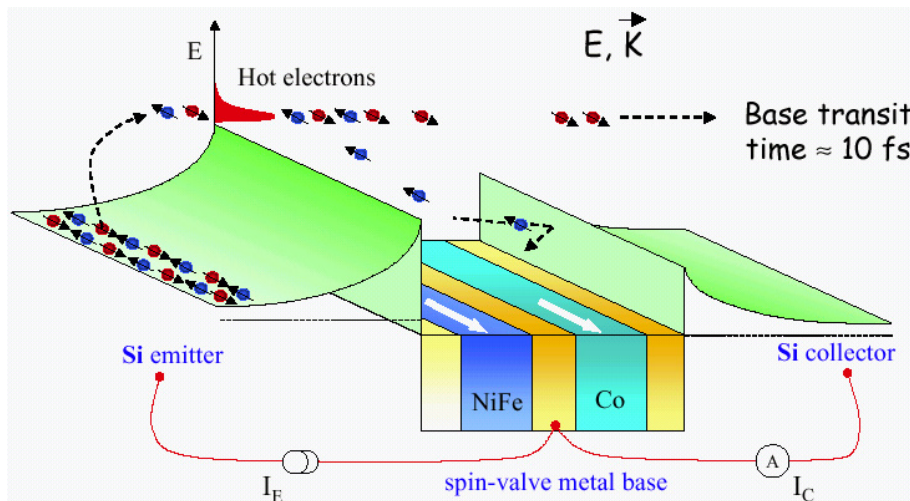


Figure I-10 : Schéma de principe du TVS : vanne de spin entouré de deux barrières Schottky. La première sert à injecter des électrons hors équilibre, la base joue le rôle de filtre en spin, et la seconde barrière Schottky collecte les électrons chauds non thermalisés (d'après Jansen, conférence TFDOM, Dublin 2002).

La réponse magnétique du TVS est le magnéto-courant (noté MC), défini comme le changement normalisé d'intensité du courant collecté avec la configuration de la vanne de spin, parallèle P ou antiparallèle AP :

$$MC = \frac{I_C^P - I_C^{AP}}{I_C^{AP}} \quad (I-27)$$

Le premier TVS a été élaboré par Monsma *et al.* en 1995 au MESA de l'Université de Twente au Pays-Bas [Monsma98a, Monsma95]. La base choisie est en empilement de Co/Cu. Les semi-conducteurs sont du Si dopé n. La croissance des semi-conducteurs sur une surface métallique étant difficile à mettre en œuvre, la structure est construite par une méthode de collage (bonding en anglais) qui permet une adhésion spontanée de deux surfaces lisses et propres [Monsma98a]. Les auteurs mesurent une très forte dépendance en champ du magnéto-courant : 215% à 77K. La valeur théorique de la magnétorésistance de la même structure vanne de spin en configuration perpendiculaire au plan (CPP-GMR), mais pour un courant d'électrons au niveau de Fermi, est estimée à seulement 3%. L'explication donnée à cette augmentation, est une dépendance exponentielle du magnéto-courant en fonction du rapport $\lambda_{\uparrow}/\lambda_{\downarrow}$ dans le TVS, contre une dépendance linéaire pour la CPP-GMR (Figure I-11).

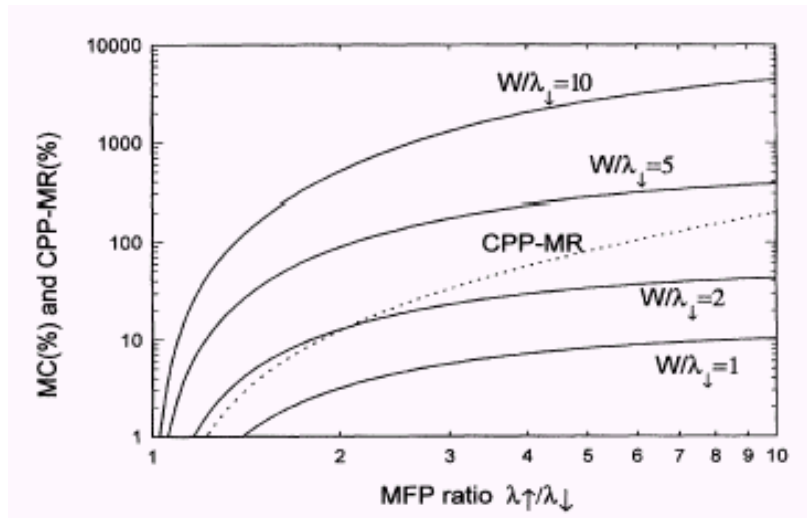


Figure I-11 : Dépendance théorique du MC et de la CPP-GMR en fonction du rapport $\lambda_{\uparrow}/\lambda_{\downarrow}$. W est l'épaisseur totale de la base (tiré de [Monsma98b]).

Ce résultat est la conséquence directe d'une hypothèse de départ faite par les auteurs : le courant dans la base est supposé présenter une décroissance exponentielle en fonction du libre parcours moyen, comme montré dans l'équation (I-26). La relation entre le courant émis I_E et le courant collecté I_C est alors :

$$I_C = \alpha I_E e^{\frac{-x}{\lambda}} + I_{\text{fuite}} \quad (\text{I-28})$$

α est un coefficient de transmission lié à l'injection et la collecte de courant par les jonctions Schottky, I_{fuite} est le courant de fuite lié à la polarisation éventuelle de la jonction Schottky collectrice, qui contribue donc au courant total collecté mais qui n'est pas un courant d'électrons chauds. Monsma conclut son article sur deux perspectives possibles du TVS : une augmentation du magnéto-courant si le courant de fuite arrive à être réduit, et la possibilité d'effets à température ambiante permettant des applications du dispositif, ainsi que l'investigation des propriétés fondamentales de diffusion du courant d'électrons chauds.

L'équipe du MESA prendra effectivement les deux directions annoncées : une course aux pourcentages du magnéto-courant commence [Anil Kumar00, Erve02, Jansen04b, Jansen01a, Monsma98b] et des études sur le libre parcours moyen des électrons chauds sont engagées [Jansen00, Jansen01b, Vlutters01a, Vlutters02, Vlutters01b]. A ce jour, les résultats présentant le meilleur compromis entre un fort MC et un fort taux de transfert (qui permet un courant collecté intense), ont été présenté dans la référence [Jansen04b].

Le TVS fournit une nouvelle méthode pour déterminer le type de collision que subissent les électrons chauds, ce qui permet de compléter les études précédentes faites avec de toutes autres

méthodes (voir paragraphe I.2.3). Des études expérimentales [Jansen01b] et théoriques [Vlutters01a] ont montré, grâce au TVS, l'importance de l'interaction élastique dans le processus de diffusion, réactualisant les questions sur l'importance relative des interactions élastiques et inélastiques dans l'atténuation du courant et sa polarisation. Vlutters *et al.* estiment que l'interaction élastique serait la cause principale du faible courant collecté dans le TVS.

Des études ont également été consacrées au rôle des magnons dans la polarisation du courant d'électrons chauds. La variation du magnéto-courant est analysée en fonction de la température [Jansen00]. Les différents mécanismes contribuant à l'atténuation du courant sont pris en compte : les excitations de Stoner, les interactions élastiques, les interactions électron-phonon, l'absorption thermiquement activée de magnons (uniquement par la population de spins majoritaires du fait de la conservation du moment cinétique), l'émission thermique et spontanée de magnons (uniquement pour les spins minoritaires). Jansen *et al.* montrent alors que les magnons thermiquement activés sont seuls responsables de la décroissance du MC avec la température. Dans un autre article, la même équipe arrive à extraire la contribution des magnons thermiques au libre parcours moyen [Vlutters02] (voir Figure I-12).

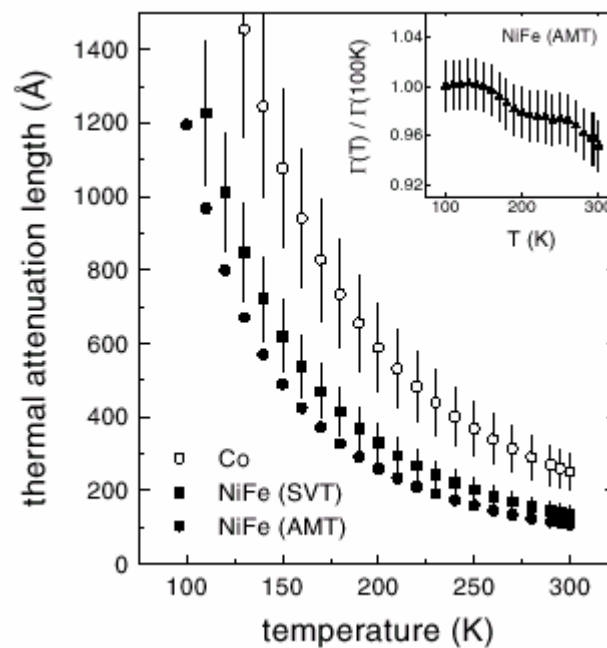


Figure I-12 : Libre parcours moyen associé aux magnons thermiquement activés en fonction de la température, pour le Co et le NiFe [Vlutters02].

A 300K, le libre parcours moyen associé à ce mécanisme est estimé autour de 20nm, ce qui représente un taux de collisions très faible par rapport au taux total dû à tous les mécanismes de diffusion. Les auteurs suggèrent alors que l'atténuation des spins minoritaires est dominée par l'émission spontanée de magnons, ce qui en ferait donc la cause principale de l'asymétrie en spin du libre parcours moyen. Les conclusions de ces travaux sont assez ambitieuses et se révéleront importantes si elles sont confirmées. Quoi qu'il en soit, la méthode reste très élégante.

Grâce à des efforts techniques toujours croissants, le TVS n'a eu cesse d'améliorer ses caractéristiques électriques et magnéto-électrique. Mais répond-il aujourd'hui à toutes les exigences et aux critères d'un "vrai" transistor dépendant du spin utilisable pour les applications : de fort effet de magnéto-courant, un fort taux de transfert associé à un courant collecté important, des effets stables en température et en tension, une réalisation pratique simplifiée... ? Des brevets ont déjà été déposés sur des applications comme les têtes de lectures de disques durs utilisant le TVS [Fontana04], mais les applications correspondantes ne sont pas encore développées. Il représente en tout cas, un système novateur pour l'étude d'un courant d'électrons hors équilibre, largement exploité par l'équipe de R. Jansen et J. C. Lodder.

I.3.4. Le transistor tunnel magnétique

Le transistor tunnel magnétique (TTM) ne diffère du TVS que de la nature de la partie émettrice du dispositif : la diode Schottky est remplacée par une barrière tunnel isolante et l'émetteur est métallique. Une couche d'isolant, souvent de l'alumine, est donc déposée entre l'émetteur et la base.

L'effet recherché est le même que pour le TVS : utiliser un courant d'électrons hors équilibre pour obtenir une polarisation en spin du courant et ainsi des changements importants d'intensité du courant collecté en fonction du champ magnétique. Le principe est donc le même : la polarisation du courant provient de la très forte dépendance en spin du transport d'électrons chauds, du fait de l'asymétrie du libre parcours moyen des deux directions de spin et de la possibilité de renversement de spin due à certains types de collisions augmentant cette asymétrie. Il est donc possible d'obtenir des polarisations de courant plus fortes que celles d'un ferromagnétique ou d'une structure vanne de spin obtenues pour un courant d'électrons au niveau de Fermi.

L'intérêt principal du TTM par rapport au TVS est la possibilité de choisir l'énergie des électrons injectés suivant la tension appliquée à la barrière tunnel, ce qui est déterminé par la

hauteur de la barrière de la diode Schottky dans le cas du TVS¹. La faible différence de hauteur entre les deux barrières Schottky dans ce dernier cas serait la cause du plus faible taux de transfert α et du faible courant collecté [Dijken02].

Les premiers TTM ont été élaborés avec une base vanne de spin par le groupe de Mizushima et Yamauchi, mais les résultats sont très similaires aux premiers travaux sur le TVS [Mizushima98, Mizushima97, Yamauchi00]. Ils détiennent néanmoins les brevets correspondant à cette invention [Mizushima96, Mizushima98b]. En 2002 l'équipe de S. Parkin propose un TTM avec une structure CoFe/Al₂O₃/CoFe/GaAs(111), la jonction tunnel magnétique étant déposée sur le substrat semi-conducteur par pulvérisation cathodique [Dijken02].

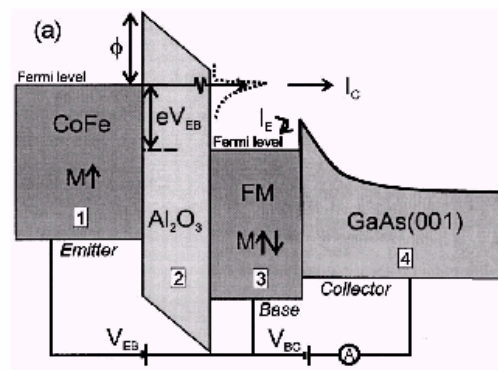


Figure I-13 : Profil d'énergie du transistor tunnel magnétique. FM est un métal ferromagnétique [Dijken02].

Les effets de magnéto-courant, dus à la TMR de la barrière d'injection et au filtrage en spin de la base, sont plus faibles que pour le TVS mais le courant collecté est de plus de $1\mu\text{A}$. Cette forte valeur de I_C est essentiellement due à la forte tension d'injection qui donne un fort I_E et pas nécessairement à un fort taux de transfert.

Il sera montré un an après, que dans un TTM avec une base vanne de spin, la polarisation du courant par filtre à spin se fait essentiellement dans le volume de matériau ferromagnétique et non aux interfaces, qui contribuent à l'atténuation totale du courant mais sans polariser [Dijken03a].

¹ En effet, les électrons traversant une diode Schottky, contrairement à une barrière tunnel isolante, ont une probabilité beaucoup plus grande d'être injecté par excitation thermique au-dessus de la barrière que par effet tunnel. L'énergie d'injection des électrons chauds est donc donnée par la hauteur de la barrière Schottky et non par la tension appliquée à ses bornes.

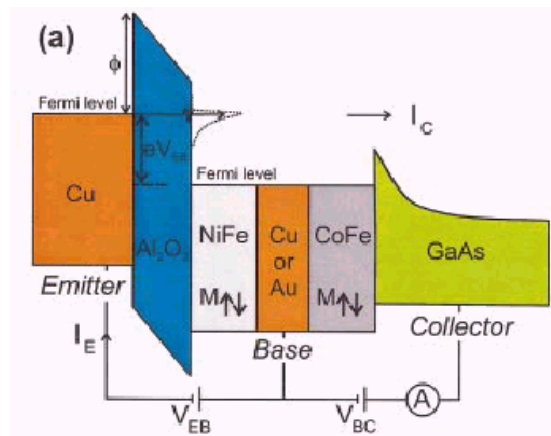


Figure I-14 : TTM à base vanne de spin. Le courant collecté est atténué par la multicouche de la base par rapport au TTM à simple base, mais celle-ci polarise fortement le courant, donnant de fort MC [Dijken03a].

Dans ces structures, la polarisation a de plus comme origine, l'effet vanne de spin lui-même, qui polarise le courant différemment dans la configuration parallèle ou antiparallèle. Une base vanne de spin polarise donc plus qu'une base ferromagnétique simple, mais contribue plus à l'atténuation du courant total collecté. C'est donc un compromis dans les épaisseurs qu'il faut trouver pour obtenir un fort MC et un α le plus grand possible. Récemment l'équipe de Parkin a élaboré un TTM avec une base à vanne de spin, montrant plus de 3400% de magnéto-courant à basse température [Dijken03b]. Mais cette valeur est obtenue à faible tension, où le rapport I_C/I_E est très faible. A plus forte tension, α augmente mais le MC diminue...

Une étude complète a été faite grâce au TTM sur le libre parcours moyen des deux directions de spin en fonction de l'énergie dans le NiFe et le CoFe [Dijken02]. Sans extraire précisément les libres parcours moyens de chaque type de mécanisme de collision que subissent les électrons, ce travail permet d'extraire des valeurs précises de λ_{\uparrow} et λ_{\downarrow} (voir Figure I-15).

En plus de la dépendance en énergie de l'interaction électron-électron et la prise en compte de la densité d'états de la bande d [Zarate99], les auteurs doivent également considérer d'autres mécanismes de diffusions (magnons, interaction élastique...) pour ajuster leurs valeurs expérimentales, en ajoutant dans la loi de Mathiessen, à la longueur d'atténuation λ_{ee} , un autre λ indépendant de l'énergie.

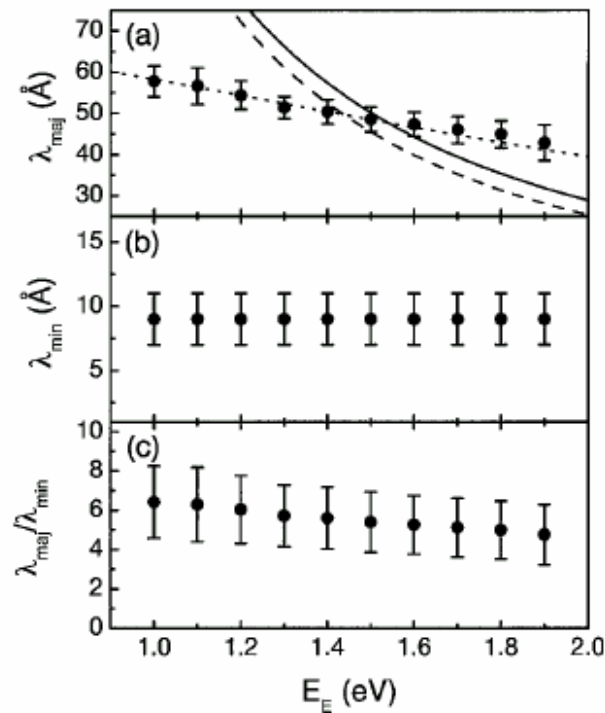


Figure I-15 : Libre parcours moyen pour le CoFe des spins majoritaires (a) et minoritaires (b) et leur rapport (c), en fonction de l'énergie des électrons par rapport au niveau de Fermi. La ligne continue représente la loi en $(E-E_F)^{-2}$ de l'interaction électrons-électrons, les tirets, la correction de cette loi prenant en compte la densité d'états de la bande d : $(E-E_F-\omega_d)^{-2}$; et les pointillés sont le résultat d'un ajustement du type $1/\lambda_{\text{maj}}=1/\lambda_{\text{ce}}+1/\lambda$ où λ est indépendant de l'énergie [Dijken02].

Le TTM a également permis des études sur l'injection de spins dans les semi-conducteurs [Dijken03c, Jiang04]. Le magnéto-courant collecté dans le semi-conducteur en fonction de la tension base-collecteur présente un comportement non monotone pour un collecteur de GaAs, et monotone pour le Si. Cet effet est la conséquence des trois minima de la bande de conduction du GaAs : lorsque l'énergie des électrons chauds atteint ces points, le courant d'électrons chauds est augmenté, de manière plus forte pour les spins majoritaires que pour les spins minoritaires, donnant lieu à une augmentation du magnéto-courant. Une polarisation en spin du courant a pu aussi être mesurée optiquement dans le semi-conducteur collecteur grâce à une diode électroluminescente à puits quantiques, placée sous l'empilement du TTM [Jiang03b]. Ce type d'expériences s'éloigne du sujet propre qui nous intéresse ici, mais montre cependant les différentes utilisations qu'a pu, et que pourra, trouver le TTM.

Le constat qui s'impose aujourd'hui sur l'ensemble des transistors à électrons chauds est qu'il n'y a toujours pas de dispositifs proposés qui en permettent un développement industriel, du

fait des faibles courants de sortie possibles, du faible effet en champ magnétique ou des difficultés techniques à fabriquer les structures. Proposées comme premières motivations dans de nombreuses publications, ces applications des transistors à électrons chauds n'ont pas encore vu le jour, mais ont pourtant permis de pousser assez loin la connaissance de ces systèmes. Comme le montre un commentaire d'article et sa réponse publiés récemment l'un derrière l'autre [Jansen04, Jiang04b], une forte compétition s'est engagée entre deux groupes sur le transistor à vanne de spin et le transistor tunnel magnétique, rivalisant de valeurs de magnéto-courant ou de courant collecté. Mais comme on le trouve dans la conclusion de l'article de réponse : de toute manière, aucun des dispositifs ne répond aujourd'hui aux critères d'utilisation pratiques, l'intérêt principal étant l'étude du transport d'électrons chauds dépendant du spin.

I.4. Mémoires magnétiques à accès aléatoire

Le domaine de l'électronique de spin présente la particularité d'avoir permis très rapidement l'application industrielle de concepts fondamentaux de physique, l'exemple le plus flagrant étant l'utilisation de l'effet de magnétorésistance géante dans les têtes de lectures de disques durs d'ordinateurs, moins de 10 ans seulement après sa découverte en 1988. Les mémoires magnétiques à accès aléatoires (MRAM pour Magnetic Random Acces Memory) semblent être la prochaine application importante de l'électronique de spin qui verra le jour. Se basant cette fois sur l'effet de magnétorésistance tunnel à température ambiante [Moodera95], cette technologie est en effet en pleine phase de développement industriel par de grands groupes des technologies des semi-conducteurs : Motorola, Altis (IBM-Infineon), Cypress [Durlam03], ainsi que NEC, Sony et Samsung.

Dans une optique de recherche beaucoup plus en amont, l'UMP CNRS/Thales a participé, dans le cadre d'un contrat européen de recherche "Nanomem", à l'étude de nouvelles pistes de recherche et d'alternatives pour les MRAM. Mon doctorat s'inscrit en partie dans ce projet, les structures élaborées durant ma thèse représentant une idée originale de fonctionnement de MRAM. Il est donc utile de rappeler le contexte du développement et le fonctionnement des MRAM, afin de comprendre les enjeux de leur arrivée. Pour plus de détails, on trouvera dans l'ouvrage de R. Waser un descriptif complet de la nano-électronique, ainsi qu'un article spécifique de J. Slaughter sur les MRAM [Waser03].

I.4.1. Contexte économique et technique

La quasi-totalité des appareils électroniques utilise aujourd'hui des "mémoires" électroniques numériques qui permettent de garder des informations entre deux utilisations : programmes de lavages "mémorisés" par une machine à laver, stations de radio des chaînes Hi-fi, annuaires, jeux ou photos enregistrés sur les téléphones portables, ordinateurs... La répercussion de cet essor sur le monde industriel se traduit par une très forte croissance de la production des mémoires par les grands groupes des semi-conducteurs. En 2003, le marché mondial des semi-conducteurs était de 140 milliards de dollars, celui des mémoires en

représentait 20%¹. De gros enjeux économiques et financiers sous-tendent donc cette production, et l'amélioration des produits est sans cesse recherchée. La plupart des mémoires ne sont pas produites individuellement, mais sont intégrées sur des circuits semi-conducteurs de type CMOS (c'est-à-dire métal/oxyde/semi-conducteur), leur élaboration doit donc suivre les développements techniques de la nano-électronique.

On classe les mémoires numériques par la façon dont on y accède, c'est-à-dire comment on lit ou écrit l'information codée de manière binaire en "0" ou "1". Pour les mémoires à accès séquentiels le temps d'accès dépend du lieu physique de chaque élément mémoire et de la façon dont on les lit. Les mémoires à accès aléatoire sont au contraire organisées en matrices, ce qui permet de limiter et d'uniformiser le temps d'accès. Dans les ordinateurs, on distingue donc la mémoire morte (accès séquentiel), essentiellement le disque dur où sont stockées de manière permanente toutes les informations, et la mémoire vive (accès aléatoire), qui est utilisée pour stocker les informations nécessaires pour les opérations courantes. Parmi les mémoires organisées en matrices, il existe en fait deux types de mémoires : la famille des mémoires à accès aléatoire (RAM) et celle des ROM (pour read only memory), dont font partie les mémoires appelées Flash qui sont programmables et effaçables électriquement, et utilisées aujourd'hui dans de nombreux produits portables comme les appareils photos numériques.

De nombreux types de mémoires correspondant à différentes utilisations ont été développés. Chacun d'eux utilise un principe physique de fonctionnement particulier pour stocker l'information. Les RAM statiques (SRAM) utilisent l'ouverture ou la fermeture de portes logiques réalisées avec plusieurs transistors. Les DRAM (D pour dynamique) codent l'information par l'état de charge d'une capacité. Les SRAM présentent un temps d'accès très court mais nécessitent une taille latérale beaucoup plus importante que les DRAM. Les premières sont donc utilisées dans les ordinateurs lorsque l'information a besoin d'être lue et changée fréquemment (comme les mémoires "caches"), la faible taille des secondes permet un stockage de l'information dense, elles sont donc utilisées dans tous les ordinateurs comme principale mémoire et représentaient en 2003 plus de la moitié du marché des mémoires. Ces deux types de mémoires ont besoin d'une alimentation électrique pour fonctionner ou d'un rafraîchissement de la mémoire pour les DRAM qui est de l'ordre de la milliseconde. Afin de réduire la consommation électrique des appareils (essentiellement les appareils portables qui nécessitent une grande autonomie), des mémoires "non-volatiles" ont été développées, c'est-à-dire dont l'information reste stockée de manière permanente sans apport de puissance nécessaire. Le principe général de ces mémoires est un effet d'hystérésis permettant deux états différents à puissance nulle. Aujourd'hui les mémoires non-volatiles les plus utilisées sont les

¹ Pour plus d'information sur le monde et le marché des semi-conducteurs, on pourra se référer aux sites internet de l'*International Technology Roadmap for Semiconductors* : <http://public.itrs.net/> , ou de la *Semiconductor Industry Association* : <http://www.semichips.org/home.cfm>.

mémoires Flash, dont le principe se base sur l'adjonction d'une grille flottante sur un transistor à effet de champ. Ces mémoires sont en pleine expansion, presque inexistantes dans les années 1990, elles représentent en 2003 presque 30% du marché des mémoires. D'autres mémoires non-volatiles sont en développement mais n'ont pas encore pris beaucoup d'importance, en particulier les RAM magnétiques (MRAM) et ferroélectriques (FeRAM). On peut également citer de nouveaux concepts émergents comme les mémoires à changement de phase¹, les mémoires polymères, le projet Millipede² ou la recherche sur les transistors à un électron, qui représentent des pistes innovantes pour le stockage de l'information. Les FeRAM et les MRAM sont les mémoires les plus concurrentielles de ces points de vue, mais les FeRAM sont, elles, déjà commercialisées pour des petites densités de l'ordre du kbit (pour des cartes à puces par exemple, utilisées pour transmettre des informations à distance grâce à un signal radio fréquence). Le codage de l'information binaire dans les FeRAM se base sur les deux états de rémanence que présente un cycle d'hystérésis P(E) (polarisation électrique en fonction du champ électrique) pour des matériaux ferroélectriques [Scott89]. Le changement d'état induit par le champ électrique provoque un changement de polarisation que l'on code par une différence de charge. Mais le problème majeur de ces mémoires est la fiabilité du processus : au cours du temps et après de nombreux cycles d'écriture-lecture, les polarisations maximales et à rémanence sont réduites et le cycle P(E) se décale en champ, provoquant des erreurs dans la lecture des deux états. Cette endurance étant difficile à mesurer, des tests sont encore en cours pour connaître les limites de cette mémoire qui semble pourtant présenter des caractéristiques "optimales".

Entre toutes ces mémoires, une compétition s'est engagée sur la base de critères d'efficacité pour connaître le type de mémoires répondant le plus aux différentes utilisations, parmi ces critères : la taille de la mémoire, sa rapidité d'écriture et de lecture, son endurance aux cycles lire-écrire, sa consommation, sa nature volatile ou non, ainsi que son intégration sur un circuit CMOS.

Le Tableau 1 présente un récapitulatif des caractéristiques de ces mémoires. Il n'est donné qu'à titre indicatif, toutes les valeurs sont en effet susceptibles de changer rapidement avec les progrès technologiques. La taille ultime "F" réalisable par lithographie en milieu industriel est aujourd'hui de l'ordre de 100nm, mais les entreprises de nano-électronique prévoient déjà de passer à des tailles de quelques dizaines de nanomètres, ce qui pourrait profiter aux technologies de mémoires bien maîtrisées, comme les DRAM, plutôt qu'aux concepts plus récents comme les FeRAM.

¹ Voir www.ovonic.com

² Voir www.zurich.ibm.com

	SRAM	DRAM	Flash	FeRAM
Taille	80F ²	8F ²	8F ²	15F ²
Lecture	<10ns	<20ns	20ns	<20ns
Ecriture	<10ns	<20ns	>1μs	<20ns
Endurance (cycles)	>10 ¹⁵	>10 ¹⁵	>10 ⁵	>10 ¹³
Consommation	>0.5V	>1V	>12V	>1V
Non-volatilité	non	non	oui	oui

Tableau 1 : Comparaison des caractéristiques des différentes mémoires. F représente la taille minimale réalisable avec une technique de lithographie donnée. En vert sont représentés les atouts de chaque mémoires, en rouge leurs désavantages.

Le tableau semble montrer qu'aucune mémoire ne présente encore les paramètres de la mémoire idéale bien que les FeRAM en soient proches. Les premiers résultats sur les MRAM et le fort engagement d'industriels dans le développement des MRAM (bien que les avancées récentes des entreprises soient en général non divulguées) tendent à montrer que ces mémoires vont sans doute réunir l'ensemble des conditions d'une mémoire dense, rapide, à faible coût, endurente, non sensible au rayonnement cosmique, et non-volatile. Si ces prédictions s'annoncent vraies, il est possible que les MRAM prennent une part importante dans le marché des mémoires RAM, et puissent remplacer les mémoires non volatiles comme les Flash ou même les DRAM.

I.4.2. Principe de fonctionnement

Les ancêtres des MRAM sont les mémoires à tores magnétiques très utilisées dans les années 60. Les états 0 et 1 sont alors représentés par les deux états de l'aimantation à rémanence de petits tores en ferrite, placés en matrice à l'intersection de lignes et de colonnes d'amenées de courant induisant un champ magnétique local. Les premières mémoires à accès aléatoire magnétiques ont été inventées dans les années 80 et se basent sur l'effet de magnétorésistance anisotrope [Schwee82]. D'autres concepts de mémoires ont été ensuite développés avec l'effet de magnétorésistance géante GMR [Tehrani99]. Avec l'apparition des premières mesures de TMR à hautes températures, la TMR présentait des propriétés idéales pour les MRAM : des résistances plus fortes que la GMR compatibles avec les circuits d'alimentation des mémoires, des effets de magnétorésistance élevés, et la possibilité de réduire la taille latérale d'une mémoire, du fait de la géométrie perpendiculaire du courant dans les jonctions tunnel.

Le principe de fonctionnement des MRAM repose sur le codage de l'information binaire par les deux états de résistance d'une jonction tunnel magnétique (JTM), correspondant aux deux configurations magnétiques des électrodes : parallèle ou antiparallèle. Les éléments mémoires sont donc composés d'une JTM, et organisés en matrices. Les éléments sont reliés par des amenées de courant permettant de les lire en mesurant la résistance de la jonction ou de les écrire en induisant un champ magnétique qui sert à renverser l'aimantation d'une électrode. Pour permettre la lecture et l'écriture d'un bit unique, c'est-à-dire l'adressage précis de chaque élément mémoire, il est nécessaire d'obliger le courant à emprunter le chemin unique de la mémoire et de ne pas passer par les autres éléments mémoires. Les premières architectures de MRAM actuellement développées utilisent un transistor de type CMOS, situé sous chaque jonction tunnel, jouant la fonction d'interrupteur. Pour lire une jonction spécifique, le transistor associé est fermé laissant passer le courant, et tous les autres transistors des autres jonctions sont en position ouvert. La lecture du bit se fait donc uniquement à travers la jonction et le transistor concerné, via une ligne de courant appelée ligne de mots (Figure I-16).

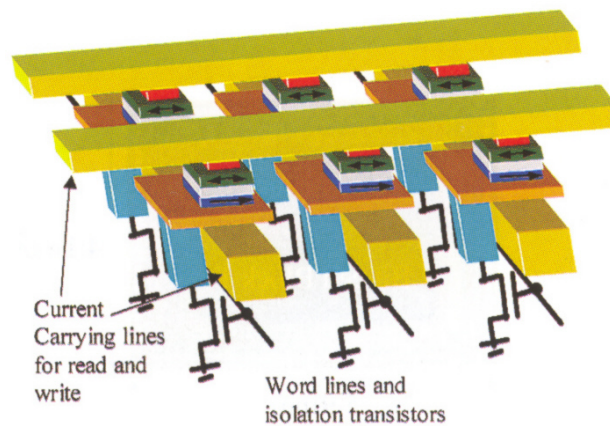


Figure I-16 : Schéma de quelques éléments mémoires d'une MRAM comprenant les jonctions tunnel séparées par les lignes de courant permettant la lecture et l'écriture des mémoires, ainsi que la ligne transportant l'information, passant par des transistors servant d'interrupteur de courant [Waser03].

Pour écrire un bit, c'est-à-dire renverser l'aimantation d'une couche magnétique, les architectures actuelles de MRAM utilisent deux lignes de courant perpendiculaires : la ligne de bit, perpendiculaire à l'axe facile de la couche à retourner, et une autre ligne non connectée électriquement au circuit (la "digit line" en anglais) le long de cet axe. Le champ induit par un courant circulant dans une ligne est perpendiculaire à celle-ci, la ligne de bit permet donc d'induire un champ opposé à l'axe facile et de retourner l'aimantation de la couche. Le champ

résultant de la seconde ligne est selon l'axe difficile de la couche et permet donc de décaler légèrement l'aimantation de sa direction facile, réduisant ainsi le champ selon l'axe facile nécessaire pour le retournement (Figure I-17).

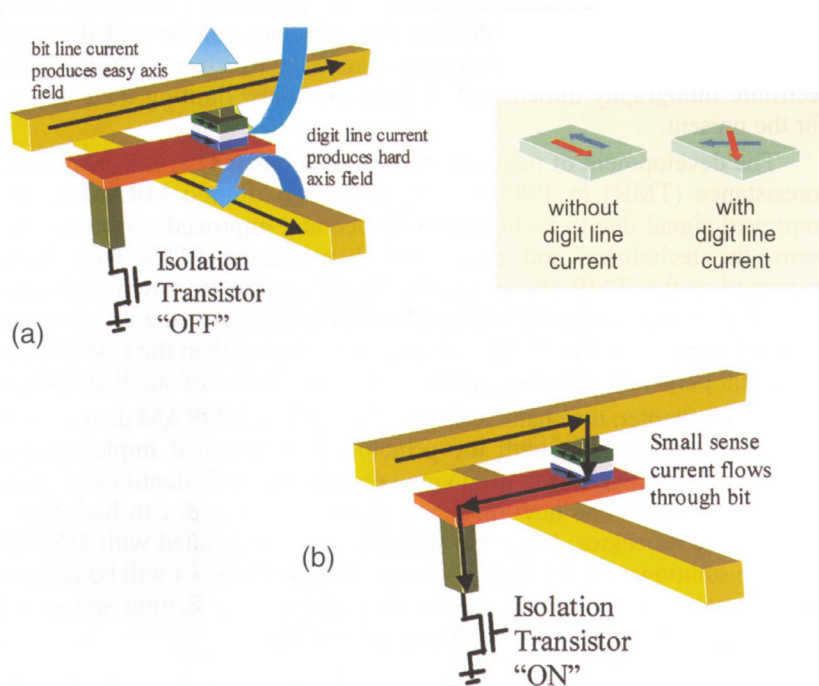


Figure I-17 : Principe d'écriture et de lecture de l'information. (a) L'écriture se fait grâce au champ induit par la ligne de bit et la "digit line". (b) On utilise un courant allant de la ligne de bit à la ligne de mots via le transistor en position fermé pour lire la résistance de la jonction tunnel [Waser03].

Les problèmes physiques intrinsèques à la réalisation de MRAM semblent aujourd'hui avoir été résolus. La précision des deux champs créés pour retourner un élément seul permet de ne pas retourner les autres éléments positionnés sur les mêmes lignes. La stabilité magnétique des couches douces des jonctions tunnel a été fortement renforcée par l'utilisation d'une couche antiferromagnétique permettant le blocage de la couche qui doit rester fixe [Parkin99]. Des temps d'accès (50ns) et une consommation (3V) concurrentiels ont d'ores et déjà été démontrés [Durlam03]. Il a été montré que le temps de retournement de l'aimantation peut être réduit à des temps sub-nanoseconde [Choi01, Schumacher03b, Schumacher03a]. Les seuls obstacles qui font face au développement des MRAM semblent être d'ordre technologique. Même si des

puces de MRAM de 16Mbit¹ ou de 4Mbit [Durlam03b] ont été développées, des progrès peuvent être théoriquement faits sur la densité de stockage, sur l'architecture du circuit choisi et son intégration sur les structures CMOS. Des architectures différentes sont donc proposées : il est possible d'utiliser deux transistors et deux JTM pour un bit, permettant un temps d'accès plus court mais augmentant la taille et le coût des mémoires ; des circuits où le transistor est remplacé par une diode permettraient un gain de place mais présente encore des difficultés d'intégration ; enfin des architectures sans transistor permettraient un fort gain de place et rendraient possible un empilement vertical des jonctions tunnel, laissant libres les circuits CMOS pour d'autres applications.

¹ Voir les annonces de MRAM 16Mbit du consortium Infineon-IBM du 22 juin 2004 sur <http://www.infineon.com>

I.5. Transistor magnétique à double jonction tunnel

Le point central de cette thèse a été le travail sur une structure que nous avons appelé le transistor magnétique à double jonction tunnel (TDJ). Très semblable aux structures présentées au chapitre I.3, il présente néanmoins des caractéristiques particulières. Aboutie, l'étude de cette structure permettrait de nouvelles approches sur le transport d'électrons chauds polarisé en spin, ainsi qu'une alternative innovante à une architecture de mémoires de type MRAM.

I.5.1. Principe et potentialités

La particularité majeure des TDJ est l'utilisation d'un empilement de deux JTM sans utilisation de semi-conducteurs. La structure totale est donc du type $F_1/I_1/F_2/I_2/F_3$, où F désigne un métal ferromagnétique et I un isolant. Cette approche rejoint donc le transistor inventé par Mead puis réalisé par Muratake (cf paragraphe I.3.1), mais en y introduisant des métaux magnétiques et ainsi une dépendance en spin du transport. Autre particularité importante : deux contacts électriques sont pris sur les électrodes inférieure et supérieure de la double jonction, ainsi qu'un troisième sur l'électrode intermédiaire, commune aux deux jonctions. C'est cette prise de contact au centre du dispositif qui constitue le principal atout technologique du travail par rapport au savoir-faire international, mais aussi la principale difficulté. Il permet en effet de pouvoir contrôler indépendamment la chute de potentiel appliquée aux bornes de chaque jonction tunnel. Une équipe a réalisé ce type de structure à trois entrées, mais les résultats restent isolés et les effets mesurés semblent provenir ici de l'accumulation de spin [Stein01]. D'autres groupes mettent actuellement au point des mesures sur ces structures mais aucun résultat probant n'a encore été publié à ce jour [Ladak04, Lee04]. Les premières études sur le TDJ ont été menées en collaboration entre le Laboratoire de Physique des Matériaux de Nancy et l'UMP CNRS/Thales, et en particulier grâce au travail de thèse de Daniel Lacour [Hehn01, Lacour02b, Lacour02a].

Le principe de fonctionnement du TDJ est semblable à celui du TTM ou du TVS, mais le TDJ offre en plus des possibilités de configuration électrique nouvelles. Le profil de potentiel d'une

structure E/I₁/B/I₂/C, où E est l'émetteur, B la base et C le collecteur, est représenté sur la Figure I-18.

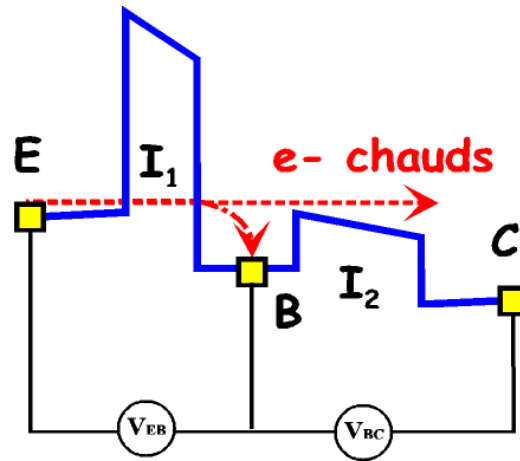


Figure I-18 : Profil de potentiel du transistor magnétique à double jonction tunnel. Sous tension, la première barrière permet d'injecter des électrons chauds dans l'électrode centrale, qui vont pouvoir franchir la seconde barrière et être collectés.

On appelle V_{EB} la tension appliquée aux bornes de la première jonction émetteur-base et V_{BC} la tension base-collecteur. Le courant émis est I_E et le courant collecté I_C . Si V_{EB} est positif un courant d'électrons chauds d'énergies eV_{EB} est injecté par effet tunnel à travers I_1 dans la base. Lorsque l'épaisseur de la base est grande par rapport au libre parcours moyen des électrons chauds, ceux-ci vont être très vite thermalisés et aucun courant ne sera collecté. Si au contraire la base a une épaisseur comparable au libre parcours moyen, une partie du courant d'électrons chauds pourra franchir la seconde barrière tunnel I_2 . Nous verrons plus loin qu'il est possible de choisir un isolant I_2 de hauteur de barrière plus faible que I_1 pour tenter d'accroître la probabilité des électrons chauds d'être collectés.

Des effets similaires à ceux des transistors magnétiques à électrons chauds sont donc attendus dans ce dispositif. L'ensemble de la structure peut de plus être élaboré par pulvérisation cathodique, offrant alors facilement de multiples combinaisons de matériaux, épaisseur de couche et hauteur de barrière. Cette souplesse ouvre la possibilité d'études des propriétés du transport dépendant du spin d'électrons hors équilibre pour une gamme d'énergie de 0,4eV à quelques électrons Volts, suivant la tension de claquage des barrières. L'utilisation de barrières isolantes à la place de diodes Schottky permet un grand choix de hauteur de barrière et d'énergie d'injection des électrons chauds, une connaissance de la forme de la barrière plus précise, de choisir la résistance de la barrière (permettant par exemple de limiter les courants de

fuites), et d'écarter la sélectivité en énergie et en moment du collecteur, intrinsèque aux semi-conducteurs.

Le contrôle de la chute de potentiel de chaque jonction tunnel grâce aux trois contacts permet de plus de moduler indépendamment le courant tunnel de chaque jonction. Ainsi la tension V_{BC} peut être par exemple choisie nulle alors qu'un courant est injecté dans la base par une tension V_{EB} positive. Dans ce cas le courant collecté peut présenter une forte asymétrie en fonction de la tension base-collecteur du fait de l'apport du courant d'électrons chauds à I_C , caractéristique recherchée dans les dispositifs de type transistor ou diode. A ces effets dus aux électrons chauds, on peut ajouter la dépendance en champ magnétique de l'intensité du courant. En effet les électrons franchissant la barrière émettrice sont polarisés par l'effet de TMR. Le filtrage en spin du courant d'électrons chauds dans la base augmente la polarisation du courant. En polarisation directe ($V_{BC} > 0$), la seconde jonction peut amplifier cette polarisation en servant de filtre passe-haut en énergie pour les électrons chauds. Le courant collecté dépend alors de l'orientation de l'aimantation des électrodes (lecture de l'aimantation). Au contraire, en polarisation inverse ($V_{BC} < 0$), la seconde jonction empêche le courant de passer et joue alors le rôle d'interrupteur (Figure I-19). Développé et optimisé, ce dispositif représenterait une alternative intéressante à la structure d'une cellule de mémoires magnétiques non volatiles MRAM puisqu'il regroupe les deux fonctions nécessaires à telle cellule : la fonction de stockage de l'information ainsi que la fonction d'interrupteur pour l'adressage de la cellule au sein d'une matrice de MRAM. Cette approche permettrait la réalisation de MRAM sans utilisation de transistors ou diodes semi-conductrices, facilitant son intégration sur une structure CMOS et ouvrant la possibilité de forte densité de stockage.

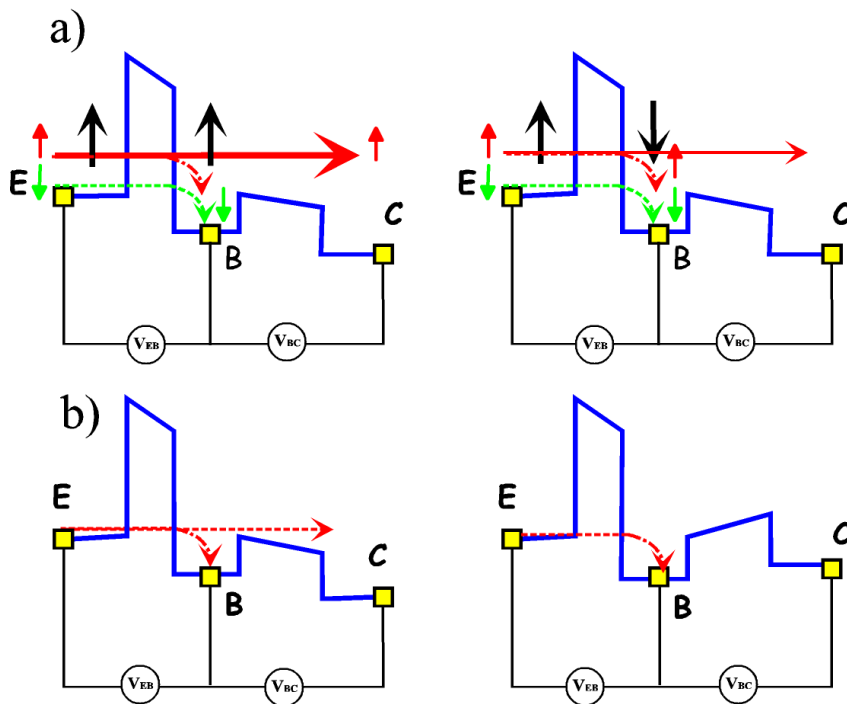


Figure I-19 : Utilisation du TDJ comme élément mémoire. a) Fonction de stockage : l'information est codée par l'intensité du courant collecté dépendante de la configuration magnétique de l'émetteur et de la base. b) Fonction d'interrupteur : en polarisation directe la seconde barrière laisse passer le courant d'électrons chauds, en polarisation inverse, aucun électron chaud n'est collecté.

Si les trois couches F_i présentent une forte polarisation en spin, et si l'épaisseur de la base est optimisée pour que les électrons de spin minoritaire se thermalisent vite alors que les électrons majoritaires puissent franchir la seconde barrière, alors on s'attend à mesurer de très forts effets de magnéto-courant et à obtenir une polarisation du courant collecté quasi totale, ouvrant la voie à la réalisation d'un demi-métal artificiel.

I.5.2. Attentes théoriques

Pour quantifier les différents effets attendus avec le TDJ, un modèle à été construit par l'équipe de Nancy, donnant le comportement électrique en fonction du champ magnétique du système [Hehn01].

Le calcul du courant se base sur le modèle des électrons libres appliqué au transport tunnel dépendant du spin [Montaigne01]. L'ensemble des contributions au courant total circulant

dans le circuit est estimé par la loi des nœuds. Le courant collecté est ainsi la somme du courant entre la base et le collecteur et entre l'émetteur et le collecteur : $I_C = I_{EC} + I_{BC}$. De la même manière le courant émis est $I_E = I_{EB} + I_{EC}$. Le courant d'électrons chauds est donc I_{EC} qui provoque l'effet d'amplification du transistor. L'intensité de ce courant direct entre l'émetteur et le collecteur est atténuée par un coefficient du type :

$$T_1 e^{-\frac{d_B}{\lambda}} T_2 \quad (I-29)$$

où d_B est l'épaisseur de la base, λ le libre parcours moyen des électrons chauds dans la base, et T_i est la probabilité de transmission de la barrière tunnel i , donné par la résolution de l'équation de Schrödinger (voir (I-1)). Cette équation suppose donc une atténuation exponentielle du courant d'électrons chauds couramment utilisée ((I-26) et (I-28)). En plus de la transmission directe du courant, le modèle donne la possibilité de réflexions multiples du courant sur les interfaces entre la base et les barrières isolantes, mais en ne supposant aucun effet résonant.

Les caractéristiques électriques du transistor sont ainsi obtenues. La validation du modèle a été montrée grâce aux premières mesures expérimentales sur le dispositif [Lacour02a]. En optimisant la structure, le modèle prédit de très fortes asymétries du courant, aspect recherché pour l'utilisation du TDJ comme transistor. La Figure I-20 montre la variation de cette asymétrie en fonction de la tension, pour des barrières choisies de hauteurs 1,5eV et 0,5eV, d'épaisseurs respectivement de 1 nm et 4 nm, et pour une épaisseur de base de 5 nm.

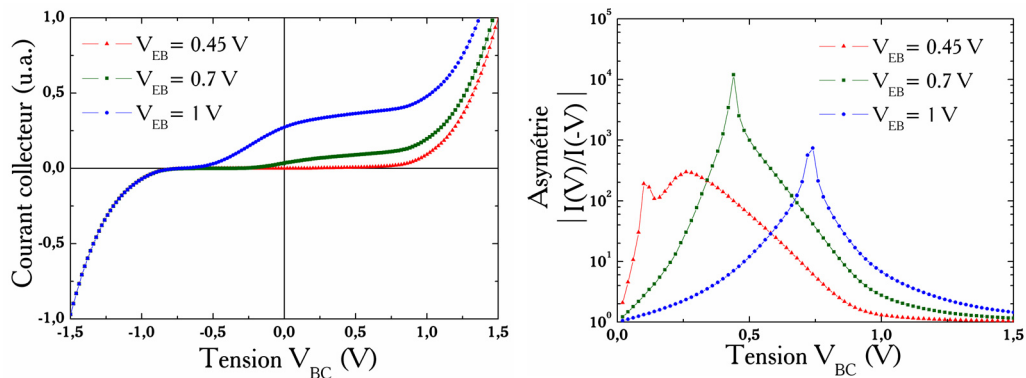


Figure I-20 : Caractéristique courant collecté/tension base-collecteur à gauche, et l'asymétrie associée (à droite), pour différentes tensions émetteur-base (d'après [Hehn01]).

Les effets prédits en fonction du champ magnétique sont également importants. La Figure I-21 montre la TMR calculée pour le courant collecté : la magnétorésistance provient de la TMR due aux deux barrières ainsi qu'au filtrage en spin de la base, expliquant les fortes TMR pour les bases de grandes épaisseurs. Les hauteurs et épaisseurs de barrières sont de 1,5eV et 1nm, 0,5eV et 2nm, et les libres parcours moyens dépendant du spin sont choisis d'après [Vlutters01b] avec $\lambda_{\uparrow}=5\text{nm}$ et $\lambda_{\downarrow}=2,5\text{nm}$.

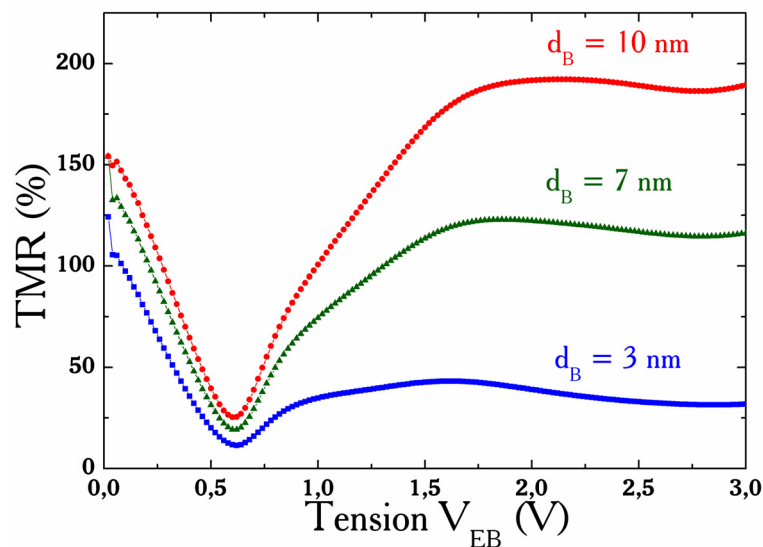


Figure I-21 : Magnétorésistance du courant collecté en fonction de la tension d'injection, pour différente épaisseur de la base [Hehn01].

Ces résultats théoriques sont très encourageants car les effets prédits semblent quantitativement importants. Les nombreuses possibilités que permet le transistor à double jonction sont attrayantes autant d'un point de vue fondamental qu'appliqué. L'utilisation de deux barrières tunnel et de trois contacts électriques ouvre la perspective de travaux inédits, complémentaires à ceux réalisés sur le transistor à vanne de spin ou sur le transistor tunnel magnétique. Ces aspects positifs ne doivent pas néanmoins cacher les difficultés techniques de la mise en œuvre du dispositif (cf. chapitre suivant). Nous verrons que les ambitions premières sur ce dispositif n'ont pas été atteintes et nous tenterons d'en comprendre l'origine.

II. Procédé de fabrication des échantillons

L'efficacité pratique lentement et péniblement acquise de la connaissance scientifique (ce n'est pas avant la seconde moitié du XIXe siècle que la science féconde en retour la technique dont elle est issue) s'est accrue au point que l'essence de la technique a reflué sur la science : le faire reprend la main sur le savoir. Et le court-circuit désormais organisé entre connaissance fondamentale et sa mise en œuvre ne permet plus à la première de se développer suffisamment pour assurer la maîtrise de la seconde : la confusion entre recherche et développement finit par obérer l'une et l'autre. C'est là le sens profond qu'il faut donner à l'expression "technoscience". Nombre des prouesses technologiques les plus avancées sont le résultat de tours de main incontrôlés et infondés, dont la propagande claironnante cache pudiquement la masse d'échecs qui les accompagne.

Jean-Marc Lévy-Leblond, *Impasciences*

La physique des couches minces est née de l'essor rapide des techniques de dépôts et des techniques de caractérisation des couches, permettant aujourd'hui la synthèse et la caractérisation de structures d'épaisseur de seulement quelques monocouches d'atomes. En ce qui nous concerne, il est nécessaire d'utiliser un procédé de fabrication d'échantillons le plus simple possible, mais permettant l'élaboration de couches métalliques et isolantes de l'ordre du nanomètre, puisque c'est à ces échelles que les effets de magnétorésistance tunnel apparaissent. La communauté travaillant dans ce domaine a montré l'efficacité de la technique de dépôt par pulvérisation cathodique pour l'élaboration de jonctions tunnel magnétiques [Nassar99]. C'est donc avec cette technique que tous nos échantillons ont été élaborés. Le but de ce travail étant l'élaboration et la mesure d'un dispositif, nous avons choisi d'utiliser des matériaux ferromagnétiques couramment utilisés : les métaux de transitions et leurs alliages, Co, NiFe et CoFe, et non des matériaux présentant de plus fortes polarisations comme les demi-métaux, mais dont la croissance est plus délicate et les propriétés moins connues. Une fois les échantillons déposés, ils doivent être mis en forme pour en étudier les propriétés de transport.

Des techniques de prises de contacts électriques en différents points de la multicouche sont donc à mettre au point. A cet effet, nous avons développé une technique de lithographie optique permettant trois prises de contacts sur les dispositifs.

II.1. Réalisation des échantillons

Le but ici n'est pas de décrire en détail la technique de la pulvérisation cathodique. On trouvera de nombreux ouvrages sur ce sujet, comme par exemple [Campbell01]. Nous argumentons plutôt ici le choix de la structure des échantillons élaborés en mettant en perspective les buts recherchés pour chaque empilement. Nous montrons ensuite brièvement le principe de croissance ainsi que les techniques de caractérisation structurales et magnétiques des échantillons de type jonction tunnel magnétique élaborés par pulvérisation. Certains échantillons ont été élaborés à l'UMP, mais nos efforts ayant plus portés sur la structuration et la mesure des échantillons, la plupart des échantillons ont été élaborés dans d'autres laboratoires. Nous avons ainsi travaillé sur des échantillons provenant du LPM de Nancy, et du Laboratoire central de Siemens à Erlangen.

II.1.1. Conception

Le choix des matériaux utilisés et celui de la structure des échantillons a été dicté par les propriétés recherchées pour notre dispositif décrites au paragraphe I.5. Selon la provenance des échantillons, ce choix est aussi dépendant des savoir-faire des laboratoires effectuant la croissance. Le transistor magnétique à double jonction tunnel nécessite :

- Trois électrodes métalliques dont au moins l'émetteur et la base sont magnétiques.

Dans le cas de deux électrodes magnétiques, la polarisation du courant provient de la TMR de la barrière émettrice et de l'asymétrie en spin du libre parcours moyen dans la base. Dans le cas d'un collecteur magnétique, des effets magnéto-résistifs plus importants sont attendus (§ I.5.1), mais l'interprétation du signal magnétique collecté s'en trouve compliquée, comme nous le verrons. Un contrôle de la qualité de la croissance et de la structuration par des mesures magnéto-électriques est alors possible sur les deux jonctions. Des échantillons des deux types ont donc été élaborés.

- Deux barrières tunnel de différentes hauteurs si l'on souhaite pouvoir collecter un courant d'électrons chauds.

Comme nous l'avons vu, un des critères théoriques de fonctionnement des transistors à électrons chauds est l'utilisation d'une barrière collectrice de hauteur inférieure à l'énergie

d'injection des électrons chauds. Nous avons donc choisi l'utilisation systématique d'une barrière émettrice d'aluminium oxydé (notée AlOx.) et d'une barrière collectrice alternative de hauteur plus faible. Cette seconde barrière a été formée à partir de tantale oxydé TaOx (élaboré par le groupe de A. Schuhl à Nancy) ou d'yttrium oxydé YOx. (élaboré au sein du groupe de J. Wecker à Erlangen). Différentes épaisseurs de barrières collectrices ont été élaborées pour permettre l'étude de la collecte de courant suivant la résistance de cette barrière.

- Une base de fine épaisseur.

Le second critère important pour les transistors est l'obtention d'une base d'épaisseur suffisamment fine pour permettre le transport balistique des électrons chauds. Nous avons choisi des épaisseurs de base de 10nm qui permettent à la fois un filtrage en spin du courant, puisque que cette valeur est intermédiaire aux libres parcours moyens des spins hauts et des spins bas [Dijken02], mais aussi une limitation des difficultés techniques de prise de contact de très fines couches. Les électrodes de base, formées de CoFe ou de NiFe, ne peuvent être couplées à une couche magnétique adjacente augmentant sa coercivité du fait de leur situation entre deux barrières, elles représenteront donc toujours la couche douce se retournant aux plus faibles champs.

- Un découplage magnétique des électrodes ferromagnétiques.

Ce critère est recherché pour permettre l'obtention de TMR sur les JTM. Différents contrôles des champs coercitifs des électrodes ont été utilisés. Nous verrons au paragraphe II.1.3 le détail des couches utilisées permettant ce contrôle.

Six types d'échantillons ont ainsi été élaborés et étudiés. A l'UMP, la maîtrise de l'oxydation de métaux alternatifs à l'aluminium ne permet pas encore l'obtention de TMR avec des jonctions constituées de barrières différentes de l'alumine. Nous avons lancé durant cette thèse des études pour contrôler précisément, par magnétométrie et par spectroscopie de photoélectrons induits par rayon X, l'épaisseur d'oxydation de couches de tantale et de titane, contrôle indispensable pour réaliser des JTM ; mais ces études n'ont pas encore abouti à ce jour. Nous avons donc élaboré à Orsay des doubles JTM à deux barrières d'alumines afin de valider le procédé technologique de structuration des échantillons et de déterminer les propriétés particulières de doubles JTM. Les échantillons sont du type $Ta_5/Co_{15}/AlOx_{.2}/NiFe_{10}/AlOx_{.2}/NiFe_5/IrMn_{30}/Cu_{15}$ (les épaisseurs sont en indice et en nanomètre). La couche de Ta sert de couche tampon et permet de réduire la rugosité et d'induire une texture sur les couches supérieures. Une couche de protection de métal (ici Cu) est toujours déposée pour recouvrir l'échantillon en fin de dépôt, protégeant la partie active de l'échantillon de l'oxydation et de la pollution par l'eau ou des substances organiques atmosphériques. A Nancy ont été réalisés des échantillons avec une première barrière d'alumine, une épaisse barrière de tantale oxydé et sans collecteur ferromagnétique : Verre// $Ta_5/Co_{10}/IrMn_{10}/Co_{10}/AlOx_{.1,5}/NiFe_{10}/TaOx_{.4}/Pt_{10}$, ou avec un collecteur

ferromagnétique, en remplaçant le platine supérieur par $\text{Co}_{1,2}/\text{CoPt}_5/\text{Pt}_2$. Les deux types de multicouches élaborées à Erlangen comprennent un substrat, une couche tampon et une électrode inférieure identiques : $\text{SiO}_2//\text{Ta}_2/\text{Ru}_{30}/\text{IrMn}_8/\text{CoFe}_3/\text{Ru}_{0,8}/\text{CoFe}_{2,8}$. La partie supérieure est dans un premier cas : $\text{Yox}_2/\text{CoFe}_{10}/\text{AlOx}_2/\text{CoFe}_3/\text{IrMn}_8/\text{Ta}_{10}$ et $\text{AlOx}_2/\text{CoFe}_{10}/\text{YOx}_3/\text{Ta}_5/\text{Ru}_5$ dans le second. Le Tableau 2 récapitule la provenance et le type des échantillons élaborés.

	E	I ₁	B	I ₂	C
Orsay	$\text{Ta}_5/\text{Co}_{15}$	AlOx_2	NiFe_{10}	AlOx_2	$\text{IrMn}_{30}/\text{Cu}_{15}$
Nancy	$\text{Ta}_5/\text{Co}_{10}/\text{IrMn}_{10}/\text{Co}_{10}$	$\text{AlOx}_{1,5}$	NiFe_{10}	TaOx_4	Pt_{10}
Nancy	$\text{Ta}_5/\text{Co}_{10}/\text{IrMn}_{10}/\text{Co}_{10}$	$\text{AlOx}_{1,5}$	NiFe_{10}	TaOx_4	$\text{Co}_{1,2}/\text{CoPt}_5/\text{Pt}_2$
Erlangen	$\text{Ta}_2/\text{Ru}_{30}/\text{IrMn}_8/\text{CoFe}_3/\text{Ru}_{0,8}/\text{CoFe}_{2,8}$	Yox_2	CoFe_{10}	AlOx_2	$\text{CoFe}_3/\text{IrMn}_8/\text{Ta}_{10}$
Erlangen	$\text{Ta}_2/\text{Ru}_{30}/\text{IrMn}_8/\text{CoFe}_3/\text{Ru}_{0,8}/\text{CoFe}_{2,8}$	AlOx_2	CoFe_{10}	YOx_3	Ta_5/Ru_5

Tableau 2 : Récapitulatif des différents échantillons élaborés, structurés et mesurés.

II.1.2. Caractéristiques de la croissance

Le principe général de la pulvérisation cathodique est le bombardement d'une cible de matériau massif par un gaz inerte en plasma. Ce gaz pulvérise les atomes de la cible qui viennent recouvrir les objets à proximité du plasma, dont le substrat. De façon pratique, on polarise la cible négativement par une forte tension de quelques centaines de Volts, entre celle-ci et le porte-substrat. C'est cette différence de potentiel qui a pour effet d'ioniser les ions du gaz, créant un plasma entre les deux électrodes et donnant des ions positifs accélérés sur la cible. L'utilisation d'un gaz rare dans l'enceinte de dépôt permet qu'aucune réaction chimique n'ait lieu entre le gaz et l'élément déposé et que peu d'atomes de gaz ne s'adsorbent sur la surface du substrat. La distance entre la cible et le substrat est beaucoup plus grande que le libre parcours moyen des atomes pulvérisés, le dépôt se fait donc sans direction privilégiée, en contraste avec d'autres méthodes de dépôt comme l'épitaxie par jet moléculaire. L'enceinte de dépôt est sous ultra-vide permettant un environnement de dépôt propre. La pression d'argon pendant un dépôt est gardée constante à des valeurs de l'ordre de 10^{-2} - 10^{-3} mbar grâce à une vanne de laminage. Des aimants magnétrons sont placés à proximité des électrodes et de la cible et permettent de concentrer le bombardement des ions et d'obtenir un taux de pulvérisation plus

fort. De plus, un aimant permanent peut être utilisé pendant le dépôt pour la croissance de couches magnétiques. Il est possible de travailler en tension continue entre la cible et le substrat (mode DC), mais dans ce cas une accumulation de charges positives se produit sur la cible, repoussant les ions incidents. Sur une cible métallique ces charges vont pouvoir s'évacuer naturellement, ce qui n'est pas possible pour une cible isolante. Dans ce dernier cas, on peut donc se placer en tension alternative radio-fréquence de l'ordre du MHz (mode RF) qui permet l'évacuation des charges surfaciques.

L'enceinte de pulvérisation cathodique de notre laboratoire, du type Plassys MP900, dispose de six électrodes, permettant de réaliser des multicouches constituées de six matériaux sans remise à l'air entre les différentes couches. Les métaux choisis pour les jonctions tunnel présentent des vitesses de dépôt de 0,5 à $3\text{\AA}\cdot\text{s}^{-1}$ suivant le matériau et la puissance de pulvérisation. A l'instar de la plupart des groupes travaillant sur les JTM, le laboratoire a développé une méthode d'oxydation de métaux déjà déposés plutôt que de choisir un dépôt direct d'oxyde pour réaliser les barrières tunnel. Dans ce cas, on polarise un plasma en mode RF constitué d'oxygène et d'argon, en proportions respectives de 5/6 et 1/6. L'oxydation de l'échantillon par le plasma se fait en compétition avec le phénomène de gravure de sa surface. Au bout d'un certain temps une épaisseur maximale de métal est oxydée et la gravure commence [Greiner71]. L'oxydation par plasma ne peut donc pas s'appliquer pour des couches de trop grandes épaisseurs : pour réaliser des barrières d'alumine, on dépose donc 15\AA d'aluminium que l'on oxyde par plasma pendant environ 1min30s. L'épaisseur standard de barrière ainsi formée est de 20 à 25 \AA d'épaisseur.

Les méthodes et conditions de dépôts spécifiques aux laboratoires nous ayant fourni des échantillons, en particulier l'élaboration des barrières, pourront être trouvées dans les références [Dimopoulos03, Rottländer01, Tiusan01]. Les méthodes utilisées sont très semblables, la principale particularité est l'utilisation d'un gaz moléculaire de O_2 pur à forte pression (10^1 mbar) pour l'oxydation des barrières de tantale à Nancy.

Une des particularités de la croissance de couches minces magnétiques et des JTM est la nécessité d'une très faible rugosité aux interfaces entre couches, du fait de l'extrême sensibilité de la TMR avec la nature et la qualité des interfaces. Le courant tunnel dépendant exponentiellement de l'épaisseur de barrière, des variations trop importantes de celle-ci peuvent conduire à des "points chauds", c'est-à-dire une concentration du courant en un point du fait d'une réduction locale de l'épaisseur, ou plus radicalement à une rupture de la couche isolante en un point. De même, un couplage entre les deux couches magnétiques de part et d'autre de la barrière peut s'instaurer si celle-ci est trop rugueuse : le couplage de type "peau d'orange" [Néel62]. Ce couplage peut avoir pour effet de modifier le champ de retournement des deux couches et ainsi de perturber les mesures magnétiques. Notre expérience nous a montré qu'il était préférable que la rugosité RMS (c'est à dire l'écart quadratique moyen) de l'électrode

inférieure d'une JTM soit inférieure à 0,3nm si l'on veut y déposer une couche isolante de 1 ou 2nm et observer des effets de TMR. Pour ce faire, nous utilisons au laboratoire une couche tampon de tantale de 5nm sous l'électrode permettant d'obtenir des rugosités après la première électrode de cobalt de moins de 0,18nm [Montaigne99]. Dans le cas de la croissance de doubles jonctions tunnel, il est aussi important d'obtenir une faible rugosité avant la croissance de la barrière supérieure. Des rugosités RMS de l'ordre de 0,2nm ont été obtenues après la croissance de la première barrière inférieure. Les jonctions tunnel supérieures ont donc pu être élaborées, même si l'empilement successif de couches altère la rugosité et les propriétés magnétiques des jonctions [Lacour04]. La Figure II-22 présente une coupe transverse de microscope électronique à transmission d'une double JTM. On y distingue bien chaque couche ; l'épaisseur des barrières d'alumine est de 2,5nm, prouvant la qualité et la faible rugosité des couches. Sur cette photo, on observe également la nature cristalline et le caractère texturé des électrodes. Les deux barrières sont, elles, amorphes.

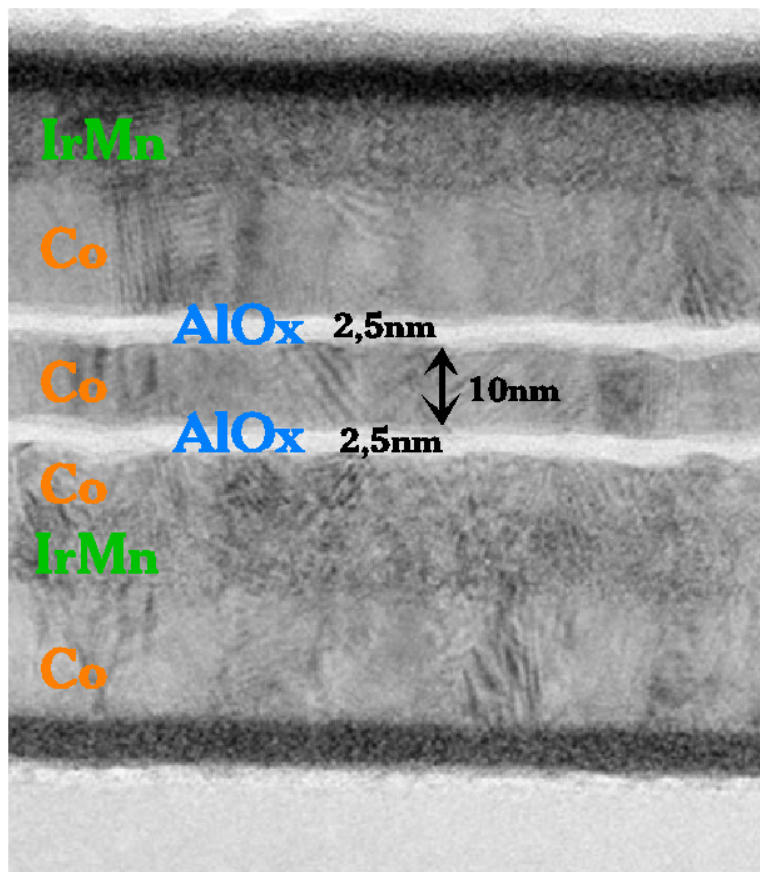


Figure II-22 : Coupe transverse de microscope électronique à transmission d'une double jonction tunnel Co/IrMn/Co/AlO_x/Co/AlO_x/Co/IrMn réalisée par Jean-Luc Maurice. AlO_x sont les barrières tunnel formées d'oxyde d'aluminium dont l'épaisseur est estimée de 2,5nm.

II.1.3. Caractérisation magnétique

L'obtention d'effets notoires sur les JTM nécessite d'une part une bonne qualité de croissance, mais également des propriétés magnétiques particulières des multicouches. L'amplitude de la TMR dépend de la polarisation des matériaux choisis pour les électrodes et de la nature de la barrière. Pour un empilement de matériaux donné, la qualité des effets de TMR dépend aussi du découplage magnétique des électrodes. Il est donc nécessaire d'obtenir une gamme de champ magnétique pour laquelle les aimantations sont bien antiparallèles, et ainsi parvenir à des couches ferromagnétiques présentant des champs de retournement bien distincts. L'utilisation de ferromagnétiques de nature et d'épaisseur différente permet d'obtenir des champs coercitifs distincts. Des alliages ferromagnétiques à très forte anisotropie de cobalt-platine CoPt ont également été utilisés pour certains échantillons : juxtaposés à une électrode ferromagnétique, ils augmentent fortement le champ de retournement de la bicouche électrode/CoPt. L'anisotropie d'échange induite par contact avec une couche antiferromagnétique est également utilisée pour obtenir ce découplage des champs de retournement [Dieny91]. L'antiferromagnétique a le même effet qu'un champ extérieur sur la couche ferromagnétique juxtaposée : celui de décaler d'une même valeur absolue les deux champs coercitifs du ferromagnétique [Stamps00]. Cette méthode est aujourd'hui largement utilisée dans la plupart des JTM [Parkin99]. Il existe de nombreux matériaux antiferromagnétiques susceptibles d'être appliqués aux JTM [Nogues99]. Nous avons basé nos critères de choix du matériau sur son caractère métallique et sur son fonctionnement à température ambiante, c'est-à-dire un matériau présentant une température de blocage plus élevée que la température ambiante. Des couches d'alliages d'iridium de manganèse IrMn, de température de blocage supérieure à 400K pour une couche mince, ont donc été utilisées dans la plupart de nos échantillons. Une autre méthode a permis d'obtenir des couches magnétiques se retournant à différents champs : l'utilisation d'un ferrimagnétique artificiel. Il s'agit de deux couches ferromagnétiques couplées antiferromagnétiquement par interaction d'échange à travers une fine couche non magnétique (0,8 nm de ruthénium dans notre cas), qui présentent de forts champs coercitifs [Tiusan00].

Les échantillons produits au laboratoire CNRS/Thales comprennent une structure magnétique du type : Co/AlOx./NiFe/AlOx./NiFe/IrMn. Le cycle de l'aimantation en fonction du champ magnétique est représenté sur la Figure II-23. Dans le cas de cet échantillon, la couche de Co inférieure est couplée de façon ferromagnétique à la couche de permalloy intermédiaire. La mesure n'a pas permis de détecter deux retournements d'aimantations distincts. Néanmoins nous verrons que cela n'empêchera pas un effet de TMR sur cette jonction.

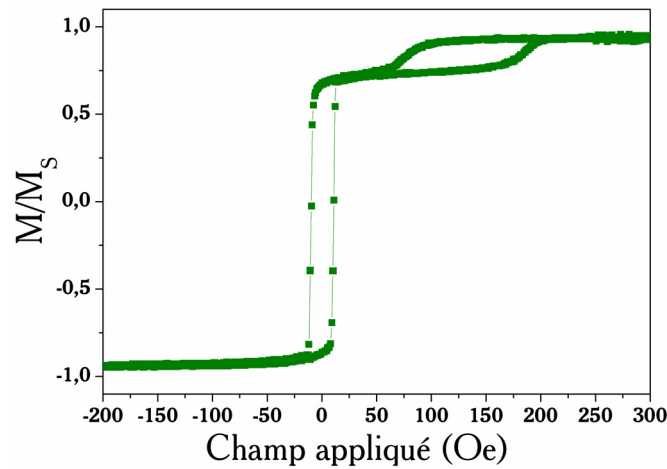


Figure II-23 : Cycle d'hystérésis du moment magnétique, normalisé au moment à saturation. Seuls deux des trois retournements des couches magnétiques sont visibles.

La Figure II-24 montre un cycle d'hystérésis réalisé par magnétométrie à effet Kerr sur un échantillon à trois électrodes magnétiques du type $\text{Co}/\text{IrMn}/\text{Co}/\text{AlOx}/\text{NiFe}/\text{TaOx}/\text{Co}/\text{CoPt}$ élaboré au LPM de Nancy. Le permalloy (NiFe) utilisé est un matériau "doux", c'est-à-dire présentant un faible champ coercitif, c'est donc lui qui se retourne à plus faible champ. Les champs de couplage avec l'IrMn et avec le CoPt étant différents, le décalage en champ n'est pas le même pour l'électrode supérieure et l'électrode inférieure.

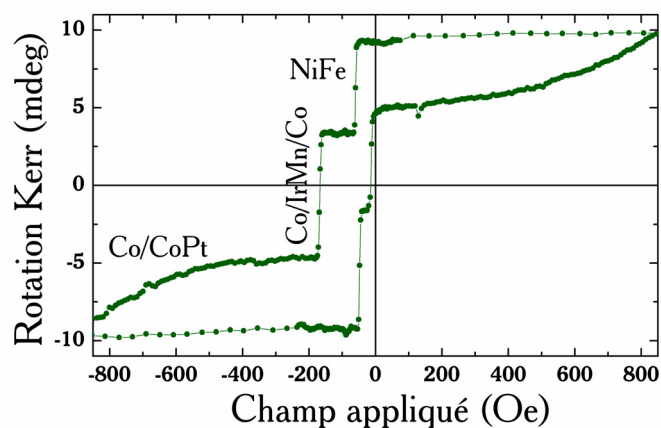


Figure II-24 : Cycle d'hystérésis d'un échantillon de structure (indices en nm) :

Verre//Ta₅/Co₁₀/IrMn₁₀/Co₁₀/AlOx_{1,5}/NiFe₁₀/TaOx₄/Co_{1,2}/CoPt₅/Pt₂

On distingue clairement le renversement d'aimantation distinct des trois électrodes.

Le laboratoire de Siemens à Erlangen nous a également fourni des échantillons double jonction tunnel. Un cycle d'aimantation d'un échantillon d'Erlangen de type IrMn/CoFe/Ru/CoFe/YOx/CoFe/AlOx/CoFe/IrMn est représenté sur la Figure II-25. Il a été recuit pendant 15min à 270°C sous un champ magnétique de 5000Oe. Cette procédure de recuit permet d'accroître la qualité de la barrière tunnel et de ses interfaces, ainsi que d'améliorer l'efficacité de l'anisotropie d'échange de l'antiferromagnétique [Sousa98]. La couche "dure" inférieure est constituée d'un ferrimagnétique artificiel, lui-même associé à un antiferromagnétique. Le couplage antiferromagnétique entre les deux couches CoFe inférieures nécessite des champs de plusieurs milliers d'Oersted pour être vaincu. L'électrode supérieure présente un champ d'échange associé à l'anisotropie de l'IrMn de 200Oe environ.

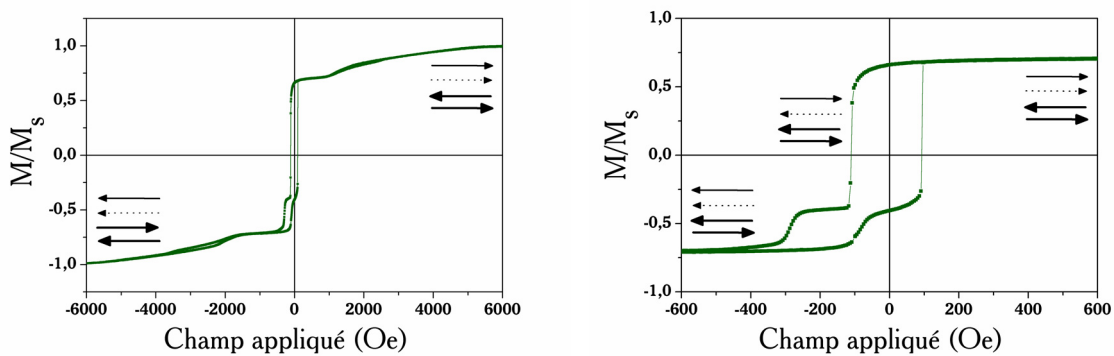


Figure II-25 : Moment magnétique normalisé au moment à saturation en fonction du champ magnétique extérieur. A gauche, le cycle global, et à droite un zoom du même cycle. Les flèches schématisent chaque couche magnétique : les deux flèches inférieures en position antiparallèle représentent le ferrimagnétique artificiel formé de deux couches ferromagnétiques, la flèche en pointillé est l'électrode intermédiaire de permalloy, et la flèche supérieure la couche de Co bloquée par l'IrMn.

Les différents échantillons étudiés présentent donc des électrodes bien découplées magnétiquement. Ces conditions semblent favorables pour permettre des mesures de magnétorésistance sur chaque jonction du dispositif.

II.2. Développement d'une technique de structuration

Une fois les échantillons élaborés, il est nécessaire de les structurer. Cette étape consiste à passer d'un échantillon dont la croissance a été réalisée sur la surface totale d'un substrat, à la définition de structures latérales de motifs, permettant de prendre les contacts électriques sur les électrodes pour les mesures de transport. Les méthodes de structuration utilisées au laboratoire comprennent des étapes de lithographie, d'isolation et de métallisation, ainsi que des gravures des couches déposées. Nous examinons dans cette partie comment ces étapes sont susceptibles d'altérer la qualité de la structure finale et les moyens pour y remédier.

La mise au point de ces étapes de structuration d'échantillons a représenté une grande partie de cette thèse. Du fait du savoir-faire à acquérir, de la dépendance vis à vis du fonctionnement des nombreux appareils techniques, et de l'attention à porter à chaque opération, le développement de la technique globale puis chaque structuration d'échantillon ont demandé beaucoup de temps. Néanmoins nous montrons que la technique, très innovante dans le monde de l'électronique de spin, a prouvé sa fonctionnalité.

II.2.1. Lithographie

II.2.1.1. Principe

La lithographie est un procédé qui permet de reproduire un motif ou dessin tiré d'un support, sur l'échantillon. Différentes méthodes de lithographie existent, elles représentent un domaine en pleine expansion et en constant développement puisque ce sont les procédés techniques de base de la nanoélectronique (industrielle ou académique), définissant aujourd'hui les tailles limites des composants [Waser03]. La lithographie dans notre laboratoire représente un atout dans le domaine de l'électronique de spin, car elle nous permet de prendre part à toutes les étapes de l'élaboration d'un échantillon, de la croissance jusqu'à la mesure.

Toutes les techniques de lithographie utilisent une source (lumière visible, ultraviolet, rayon X, faisceau d'électron ou d'ion), dont la longueur d'onde va définir la précision de la lithographie. Nous utilisons au laboratoire une source ultraviolette (de longueur d'onde 365nm), couramment utilisée car ne demandant pas un dispositif expérimental trop lourd. Cette source de lumière est utilisée pour insoler une résine photosensible via un masque opaque qui a pour forme le motif lithographique voulu. L'échantillon a été préalablement enduit par une couche mince de résine de l'ordre du micromètre. Les parties non insolées de celle-ci restent inchangées, tandis que les parties insolées vont subir une modification structurale (pour les résines positives). Les chaînes de polymères contenues dans la résine sont en effet brisées lors d'une insolation, permettant à la résine de devenir soluble dans un développeur spécifique à chaque résine, sur ces parties insolées. Les motifs du masque peuvent ainsi être reproduits par des motifs en résine sur l'échantillon. L'échantillon est ensuite gravé par bombardement ionique (voir paragraphe II.2.2), les parties résinées de l'échantillon n'étant pas exposées à cette gravure. Après la gravure et dissolution par un solvant de la résine, les motifs sont enfin reproduits sur les couches de l'échantillon [Montaigne99].

Ce sont ces méthodes de lithographie que nous avons choisies d'utiliser pour la structuration de nos échantillons. Le but recherché est de pouvoir appliquer une différence de potentiel entre chacune des électrodes des doubles JTM. Il est donc nécessaire de prendre trois contacts à différentes profondeurs de la multicouche. Les dépôts ayant été réalisés sur des pleines plaques de substrat et sans masquage *in situ*, les trois contacts imposent une configuration pyramidale de la structuration. La Figure II-26 schématise la structure finale de l'échantillon après prises de contacts.

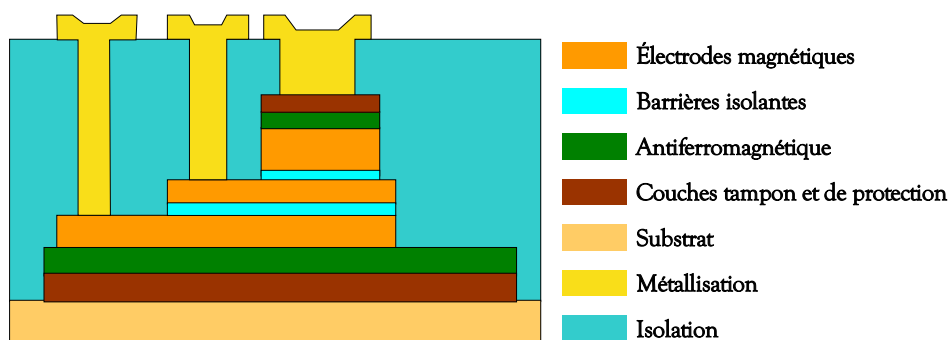


Figure II-26 : Schéma de l'échantillon en fin de structuration.

Le principe général du procédé technologique est donc de former la structure pyramidale grâce à la lithographie et la gravure, de recouvrir tout l'espace gravé par un isolant afin d'isoler

électriquement chaque couche, puis de prendre des contacts métalliques sur chaque "étage" de la pyramide par ouverture localisée dans l'isolant.

II.2.1.2. Masques

La technologie de lithographie développée pour le transistor à double barrière tunnel, proposée ci-dessus, nécessite cinq étapes de lithographie. Ce procédé comporte une étape de plus que les lithographies classiques permettant les prises de contacts de jonctions tunnel simples. En effet, la prise de contact de l'électrode intermédiaire constitue une innovation technologique, nous verrons que c'est aussi la principale difficulté technique.

Les masques sont des plaques de verres sur lesquelles ont été déposés puis gravés des motifs en chrome. La trame des motifs sur le masque peut avoir une résolution sub-micronique grâce à l'utilisation de la lithographie électronique. Une masqueuse permet le contact entre l'échantillon et le masque, puis l'insolation de l'ensemble.

Les cinq étapes de lithographie ont été établies comme suit :

- Définition de l'électrode supérieure.
- Définition de l'électrode intermédiaire.
- Définition de l'électrode inférieure ou "barreau", et séparation des motifs.
- Définition des ouvertures dans l'isolant.
- Définition des motifs de circuiterie.

La Figure II-27 présente les cinq masques de lithographie correspondant à ces étapes. Non représentés ici, les masques permettent également de définir des motifs d'alignement. Ceux-ci permettent de superposer les motifs d'une étape à l'autre avec précision. La géométrie des jonctions tunnel a été choisie rectangulaire. Par construction, la jonction supérieure est plus petite que la jonction inférieure. Ces caractéristiques dimensionnelles auront des influences sur la résistance des jonctions et seront donc à prendre en compte avec attention pour les analyses des mesures électriques. Comme le montre le masque du dernier niveau, il existe au total quatre contacts électriques : un sur l'électrode supérieure, un sur l'électrode intermédiaire et deux sur l'électrode inférieure. Par conséquent, les mesures électriques ne pourront pas être faites en mesures à "quatre pointes" (deux contacts pour la tension et deux pour l'intensité). Les électrodes étant métalliques, leur contribution à la résistance mesurée sera souvent négligeable par rapport aux résistances des jonctions tunnel, mais nous verrons qu'il faudra néanmoins en tenir compte dans certaines situations.

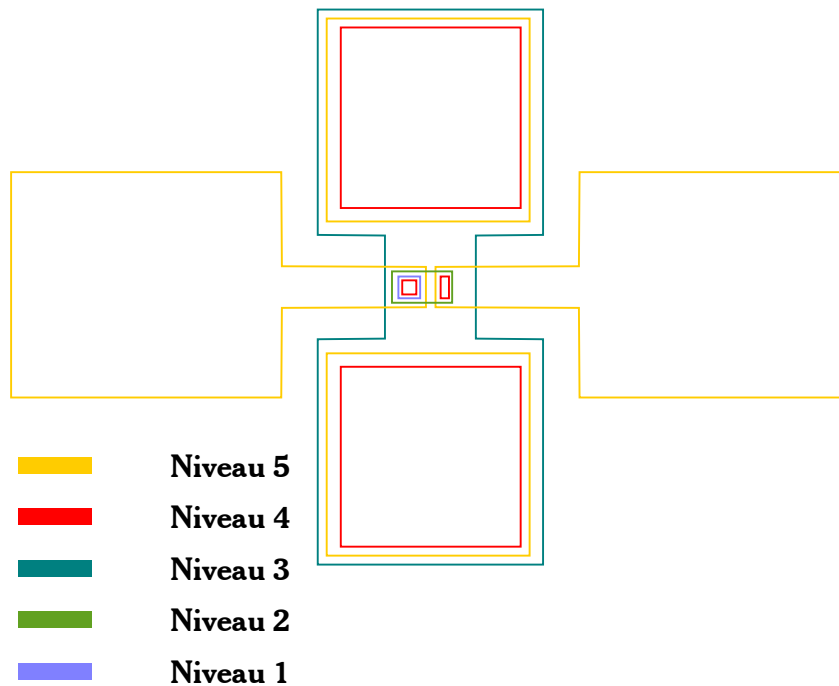


Figure II-27 : Les masques des cinq niveaux de lithographie utilisés pour structurer les doubles jonctions tunnel avec contact sur l'électrode intermédiaire.

Trois tailles de masques, A, B et C, ont été développées permettant d'obtenir des tailles latérales de jonctions tunnel différentes. Le Tableau 3 précise les tailles latérales des trois types de jonctions ainsi que les contacts pris sur l'électrode supérieure de chacune d'elle.

Type	1 ^{ère} JTM (μm^2)	2 ^{ème} JTM (μm^2)	Contact 1 ^{ère} JTM (μm^2)	Contact 2 ^{ème} JTM (μm^2)
A	20x20	45x65	10x10	15x35
B	50x50	65x95	40x40	15x50
C	100x100	110x160	90x90	30x100

Tableau 3 : Tailles latérales caractéristiques des trois types de jonctions tunnel ainsi que chaque amenée de courant correspondante.

La taille totale d'un motif de type A, B ou C est contenue dans un rectangle de 2,45x3,7mm. Chaque motif est séparé de ses voisins de 1mm, la totalité de l'échantillon peut donc comprendre plusieurs dizaines de motifs, suivant la taille du substrat utilisé.

Le choix de la taille des masques a fait l'objet d'un compromis entre deux buts recherchés. Afin de limiter les résistances métalliques existant entre les différents contacts (en particulier entre la

jonction supérieure et le contact de l'électrode intermédiaire du fait de la faible épaisseur de la base), il est souhaitable de diminuer au maximum la distance entre les masques. Mais les distances minimales entre motifs de masques doivent aussi pouvoir être résolues par lithographie optique. Nous avons donc choisi une distance minimum entre masques de $5\mu\text{m}$, ce qui représente une résolution assez poussée, tout en laissant une marge de fiabilité pour permettre un rendement de lithographie convenable. La distance entre la jonction supérieure et la prise de contact intermédiaire est alors de $20\mu\text{m}$. La Figure II-28 présente la partie centrale de la Figure II-27, où l'on peut voir que les masques successifs sont espacés de $5\mu\text{m}$.

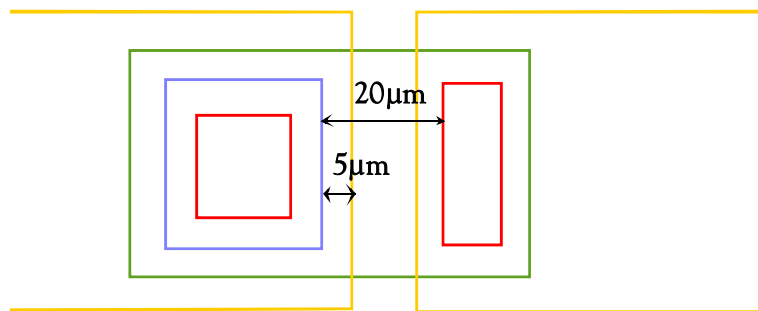


Figure II-28 : Zoom des masques de lithographie sur la partie centrale des motifs, ici motif C. Chaque masque se positionne à $5\mu\text{m}$ du précédent, et la distance déterminant la résistance de contact intermédiaire est de $20\mu\text{m}$.

II.2.1.3. Procédé technologique

Une description exhaustive des cinq étapes de lithographie fait l'objet de l'Annexe en fin de manuscrit. On y trouvera en particulier des vues schématiques et des photographies de l'échantillon structuré à différentes étapes de fabrication.

La lithographie des doubles JTM utilise les méthodes classiques de lithographie par résine photosensible positive. L'isolation de la structure se fait par dépôt par pulvérisation d'isolant Si_3N_4 . On procède à l'ouverture de l'isolant grâce à une gravure ionique réactive. Enfin, la prise de contact des électrodes et la circuiterie sont réalisées par dépôt d'or dont les motifs sont définis par une technique de décollage ou "lift off" [Montaigne99].

Les aspects spécifiques de cette lithographie sont essentiellement liés à l'ajout d'une étape supplémentaire par rapport aux techniques habituelles associées aux JTM. Un motif final lithographié présente une qualité satisfaisante uniquement si toutes les étapes antérieures se sont parfaitement déroulées. Cette qualité est en effet dépendante des défauts de résine accumulés à chaque étape dus à des sur- ou sous-développements des motifs (voir Annexe) et

des imprécisions d'alignement qui peuvent empirer d'étapes en étapes. La lithographie à cinq étapes des doubles JTM doit donc être contrôlée tout le long du processus avec une attention particulière. La Figure II-29 présente la géométrie des structures et les photos associées prises par microscopie optique.

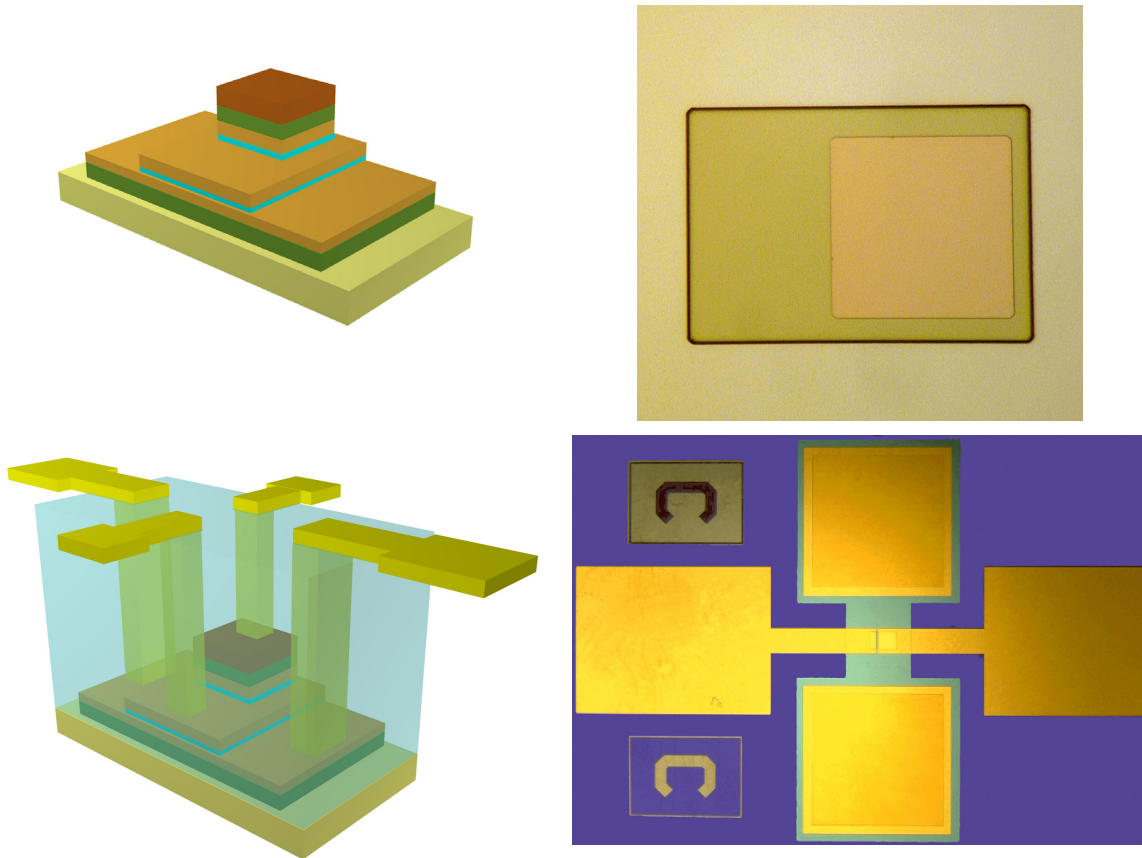


Figure II-29 : Schémas et photographies d'un motif totalement gravé (en haut), isolé et connecté (en bas).

II.2.2. Gravure

Entre les étapes de lithographie, l'échantillon est gravé, c'est-à-dire que les atomes de surface sont pulvérisés. La difficulté majeure de la gravure de multicouches est le contrôle de l'arrêt de la gravure. En effet, dans la mesure où l'étape de gravure vise à s'arrêter précisément dans une des électrodes de la structure, le contrôle de l'arrêt de la gravure doit présenter une

précision très inférieure à l'épaisseur des couches, soit de l'ordre de la dizaine de nanomètres dans notre cas. On utilise la plupart du temps un canon ionique qui bombarde d'ions la surface et éjecte les atomes par transfert de moment, associé à une analyse chimique des couches gravées. Deux méthodes de gravure et d'analyse sont possibles, la première a été mise au point à l'UMP avant ce travail de thèse [Lacour02b, Montaigne99], la seconde ayant été développée pour des raisons spécifiques à la structuration de doubles JTM. Chaque méthode correspond à un dispositif expérimental différent, comprenant une source d'ions et une détection des éléments gravés.

II.2.2.1. Première méthode

Le dispositif permettant de graver les échantillons est un canon ionique, dont la source d'ions est un plasma excité par micro-ondes. Un système de trois grilles permet d'extraire et d'accélérer les ions en choisissant leurs énergie et intensité. Une fois gravé, l'échantillon est transféré dans une enceinte différente mais toujours dans le même vide. La nature de la surface de l'échantillon est alors analysée par spectrométrie d'électrons Auger.

L'émission d'électrons Auger provient de la désexcitation d'un atome dont un des électrons de cœur a été excité [Auger26, Thompson85]. La spectrométrie Auger consiste donc à exciter des atomes par interaction avec un faisceau incident d'électrons, et à détecter les électrons Auger émis lors de ce processus de recombinaison, qui sont la signature d'un système électronique précis et donc caractéristique de la nature chimique de l'atome excité. Les spectromètres Auger ont une bonne sensibilité, il est possible de détecter des éléments qui ont une concentration par monocouche de l'ordre de 1/100. Cependant, dans les métaux, les électrons détectés ont des énergies de plusieurs centaines d'électrons Volt et jusqu'à 1000eV. Leur profondeur d'échappement équivalente peut alors atteindre 4nm-5nm [Agius90]. La résolution en épaisseur sondée est donc du même ordre. Lors de la gravure et de l'analyse d'une multicouche, la résolution est donc dépendante de l'arrêt de la gravure, mais aussi de l'intégration en profondeur du signal qu'effectue le spectromètre. De plus, l'analyse quantitative par spectrométrie Auger est délicate : il est difficile de remonter à la quantité de matière d'un élément détecté à partir de l'intensité des pics Auger, même avec un échantillon étalon. Sur le dispositif expérimental de notre laboratoire, un étalonnage des temps de gravure de doubles jonctions tunnel à partir de spectre Auger a été réalisé. Mais le manque de précision en profondeur laisse des incertitudes sur la couche superficielle restante. La Figure II-30 présente deux spectres Auger tirés de la gravure successive d'une barrière d'alumine et d'une électrode de cobalt dans une doubles JTM. Bien que d'intensités différentes, les pics Auger de l'oxygène et du cobalt sont présents sur les deux spectres.

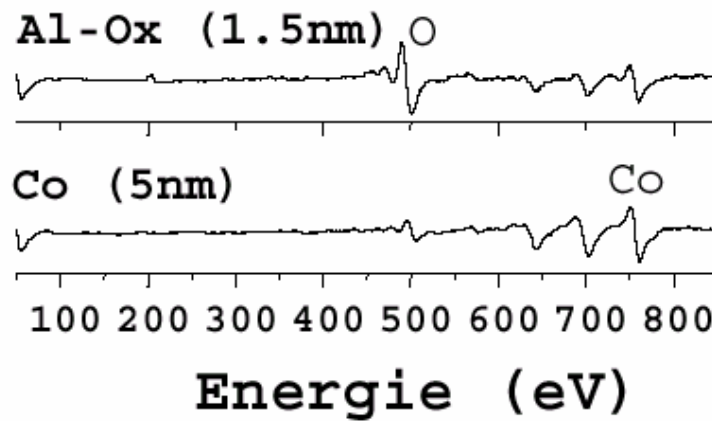


Figure II-30 : Spectres Auger correspondant aux couches successives d'alumine et de cobalt d'une double JTM. L'interface AlOx./Co est difficilement détectable, les pics des deux éléments se retrouvant sur les deux spectres (d'après [Lacour02b]).

Outre les complications expérimentales dues à la nécessité d'un étalonnage précis de la vitesse de gravure pour chaque élément et d'un transfert de l'échantillon en aller-retour entre deux enceintes, l'utilisation du spectromètre Auger a montré ses limites, qui se traduisent par une résolution en épaisseur restreinte pour son utilisation comme détection de fin de gravure de multicouches.

II.2.2.2. Méthode développée

Une méthode de gravure plus simple d'utilisation et présentant des avantages importants pour les jonctions tunnel, comme nous allons le voir, a été mise au point. Le dispositif expérimental utilisé comprend un spectromètre de masse à détection d'ions secondaires (désigné par l'acronyme anglais SIMS), associé dans la même enceinte à vide, à un canon ionique de gravure. Il a été développé à l'UMP par Yves Lemaître. Le principe de fonctionnement est la pulvérisation d'ions de l'échantillon par le bombardement d'ions incidents accélérés à forte vitesse. Les ions secondaires sont détectés et filtrés selon leur rapport masse sur charge, m/q . Ce rapport est caractéristique de la nature de l'ion mesuré, on peut donc établir un profil en profondeur en temps réel de la nature des couches gravées et détectées.

- *Description et caractéristiques du dispositif expérimental*

Le système de gravure comprend un canon à décharge disposant d'un filament de neutralisation ainsi qu'un système de mesure de l'intensité du faisceau ionique produit. Le

SIMS est disposé en vis-à-vis du porte-échantillon, la Figure II-31 schématise l'ensemble de la chaîne de création et de détection des ions.

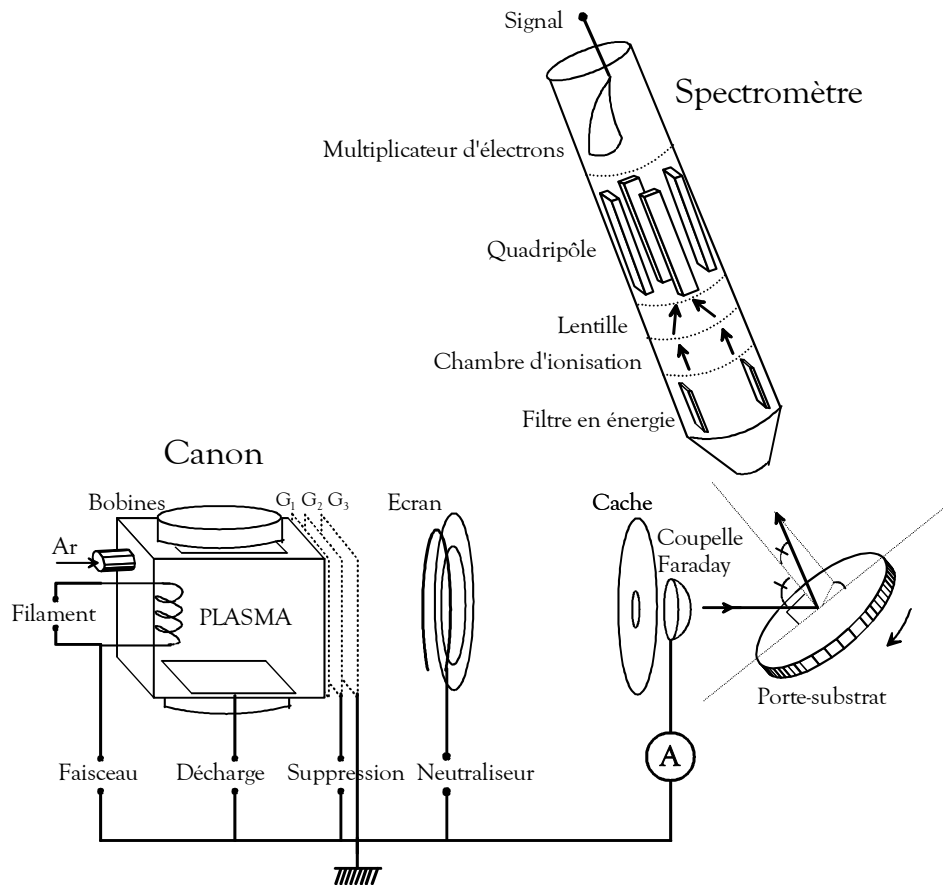


Figure II-31 : Schéma du canon à ion, du porte-substrat, du SIMS et du système électrique associé (le SIMS n'est pas dans le plan de la feuille). Les fils interrompus représentent les tensions appliquées en différents points du canon.

L'ensemble de dispositif est sous vide à une pression de l'ordre de 10^6 mbar hors fonctionnement, et de $2,2 \cdot 10^4$ mbar en fonctionnement. Le canon à ions utilise un gaz inerte, l'argon, ce qui permet de limiter l'interaction chimique et l'adsorption des ions incidents sur l'échantillon. Le gaz, introduit dans l'enceinte du canon, est ionisé par impacts d'électrons provenant du Filament chauffé. Grâce à une tension de Décharge appliquée de part et d'autre de la chambre, un plasma est formé, confiné par un champ magnétique créé par des bobines. Les grilles, situées à la sortie du canon, vont permettre d'extraire et d'accélérer les ions vers la cible. La grille G₁ est au potentiel du plasma, la grille G₃ est à la masse du système permettant de réduire les effets de charge d'espace dans l'enceinte, tandis que la grille intermédiaire G₂ est

placée à un potentiel de Suppression négatif. Une différence de potentiel "Faisceau" positive appliquée entre le filament et la sortie du canon permet d'accélérer les ions positifs du plasma et détermine leur énergie de sortie. Un filament circulaire encercle le faisceau ainsi formé et permet de le neutraliser. Les électrons émis du filament par échauffement sont attirés par le faisceau d'ions positifs et vont permettre de former des atomes neutres. La grille de Suppression G_2 est utilisée pour interdire l'attraction de ces électrons vers le plasma. Cette application de neutralisation a été mise au point sur certains canons pour permettre une meilleure focalisation du faisceau, en effet un faisceau chargé diverge rapidement du fait de la répulsion coulombienne entre les ions. La méthode d'émission d'électrons utilisée, par agitation thermique, a pour conséquence d'émettre un fort rayonnement et de chauffer l'entourage du filament. Ce chauffage peut avoir pour conséquence de recuire la résine de lithographie présente sur l'échantillon et ainsi de rendre difficile sa dissolution. Un écran a donc été placé pour protéger l'échantillon de ce chauffage. Les paramètres choisis pour la gravure de nos échantillons sont une tension de 13V, correspondant à une intensité de 7A pour le Filament d'ionisation du gaz. Les différences de potentiels "Faisceau" et "Suppression" sont de 200V. Les ions émis atteindront donc la cible avec une énergie de 200eV. Le courant parcourant le filament de neutralisation est de 8A. Le faisceau arrive sur la cible avec une incidence de 60° par rapport à la normale de la surface de la cible. Enfin, le porte-substrat est mis en rotation lors de la gravure, pour permettre une attaque plus homogène sur l'échantillon et minimiser les effets de re-déposition latérale.

Il est possible d'intercepter le faisceau avant la cible, par un cache qui permet la mesure de la densité de courant du faisceau grâce à une petite cage de Faraday. Le courant mesuré est une indication des charges électriques arrivant sur la cible. La détermination de l'origine du courant mesuré est en fait complexe et il est difficile de connaître la densité réelle de neutralisation du faisceau d'ions. L'accélération du faisceau sur la cible (cache ou échantillon réel) pulvérise en effet aussi bien des atomes neutres que des éléments chargés : électrons, cations, anions ou molécules ionisées, qui modifient la mesure du courant de charge. Dans les conditions de faisceau résumées ci-dessus, la densité de courant passe de $0,3\text{mA}\cdot\text{cm}^{-2}$ pour un faisceau non neutralisé à $0,1\text{mA}\cdot\text{cm}^{-2}$ avec un faisceau neutralisé à 8A. On pourrait donc en déduire qu'un tiers du faisceau reste ionisé ; mais la stabilité du courant lorsqu'on change le courant de neutralisation autour de 8A semble indiquer que la charge restante mesurée est peu dépendante de la neutralisation du faisceau, mais plus du processus physique de pulvérisation qui reste inchangé. Cette charge minimum sera donc à prendre en compte lors de la gravure d'échantillon et devra être évacuée par le substrat et le porte-échantillon.

Le bombardement d'une surface par des atomes ou des ions est un phénomène complexe au cours duquel différents mécanismes sont observés. Les éléments incidents peuvent être rétrodiffusés, exciter ou déplacer les atomes, être freinés et émettre un rayonnement, mais les

processus les plus importants sont l'implantation ionique et la pulvérisation. L'implantation des ions incidents dans la matrice bombardée a lieu essentiellement pour des incidences normales à la surface et pour des énergies de plusieurs dizaines de keV. Au contraire, la pulvérisation d'atomes, ions ou molécules prend plus d'importance pour des énergies de l'ordre du keV et souvent pour des incidences de l'ordre de 60° - 70° avec la normale à la surface, c'est donc la contribution majeure pour notre cas. On quantifie ce processus par le rendement de pulvérisation : nombre moyen d'atomes éjectés (atomes neutres ou ions) par ions primaires incident. Ce rendement est de l'ordre de l'unité pour des énergies incidentes de centaines d'électrons-Volt [Laegreid61], et il dépend de différents facteurs intrinsèques au matériau gravé. L'efficacité de la gravure est différente selon la nature des liaisons chimiques, la nature de la matrice cristalline et son orientation relative avec le faisceau d'ion. Ceci a pour effet, par exemple, de changer le rendement de pulvérisation pour les différents grains d'un matériau polycristallin ou pour les alliages. Le taux d'ionisation, c'est-à-dire le nombre d'ions éjectés par nombre d'atomes incidents est lui de l'ordre de 10^3 à 10^4 pour les métaux [Agius90], et parmi ces ions plus de 90% représentent les ions monoatomiques à simples charges (la proportion restante étant les ions monoatomiques à charges multiples et les ions moléculaires). Les liaisons chimiques des éléments gravés modifient le taux d'ionisation, on observe en général un taux plus fort pour les métaux oxydés que pour ces mêmes métaux à l'état pur. Les ions secondaires émis présentent des énergies de l'ordre de l'électron-Volt et leurs directions d'émission privilégiées sont des lobes en général centrés sur les réflexions spéculaires.

La fenêtre de détection du spectromètre est un trou de 3mm de diamètre et est placée à 25cm du porte échantillon. L'angle solide représenté par cette ouverture ne représente que 0,01% du demi-plan accessible aux ions éjectés. Le SIMS est placé à un angle par rapport à la normale à la surface de la cible proche de l'angle d'incidence, mais dans un plan décalé d'environ 45° par rapport au plan d'incidence. Il ne collecte donc pas la majeure partie des ions secondaires. Du fait du rendement de pulvérisation et de ces considérations géométriques, on peut estimer que moins d'un atome pulvérisé sur dix mille ne donne un ion secondaire entrant dans le spectromètre, même si un pompage différentiel interne à la colonne du SIMS améliore "l'aspiration" des ions à son entrée.

Le spectromètre est divisé en cinq parties de fonctions distinctes. Du fait des polarisations choisies dans ces différentes parties, le SIMS détecte uniquement les ions positifs. Les ions sont sélectionnés en énergie grâce à un filtre passe-bande électrostatique, qui permet, pour notre utilisation, de filtrer les ions primaires directement retrodiffusés et les gaz résiduels de faible énergie cinétique. Le SIMS permet aussi de mesurer la densité de gaz résiduels neutres dans l'enceinte, une chambre permet donc de les ioniser et de les accélérer, mais cette fonction n'est pas utilisée pour des ions éjectés de la cible avec une énergie cinétique suffisante. Un système de lentilles électriques permet ensuite de focaliser les ions entrant dans le spectromètre de

masse proprement dit. Le filtrage des ions en fonction de leur rapport m/q se réalise grâce à quatre électrodes, portées deux à deux à un potentiel alternatif $+V$ ou $-V$. Une distribution quadripolaire du potentiel électrique est ainsi obtenue le long des électrodes. Seules les trajectoires des ions de rapport m/q choisis sont des solutions stables de l'équation du mouvement dans ce potentiel. Ces ions atteignent le détecteur tandis que les ions de solutions instables sont perdus par chocs sur les électrodes. A la sortie du quadripôle, les ions sont transformés en signal électrique grâce à une électrode qui convertit les charges ioniques en électrons. Un multiplicateur d'électrons courbé (channeltron), permet d'amplifier le signal. Le facteur de multiplication du matériel utilisé sur notre dispositif expérimental n'est pas connu, mais un channeltron donne couramment 10^6 électrons à la sortie pour un électron entrant, ce qui permet de détecter des courants ioniques aussi faibles que 10^{-18} à 10^{-20} A.

Il est difficile de connaître les caractéristiques techniques générales de tout le dispositif expérimental. On ne peut en effet prédire précisément le volume minimum de matière gravée détectable par le SIMS, le nombre d'ions gravés puis détectés et le facteur d'amplification dépendant de trop nombreux paramètres. Le constructeur du SIMS donne comme unique indication, une résolution en profondeur de 1nm, prise sur un exemple d'une bicouche de semi-conducteurs épitaxiés. Les analyseurs quadripolaires présentent une résolution en masse $M/\Delta M$, où ΔM est la plus petite variation de masse M mesurable, moins bonne que les analyseurs à secteur magnétique, plus souvent utilisés, qui peuvent atteindre des résolutions de 10000. Mais leur mode de fonctionnement permet une facilité de mise en œuvre, une faible sensibilité à la dispersion en énergie des ions y entrant, ainsi qu'une compatibilité avec un balayage en masse rapide. Pour apprécier la résolution en masse possible, un spectre en masse a été réalisé autour des masses des isotopes du cuivre (Figure II-32).

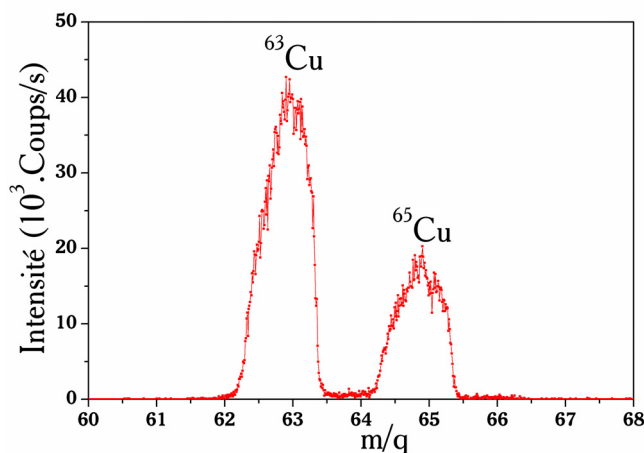


Figure II-32 : Spectre en fonction du rapport m/q . Les deux pics détectés correspondent aux deux isotopes du cuivre ionisés une fois.

Les deux isotopes naturels du cuivre sont clairement distinguables : l'isotope ^{63}Cu d'abondance 69,2% et l'isotope ^{65}Cu d'abondance 30,8%. Les valeurs absolues des centres des deux pics correspondent, à 0,05 unité de masse atomique près, aux masses réelles des isotopes, et le rapport des nombres de coups est équivalent au rapport des abondances naturelles. La largeur à mi-hauteur des pics est de 0,6uma, ce qui correspondrait à une résolution en masse d'à peine plus de 100. Nous verrons que, du fait de cette faible résolution, il sera possible de mesurer des queues de pics se chevauchant pour des masses voisines.

Outre la résolution en masse, d'autres facteurs peuvent être limitants à l'identification des éléments gravés. En effet, des éléments distincts peuvent donner un rapport m/q identique si la charge des ions est différente. Tous les éléments présents dans l'enceinte à vide vont également contribuer au signal final du SIMS. L'ensemble des gaz résiduels, l'argon de gravure, ainsi que les éléments composant le porte-substrat vont être détectés. En effet, avec un vide de 10^6 mbar, on estime généralement qu'il peut se déposer une monocouche par seconde de contamination sur la surface de l'échantillon. La Figure II-33 présente un spectre pour une gamme de faible masse, réalisé pour une gravure sous argon de la pâte de silicone servant à coller les échantillons et contenant du silicium et des billes d'aluminium.

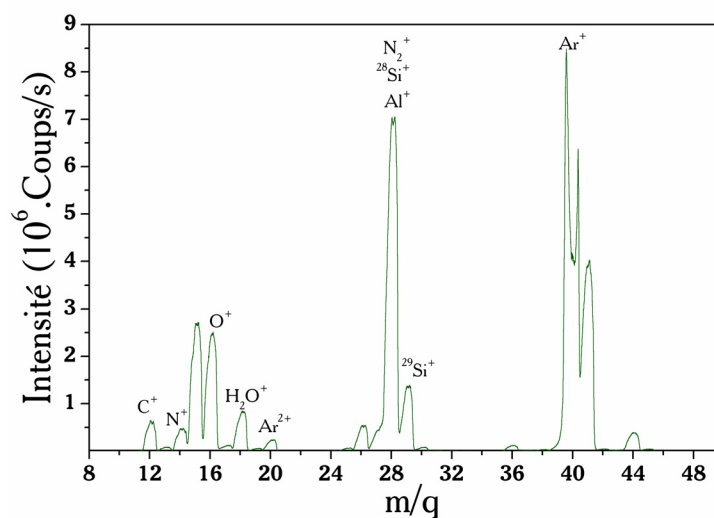


Figure II-33 : Spectre SIMS pour les faibles masses. De nombreux pics sont présents, représentant les gaz résiduels, les éléments de la pâte de collage et l'argon.

Sur le spectre on distingue essentiellement l'argon, le silicium et l'aluminium, mais de nombreux éléments de faibles masses sont également mesurés sous forme d'atomes ou de molécules souvent présent dans l'air ou les matières organiques. Cette distribution inférieure au

rapport m/q de 50 est donc à prendre en compte avec attention pour le choix des masses suivies lors de gravures.

- *Gravure des doubles jonctions tunnel magnétiques*

L'utilisation du SIMS apporte de nombreux avantages à la gravure et détection de multicouches. La détection des espèces éjectées se fait instantanément après leur gravure. Le passage de la gravure d'une couche à une autre se traduit donc en temps réel par une diminution du signal de la première espèce corrélée à l'augmentation du signal de la seconde. Chaque matériau de la multicouche est ainsi clairement détecté. La neutralisation du faisceau d'ions primaires permet de limiter les charges électriques incidentes sur la surface de l'échantillon. En effet, les jonctions tunnel présentent par nature une grande fragilité électrique, et peuvent donc être très sensibles à des fluctuations de charges électriques présentes à sa surface. Pour la gravure de la première étape de lithographie, nous avons associé à cette technique de gravure neutralisée, une gravure chimique de la barrière supérieure. La gravure par canon est arrêtée à l'interface entre l'électrode supérieure et la barrière (voir Figure II-26) et la barrière est ensuite dissoute par le développeur de résine basique, qui attaque certains oxydes. Cette gravure sélective permet un arrêt de la gravure physique avant de commencer le bombardement de l'électrode intermédiaire. La seconde barrière, sensible au bombardement ionique, est ainsi éloignée de la dernière couche gravée.

La Figure II-34 présente un exemple de profil en profondeur SIMS, associé à la première étape de structuration : la gravure de l'électrode supérieure d'une double JTM élaboré à l'UMP de type $\text{NiFe}_5/\text{IrMn}_{30}/\text{Cu}_{15}$.

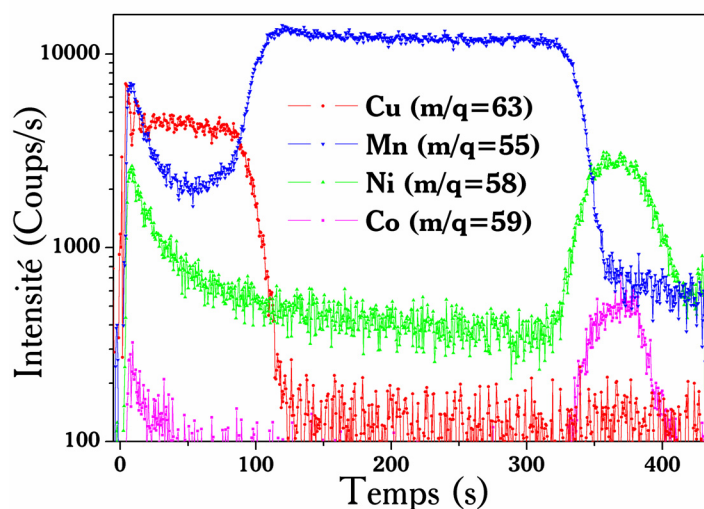


Figure II-34 : Gravure avec détection SIMS d'une tricouche $\text{NiFe}_5/\text{IrMn}_{30}/\text{Cu}_{15}$.

L'intensité relative des différents éléments détectés est difficilement interprétable ; comme nous l'avons vu, elle dépend de la nature du matériau gravé mais aussi de la configuration expérimentale. Le rapport signal/bruit tiré de ce spectre est de 5 à 30 suivant les éléments, ce qui correspond à un bruit de 3% à 20% du signal. Bien que la contribution à ce bruit due à la rotation du porte-substrat ait été filtrée, il reste assez important ; néanmoins, ceci ne détériorera pas les mesures et interprétations faites sur ces spectres. Le début de la détection est toujours postérieur au début de la gravure du fait du temps d'intégration des premiers ions contribuant au signal, ce qui se traduit par une surabondance des éléments détectés et par une forte intensité au début de la gravure. Les variations temporelles de chaque élément sont, au contraire de l'intensité, clairement assimilables à la gravure des trois couches l'une après l'autre. Simultanément à la gravure de la couche de permalloy, un pic apparaît pour la masse du cobalt (58,9uma, abondance 100%). Il ne s'agit pas de cobalt détecté, mais d'un artefact dû aux isotopes du nickel. Ses isotopes principaux ont respectivement des masses de 57,9uma et 59,9uma pour des abondances de 68,2% et de 26,1%. A la masse intermédiaire du cobalt, on détecte donc les deux dispersions en masse du spectromètre des isotopes du nickel.

Chaque plateau en temps représentant la gravure des couches peut être transposé en épaisseur des couches. Nous avons ainsi déterminé les vitesses de gravure de tous les éléments présents dans nos échantillons, résumés sur le Tableau 4.

	Co	Fe	CoFe *	NiFe *	IrMn *	AlOx.	Yox.	Ta	Ru	Cu *	Cr
Vitesse (Å/s)	0,61	0,48	0,80	0,96	1,27	0,35	0,39	0,26	0,86	1,74	0,36

Tableau 4 : Vitesse de gravure de différents éléments simples ou alliages, pour des ions incidents d'argon de 200eV. L'erreur sur ces mesures est importante du fait de la dispersion des données d'un échantillon à l'autre. Elle est de l'ordre de 0,2Å/s pour les éléments marqués d'un *, et de 0,1Å/s pour les autres.

Les vitesses de gravure des oxydes d'aluminium et d'yttrium sont plus faibles que la plupart de celles des métaux, mais il est difficile de tirer des conclusions sur le taux de pulvérisation de ces oxydes sans données sur les métaux Al et Y seuls. Il semble en revanche ressortir de ces mesures, une tendance des alliages CoFe, NiFe et IrMn à présenter des vitesses de gravure plus importantes que leurs éléments constitutifs seuls. Plus que l'intensité collectée, on peut supposer que ces vitesses sont directement liées aux rendements de pulvérisation et d'ionisation : on ne peut déterminer précisément le nombre d'atomes pulvérisés par la simple donnée d'un nombre de coups par seconde dans l'analyseur, alors que l'on connaît la quantité

de matière éjectée lors de la gravure complète d'une couche. Ces rendements sont des mesures indirectes des énergies de liaisons des atomes de surface du matériau (l'effet de la nature des liaisons chimiques est observé pour l'émission d'ions positifs, mais n'est pas vérifié pour l'émission d'ions négatifs qui dépend du travail de sortie des atomes qui régit la capture d'électrons [Agius90]), les atomes des alliages semblent donc présenter une cohésion moins forte que les métaux comme Co ou Fe. Une comparaison avec les travaux de Laegreid et Wehner menés sur les rendements de pulvérisation [Laegreid61], confirme le lien qui existe entre rendement et vitesse de gravure. La Figure II-35 présente la variation de ces grandeurs avec le taux de remplissage électronique des éléments de transitions.

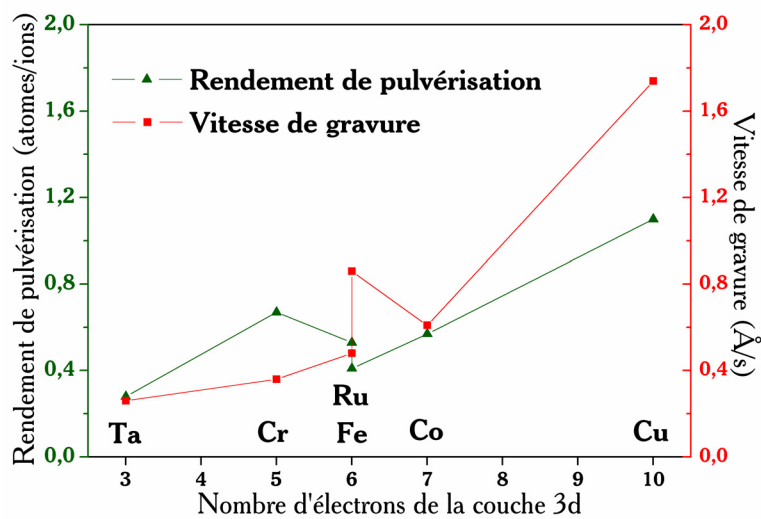


Figure II-35 : Comparaison du rendement de pulvérisation (tiré de [Laegreid61]) et de la vitesse de gravure pour les métaux de transitions pour une énergie d'ions argon de 200eV. Plus le remplissage électronique est important plus ces grandeurs augmentent.

Les auteurs de ces études concluent à une augmentation du rendement de pulvérisation liée au remplissage électronique de la couche 3d sur une même ligne du tableau périodique (ce qui explique l'écart entre Fe et Ru), excepté pour le chrome qui fait figure d'exception dans leurs résultats. Les vitesses de gravures suivent la même variation avec le nombre d'électrons d. Il est possible de comparer nos mesures de vitesses aux rendements donnés, en estimant nos rendements grâce à la mesure de l'intensité du faisceau d'ions incidents. Nous avons vu, qu'avant neutralisation, le faisceau d'ions présentait une intensité de $0,3\text{mA}\cdot\text{cm}^{-2}$, ce qui représente $1,8\cdot 10^{15}\text{ions}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ incidents. Une gravure en épaisseur correspond, si on prend l'exemple du fer ou du cuivre, à la pulvérisation sur un centimètre carré de $8,5\cdot 10^{22}\text{atomes}\cdot\text{cm}^{-1}$. Le rendement estimé à partir des vitesses est ainsi de $0,23\text{atomes/ions}$ pour le fer et de

0,82atomes/ions pour le cuivre. Ces résultats sont en très bon accord avec ceux de Laegreid et Wehner, légèrement inférieurs, peut être à cause d'une surestimation du courant d'ions incidents comme nous l'avons vu plus haut. Bien qu'indirectes, les mesures de vitesses de gravure se révèlent donc de bons moyens de détermination des rendements de pulvérisation et ainsi d'estimation de la cohésion des atomes à la surface d'un matériau.

Ces mesures de vitesse sont basées sur la conversion de l'échelle de temps en échelle de profondeur sur des graphiques comme celui de la Figure II-34. Cependant, la détermination de l'interface entre couches gravées n'est pas évidente puisque les changements d'intensité dus aux passages d'une couche à l'autre ne sont pas immédiats. Le laps de temps correspondant à ces changements d'intensité est variable selon le matériau gravé et l'échantillon, il peut aller jusqu'à des temps équivalents à des épaisseurs de matériaux de 5nm. Les causes de cet élargissement de la détection des interfaces sont multiples. Une inhomogénéité de la gravure entraîne la détection simultanée des couches inférieure et supérieure à l'interface et donc un changement complémentaire progressif des intensités des deux couches. Cette inhomogénéité peut provenir du faisceau d'ions incidents ou du dépôt de l'échantillon. Un étalonnage du faisceau sur un échantillon d'épaisseur homogène a mis en évidence une inhomogénéité de 2% par centimètre de rayon d'un cercle centré sur le porte-substrat, ce qui correspondrait à une différence de gravure maximale de l'ordre de 2nm entre les extrémités d'un de nos échantillons du type de celui de la Figure II-34, entre le début et le fin de sa gravure complète. Le faisceau grave plus au centre qu'à la périphérie des échantillons ; au contraire, les dépôts par pulvérisation cathodique sont plus épais au centre. Ces deux effets se compensent donc, mais l'effet d'inhomogénéité du dépôt est beaucoup plus faible (de l'ordre de 1% sur 3cm pour l'exemple de la pulvérisation utilisé à Orsay). Le relevé de la variation temporelle des intensités pour chaque élément montre une tendance à une augmentation des temps de descente par rapport aux temps de montée, ainsi qu'un léger accroissement général avec le temps global de gravure pour un échantillon donné. Cette observation confirme l'origine de l'élargissement des temps d'interface par l'inhomogénéité de gravure qui augmente avec le temps de gravure. Mais, bien que dominante, cette cause ne suffit pas à expliquer la totalité de l'effet, qui existe dès le début des gravures. Bien que les atomes de surface soient les plus exposés au bombardement, la détection par le SIMS est une intégration d'un signal d'ions pouvant provenir de toute une zone supérieure de l'échantillon. Cette intégration n'est pas celle qu'effectue le spectromètre entre deux points de mesures, et qui n'est que de l'ordre de 500ms, correspondant à un temps d'acquisition de signal par le channeltron et un temps de stabilisation de l'électronique du système. Une rugosité statistique de la gravure peut provoquer l'éjection d'atomes de différentes profondeurs, et les énergies d'éjection étant différentes, les temps de vol et d'analyse par le spectromètre vont être différents pour tous les ions secondaires, entraînant une collecte simultanée d'ions de toute une gamme de profondeur. Un autre facteur, de moindre importance, peut provoquer des

détections simultanées de deux couches successives : la rugosité des interfaces et l'inter-diffusion des éléments aux interfaces. Nous avons montré que la rugosité de nos doubles JTM était faible par rapport aux épaisseurs mises en jeu ici, mais l'inter-diffusion est un phénomène qui a souvent été montré dans les JTM, en particulier pour le manganèse contenu dans l'antiferromagnétique IrMn [Cardoso01].

Ces différents facteurs qui élargissent le temps de passage d'une couche à l'autre, sont aussi les causes de la perte de résolution en profondeur de la détection par le SIMS. Mais, bien que ces largeurs puissent atteindre des épaisseurs équivalentes de 5nm, la résolution du système de détection reste plus fine. En effet, par un effet de moyenne du signal intégré, les spectres représentant une couche gravée conserve un maximum qui correspond au centre des couches, même les plus fines. La Figure II-36 présente le spectre de gravure avec détection SIMS d'une double JTM, dans le cas d'une gravure complète ou dans le cas des trois étapes de gravure nécessaires à la structuration des échantillons.

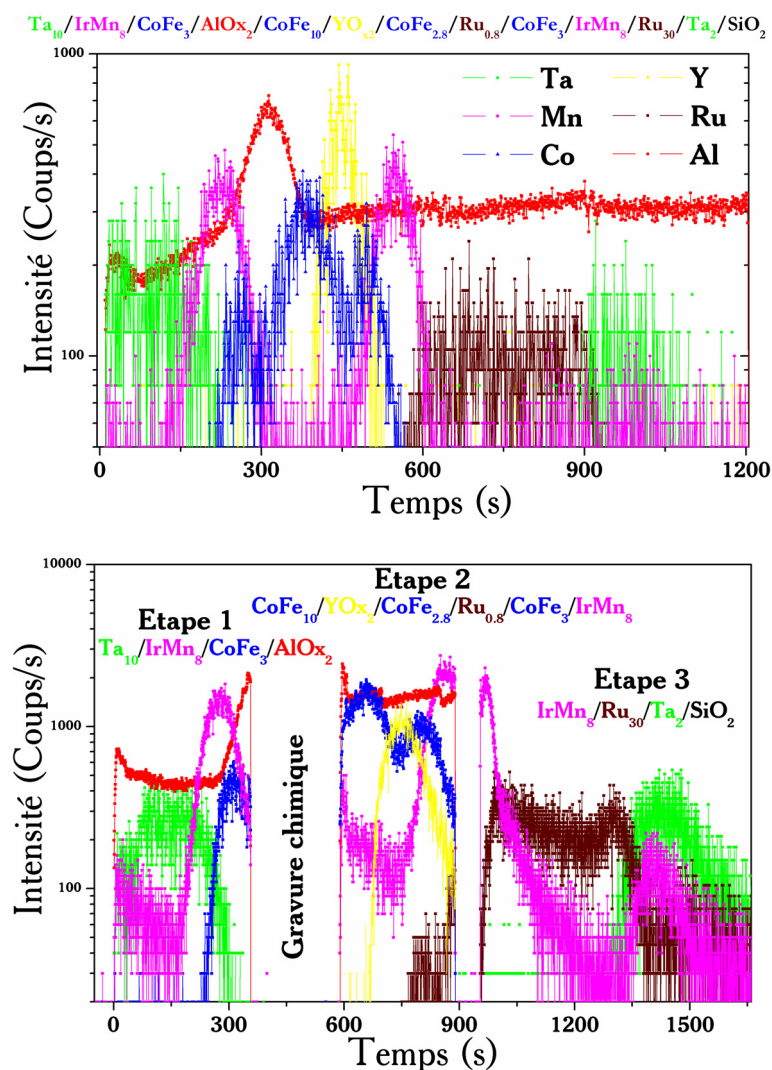


Figure II-36 : Signal collecté par le SIMS en fonction du temps de gravure. Chaque couleur correspond à un matériau de chaque couche gravée successivement : en haut, gravure de l'échantillon complet, en bas les trois étapes de gravure de la structuration sur le même échantillon (dans ce cas les temps de début de gravure sont décalés pour plus de clarté).

Sur ces spectres, on identifie bien chacune des couches des doubles JTM. Les plus fines couches, en particulier les barrières d'AlOx. et d'Yox., et même la couches de 0,8nm de ruthénium, sont détectées. Même si une partie de la couche pulvérisée est complètement gravée alors qu'une autre commence, le maximum des courbes représente en moyenne le centre de la couche. La résolution en profondeur de la détection de gravure peut donc atteindre 1 nm, ce qui représente la valeur optimale possible donnée par le constructeur du SIMS. Malgré la partie infime des ions détectés par rapport aux atomes gravés, il nous a donc été possible d'obtenir

une très bonne résolution de fin de gravure, ce qui constitue un avantage précieux pour la structuration de multicouches.

II.2.2.3. Influence des conditions de gravure sur les propriétés de transport

Une fois les doubles jonctions tunnel structurées, les mesures électriques des jonctions tunnel sont le meilleur moyen de contrôle du bon déroulement de chaque étape de lithographie. Des motifs spéciaux ont été dessinés sur les masques pour permettre le contrôle des étapes d'isolation et de prise de contact par métallisation. Grâce à une mesure de résistivité, on vérifie les caractères isolant de Si_3N_4 et conducteur des couches de Ti/Au. Comme nous l'avons vu dans le chapitre consacré à l'effet de magnétorésistance, la TMR est fortement dépendante de la qualité des interfaces métal/isolant, de la faible rugosité des électrodes, et du bon découplage magnétique des couches ferromagnétiques. Une mesure de TMR d'une JTM est donc un moyen complet de vérification de la qualité des jonctions tunnel et du magnétisme de la multicouche et ainsi d'une bonne structuration de l'échantillon. La variation de la TMR avec la tension permet de détecter un défaut structural ou électrique des jonctions, provenant d'une croissance imparfaite ou de problèmes de structuration. Nous comparerons au début du Chapitre IV les caractéristiques des JTM mesurées sur des doubles jonctions tunnel avec celles de JTM simples : cette étude permettra d'estimer la qualité de la structuration des deux jonctions. Ici, nous nous focaliserons sur une difficulté rencontrée spécifiquement sur la jonction inférieure, provenant de la méthode de gravure des échantillons.

- *Première méthode : gravure ionique, contrôle par spectroscopie Auger*

Le principal problème rencontré lors de la structuration des échantillons est la dégradation de la barrière inférieure pendant la gravure de la première étape de lithographie. La prise de contact sur l'électrode intermédiaire demande en effet l'arrêt de la gravure dans la base très fine (10nm). La barrière inférieure de la double JTM est donc susceptible de sentir le bombardement ionique de la gravure aux endroits où la base est ouverte du fait de sa proximité, et ainsi d'être dégradée.

Des mesures de magnétorésistance ont été réalisées sur une double jonction tunnel structurée grâce à la première méthode de gravure. Les mesures ont été faites à la température de l'hélium liquide, ce qui permet des mesures moins bruitées et des effets plus importants, donc plus faciles à comparer et interpréter. Les trois contacts pris ont permis les mesures électriques des jonctions tunnels inférieures et supérieures de manières indépendantes. Nous avons choisi des échantillons dont la jonction inférieure comporte le même empilement actif : $\text{Co}/\text{AlOx.}/\text{NiFe}$. La Figure II-37 présente les mesures de magnétorésistance effectuées sur la jonction inférieure d'un échantillon de ce type. L'échantillon a été structuré en utilisant le premier type de

condition de gravure : un faisceau ionique non neutralisé et un spectromètre Auger. Nous ne rentrerons pas dans les détails d'interprétation des courbes (voir chapitre IV) ; ce qui retiendra surtout ici notre attention c'est la faible valeur de la TMR maximale : 10%, ainsi que les variations de la TMR avec la tension. La courbe TMR(V) présente des caractéristiques inhabituelles pour une JTM faite de métaux de transitions et d'alumine [Moodera99], ce qui indique un comportement électrique anormal de la jonction. En effet, la courbe est fortement asymétrique, présente des minima locaux et un maximum non centré à tension nulle. Si on définit l'asymétrie comme $[TMR(+V) - TMR(-V)] / [TMR(+V) + TMR(-V)]$, on constate que sa variation avec la tension est non monotone et qu'elle présente des maxima de près de 90%.

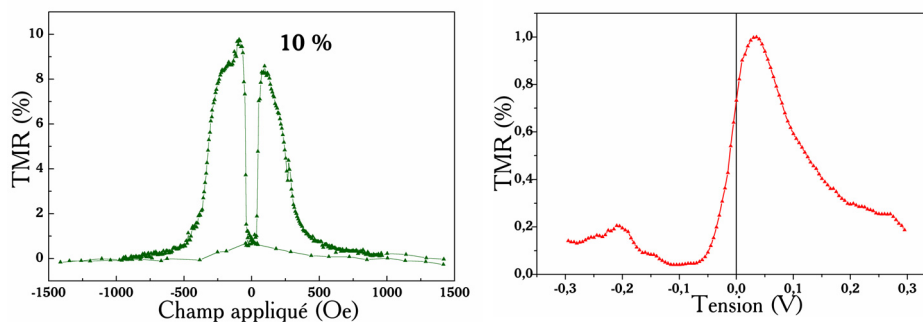


Figure II-37 : Variation de la TMR de la jonction inférieure d'une double JTM avec le champ extérieur (à gauche) et avec la tension appliquée aux bornes de la jonction (à droite). L'échantillon a été structuré avec un canon de gravure non neutralisé et sans gravure chimique. La détection de fin de gravure a été réalisée par spectrométrie Auger.

- *Deuxième méthode : gravure neutralisée et gravure chimique, contrôle par SIMS*

Nous avons élaboré et structuré un autre échantillon présentant la même partie inférieure active (Co/AlO_x/NiFe), mais en utilisant la seconde méthode de gravure qui comprend une gravure avec faisceau d'ions neutralisés, un contrôle par spectroscopie SIMS, ainsi qu'une fin de gravure chimique. Les mesures de magnétorésistance sont résumées sur la Figure II-38. La valeur maximale de la TMR (18%) a été fortement augmentée par rapport aux mesures précédentes, alors que la nature des interfaces électrodes/barrière, origine de la TMR, est la même pour les deux échantillons. Dans le cas de l'échantillon avec faisceau neutralisé, la courbe TMR(H) présente des maxima plus piqués, et les champs de retournement de la couche dure sont beaucoup plus faibles. En effet, dans le cas non neutralisé l'électrode inférieure est juxtaposée à une couche de CoFe de plus forte anisotropie que le Co, qui permet une augmentation du champ coercitif, ce qui n'a pas été possible pour l'échantillon avec gravure

neutralisée. Dans ce dernier cas, la couche de Co se retourne alors que celle de NiFe ne s'est pas totalement retournée, expliquant le caractère piqué de la courbe (voir le cycle d'aimantation correspondant Figure II-23). On s'attendrait donc à une plus forte TMR si les deux électrodes présentaient des champs coercitifs bien distincts. D'autre part, la courbe TMR(V) présente les caractéristiques classiques de ce type de jonction : un maximum centré en zéro et une décroissance monotone. La légère asymétrie, augmentant avec la tension, provient de la différence de matériaux utilisés pour les deux électrodes.

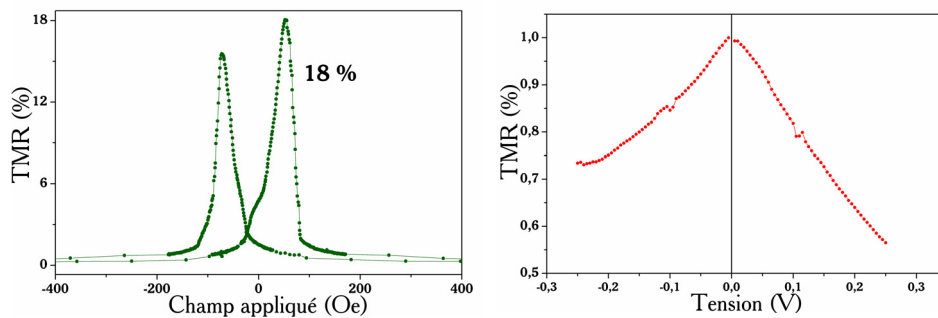


Figure II-38 : Variation de TMR pour un échantillon gravé avec un faisceau d'ions neutralisé puis gravé chimiquement. A gauche, TMR en fonction du champ extérieur appliqué. A droite, variation avec la tension.

Les deux techniques de structuration apportent donc des résultats très différents, visibles sur les caractéristiques magnéto-électriques des jonctions tunnel. L'utilisation de la gravure avec faisceau d'ion neutralisé associé à la gravure chimique permet d'éviter une dégradation de la barrière inférieure. En effet, un arrêt précis de la gravure est possible grâce à la résolution en épaisseur obtenue avec le spectromètre de masse, ce qui reste une source d'erreurs avec le spectromètre Auger. Avec cette résolution et grâce à la gravure chimique sélective, la fin de la gravure peut être choisie avec précision la plus éloignée possible de la barrière inférieure, qui est sensible au faisceau d'ions. La neutralisation de ce faisceau garantit de plus une diminution des charges susceptibles d'endommager la barrière. Les origines possibles de cette dégradation peuvent être un endommagement structural de la barrière dû à l'impact ionique durant la gravure ou un effet de charges des ions de la gravure entraînant une dégradation électrique. Des études ont été menées sur l'impact de radiations sur les JTM [Conraux03]. Elles utilisent l'implantation à très hautes énergies d'ions bombardés dans la barrière tunnel, et ont montré que les conséquences sur les caractéristiques magnétiques des JTM étaient faibles. Au contraire, des effets de claquage de barrières isolantes dus à des accumulations de charges ont été mis en évidence. Une estimation simple de la tension globale susceptible d'apparaître aux bornes

d'une barrière lorsqu'un courant, tel celui mesuré par le cache, la traverse, donne de faibles valeurs, inférieures à 1 mV. La sensibilité de la barrière lors de la gravure proviendrait donc plus de fortes variations de charges dans l'espace et au cours du temps. Ce type de problèmes de dommages liés à des charges électriques, a fait l'objet de nombreuses études dans le domaine des technologies microélectroniques des CMOS¹. Il a été montré que la fine couche d'oxyde des CMOS pouvait être endommagée ou claquée par une inhomogénéité de charges présentes sur une couche métallique supérieure, due à la gravure du CMOS [Hashimoto93, Hwang99]. Nous pensons donc avoir affaire au même type de phénomène sur les JTM lorsqu'une gravure non neutralisée est utilisée. La neutralisation du faisceau d'ion ainsi que la fin de la gravure par voie chimique nous ont permis de largement réduire, voire d'éliminer, ces problèmes de charges. Ces précautions prises lors de la gravure de la première jonction seront donc toujours respectées pour les échantillons présentés dans ce travail.

¹ Pour connaître les différents travaux menés sur les dommages créés par les procédures de gravure, on pourra se référer aux publications des conférences "*International Symposium on Plasma Process-Induced Damage*".

III. Mesures de transport

Quel que soit le point de départ de l'activité scientifique, cette activité ne peut pleinement convaincre qu'en quittant le domaine de base : si elle expérimente, il faut raisonner ; si elle raisonne, il faut expérimenter.

Gaston Bachelard, *Le nouvel esprit scientifique*

J'appelle expérience un voyage au bout du possible de l'homme. Chacun peut ne pas faire ce voyage, mais, s'il le fait, cela suppose niées les autorités, les valeurs existantes, qui limitent le possible. Du fait qu'elle est négation d'autres valeurs, d'autres autorités, l'expérience ayant l'existence positive devient elle-même positivement la valeur et l'autorité.

Georges Bataille, *L'expérience intérieure*

L'Unité Mixte de Physique CNRS/Thales s'est spécialisée au cours des années dans la compréhension des phénomènes de transport électronique dépendant du spin. D'une approche aussi bien expérimentale que théorique, il s'agit de caractériser la conduction électronique en fonction du champ magnétique ainsi que tous les effets de magnétorésistance dans des nanostructures. Des mesures de transport à travers une barrière tunnel ont été réalisées pour de nombreuses combinaisons d'électrodes ferromagnétiques et de barrières. Des doubles jonctions tunnel ont été élaborées, les deux jonctions en série ont été structurées et caractérisées sur des structures à deux bornes [Montaigne99, Montaigne98] ; et des mesures pionnières sur des dispositifs à trois entrées ont été réalisées [Lacour02b, Lacour02a].

La structuration à trois bornes des doubles jonctions tunnel permet la mesure de chaque jonction individuellement. Nous montrerons que les caractéristiques des jonctions mesurées au sein d'une double jonction diffèrent des caractéristiques que présentent des jonctions simples. Nous comparerons donc simples et doubles jonctions et tenterons d'en comprendre les différences. Mais la technologie innovante des trois contacts permet de multiples autres possibilités de schémas de mesures. Ainsi, nous présenterons différents montages

expérimentaux destinés à différents types d'observations, puis analyserons les résultats obtenus. Les difficultés à obtenir un signal d'électrons chauds ainsi qu'une dépendance en champ magnétique du courant collecté seront discutées.

III.1. Caractéristiques des jonctions individuelles

Afin de bien connaître les caractéristiques des doubles jonctions tunnel, on réalise des mesures préalables sur les jonctions individuellement. Les caractéristiques courant-tension, les variations de la résistance avec la température, et les courbes de TMR sont les outils principaux pour estimer la qualité d'une jonction tunnel magnétique. Nous présentons ici les résultats bruts de ce type de mesures électriques sur les différents empilements de couches utilisés sans les interpréter en détail, puis les comparons à des jonctions simples mesurées au laboratoire ou tirées de la littérature. Les résultats des mesures électriques sur une double jonction donnée, peuvent légèrement varier avec l'échantillon et au sein d'un échantillon sur les différents motifs. Certains motifs ont été dégradés pendant la structuration et présentent donc des résultats aberrants. Nous montrons donc ici les résultats les plus représentatifs de l'ensemble des mesures en écartant les mesures sur les motifs altérés, les résultats présentés étant tous mesurés sur un même motif dans la mesure du possible.

III.1.1. Mesures individuelles

Comme nous l'avons vu, différents empilements ont été élaborés suivant les buts recherchés, utilisant plusieurs types de barrières, différentes électrodes et des moyens de contrôle des champs coercitifs variés. Nous passerons ici en revue, les mesures réalisées sur chaque jonction individuelle de double JTM. Nous désignerons les couches ferromagnétiques par F, les couches non magnétiques par NM, et les oxydes par Ox.

III.1.1.1. *F/AlOx./F/AlOx./F*

Les doubles jonctions élaborées à l'UMP comprennent deux barrières d'alumine et sont du type : $Ta_5/Co_{15}/AlOx./NiFe_{10}/AlOx./NiFe_5/IrMn_{30}/Cu_{15}$. Nous avons vu au paragraphe II.2.2.3 les caractéristiques de l'effet de TMR (courbes TMR(H) et TMR(V)) mesuré sur la jonction inférieure (Co/AlOx./NiFe) lorsqu'est utilisée une gravure par faisceau neutralisé. La

jonction supérieure, NiFe/AlOx./NiFe/IrMn, présente des propriétés semblables. Les courbes de TMR de cette jonction, mesurée à 4,2K, sont présentées sur la Figure III-39.

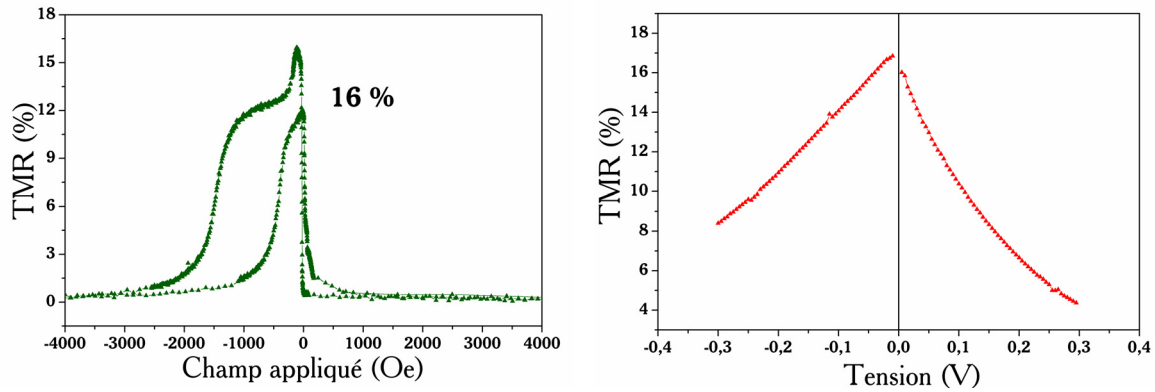


Figure III-39 : Variation de la TMR avec le champ extérieur, sur la jonction supérieure d'une double JTM (à gauche). Variation de la TMR avec la tension appliquée à la jonction (à droite).

L'utilisation d'un antiferromagnétique sur la jonction supérieure permet d'obtenir un bon découplage des deux couches de NiFe et ainsi un plateau de résistance sur la courbe TMR(H). La configuration magnétique stabilisée par l'IrMn sur ce plateau n'est sans doute pas une configuration où les électrodes sont parfaitement antiparallèles. Cette situation semble apparaître à plus faible champ, expliquant l'aspect piqué de cette courbe vers -1000Oe. La comparaison de la valeur de TMR sur cette jonction de permalloy par rapport à la jonction inférieure comprenant du cobalt (18%), est cohérente avec les valeurs de polarisation de ces deux matériaux [Tsymbal03a]. La variation globale avec la tension de la TMR correspond aux attentes théoriques et aux mesures expérimentales classiques sur ce type de jonction NiFe/AlOx./NiFe. La légère asymétrie de la courbe TMR(V) peut être due à une qualité de surface différente au-dessus et au-dessous de la barrière d'alumine. La différence d'aire des deux électrodes entourant cette barrière pourrait également être une cause notable d'asymétrie de la TMR avec le signe de la tension : en effet, dans le cas de cette mesure le motif est de type A, ce qui donne un rapport des surfaces entre les électrodes intermédiaire et supérieure de plus de 7. Pour identifier les propriétés électriques et comparer les jonctions tunnel, on mesure les caractéristiques courant-tension ainsi que la variation avec la température de la résistance des jonctions (mesurée à une tension de 10mV). La Figure III-40 compare ces caractéristiques pour les deux jonctions de la double barrière tunnel.

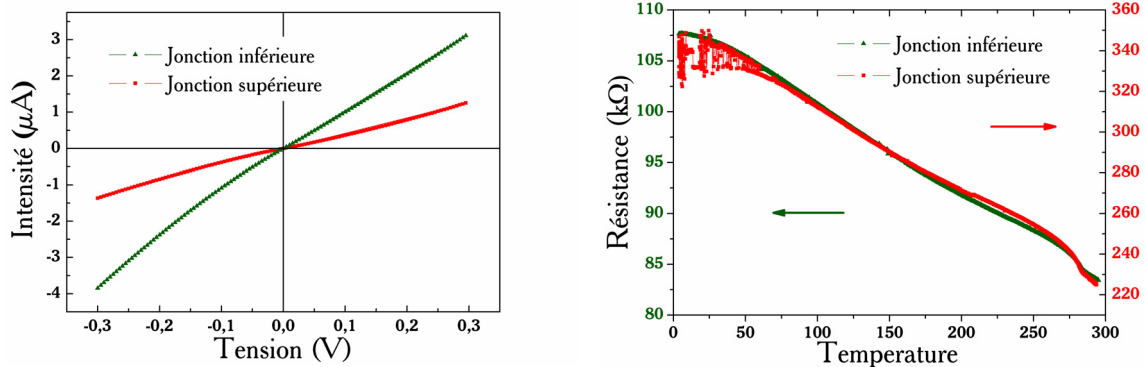


Figure III.40 : Caractéristiques $I(V)$ et $R(T)$ de chaque jonction d'une double JTM. Le bruit sur la courbe de droite à basse température est dû à la sensibilité de l'appareil de mesure qui baisse pour des fortes résistances.

Les courbes $I(V)$ ne sont pas linéaires et présentent un comportement en V^3 comme prédit pour les jonctions tunnel (c. f. Équation (I-2)). La différence de courant entre les deux jonctions provient essentiellement de la différence des surfaces des jonctions. Normalisée par la surface, la jonction inférieure présente un produit RA de $280\text{M}\Omega\cdot\mu\text{m}^2$, celle du haut de $108\text{M}\Omega\cdot\mu\text{m}^2$. Par un ajustement de Brinkman (§ I.1.1), on peut déduire les paramètres des barrières inférieure et supérieure : les hauteurs de barrières sont respectivement de 1,2 et 0,9eV tandis que les épaisseurs théoriques trouvées sont de 1,2 et 1,3nm. Les épaisseurs déduites du calcul sont inférieures mais restent proches des épaisseurs d'alumine estimées lors du dépôt autour de 2nm. Ce qu'on tirera pour le moment de ces valeurs, c'est la bonne cohérence entre les paramètres des deux barrières. Même si la structuration de l'échantillon modifie le comportement des barrières tunnel, les conséquences sont identiques sur les deux barrières, il semble ne pas y avoir de différences importantes intrinsèques à la position de la barrière dans la multicouche. L'observation des variations de la résistance avec la température nuance un peu ce point de vue. Ces variations sont en effet tout à fait identiques pour les deux jonctions, mais leurs intensités sont différentes : la jonction inférieure présente une variation de 29% entre les basses et hautes températures, tandis que pour la jonction supérieure la variation est de 51%.

III.1.1.2. $F/\text{AlOx.}/F/\text{TaOx.}/\text{NM}$

L'échantillon type élaboré à Nancy que nous avons structuré et mesuré à Orsay est Verre// $\text{Ta}_5/\text{Co}_{10}/\text{IrMn}_{10}/\text{Co}_{10}/\text{AlOx.}/\text{NiFe}_{10}/\text{TaOx.}/\text{Pt}_{10}$. L'électrode supérieure de platine n'est pas magnétique, des caractérisations électriques peuvent donc être réalisées mais les mesures de TMR ne peuvent pas être effectuées. La jonction inférieure comprenant de

l'alumine présente des caractéristiques magnétorésistives habituelles. La Figure III-41 donne un exemple de mesures magnétiques à 30K effectuée sur un motif de type A.

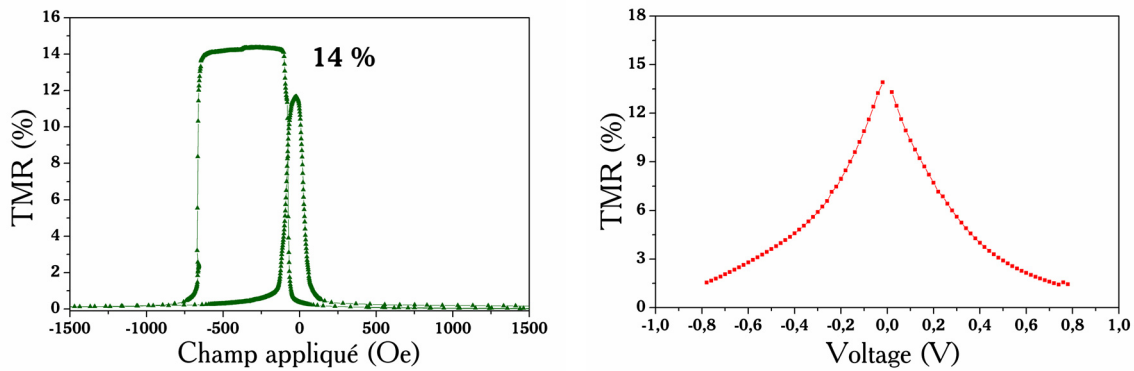


Figure III-41 : Caractéristiques TMR(H) et TMR(V) de la jonction inférieure Co/AlO_x/NiFe.

Le champ de retournement de la couche de cobalt bloquée par l'antiferromagnétique présente un fort décalage en champ, la TMR présente donc un large plateau. Les deux retournements du Co se font en champ négatif. Comme souvent pour des jonctions tunnel bloquées par un antiferromagnétique, le deuxième retournement de la couche de Co est proche de celui du NiFe, expliquant l'aspect asymétrique de la courbe TMR(H). Bien qu'il soit difficile de comparer des données d'échantillons faits dans deux bûtes de pulvérisation différents, on peut constater que la variation de la TMR avec la tension de cet échantillon est comparable à celle de la jonction Co/AlO_x/NiFe donnée sur la Figure II-38.

La Figure III-42 présente les caractéristiques électriques I(V) à 30K des deux jonctions ainsi que la variation de la résistance avec la température de la jonction de tantale oxydé.

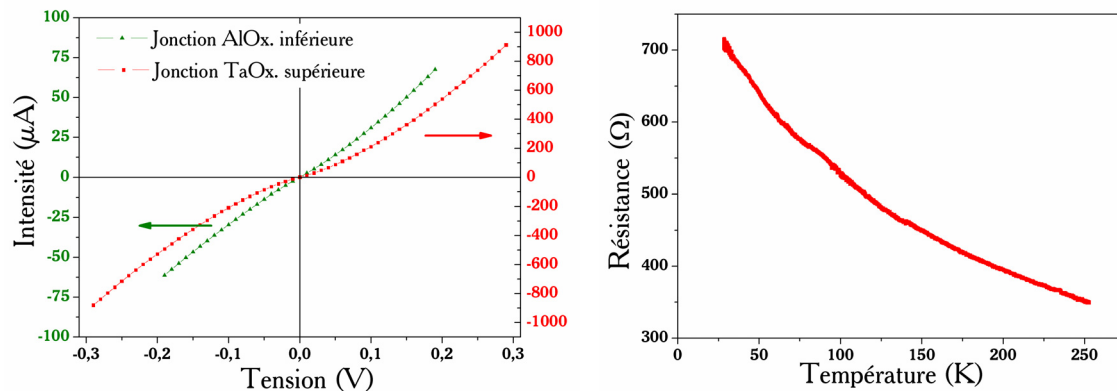


Figure III-42 : Caractéristique I(V) des deux jonctions tunnel et R(T) mesuré à 10mV de la jonction supérieure de TaOx.

Le produit RA des deux jonctions est de $10,3\text{M}\Omega$ pour l'AlOx. et de $190\text{k}\Omega$ pour le TaOx. La résistance de la barrière d'alumine est donc d'un ordre de grandeur plus faible que celle de l'échantillon présenté au paragraphe précédent, mais cette différence est liée aux écarts d'épaisseur et d'oxydation de la barrière entre les deux méthodes d'élaboration. L'ajustement des courbes donne pour l'AlOx. une hauteur de $0,42\text{eV}$ pour une épaisseur de $1,4\text{nm}$, $0,22\text{eV}$ et $1,1\text{nm}$ pour le TaOx. Les caractéristiques de la barrière supérieure sont bien du type tunnel, et l'augmentation de résistance avec la baisse de la température est de 105%.

III.1.1.3. F/YOx./F/AlOx./F et F/AlOx./F/YOx./NM

Deux types d'échantillons, comprenant des barrières d'yttrium, ont été mesurés. Toutes les mesures présentées pour ces échantillons ont été obtenues à température ambiante. L'échantillon avec trois électrodes magnétiques a présenté une bonne reproductibilité des TMR sur les différents motifs. La Figure III-43 présente les caractéristiques sur un motif représentatif de l'échantillon.

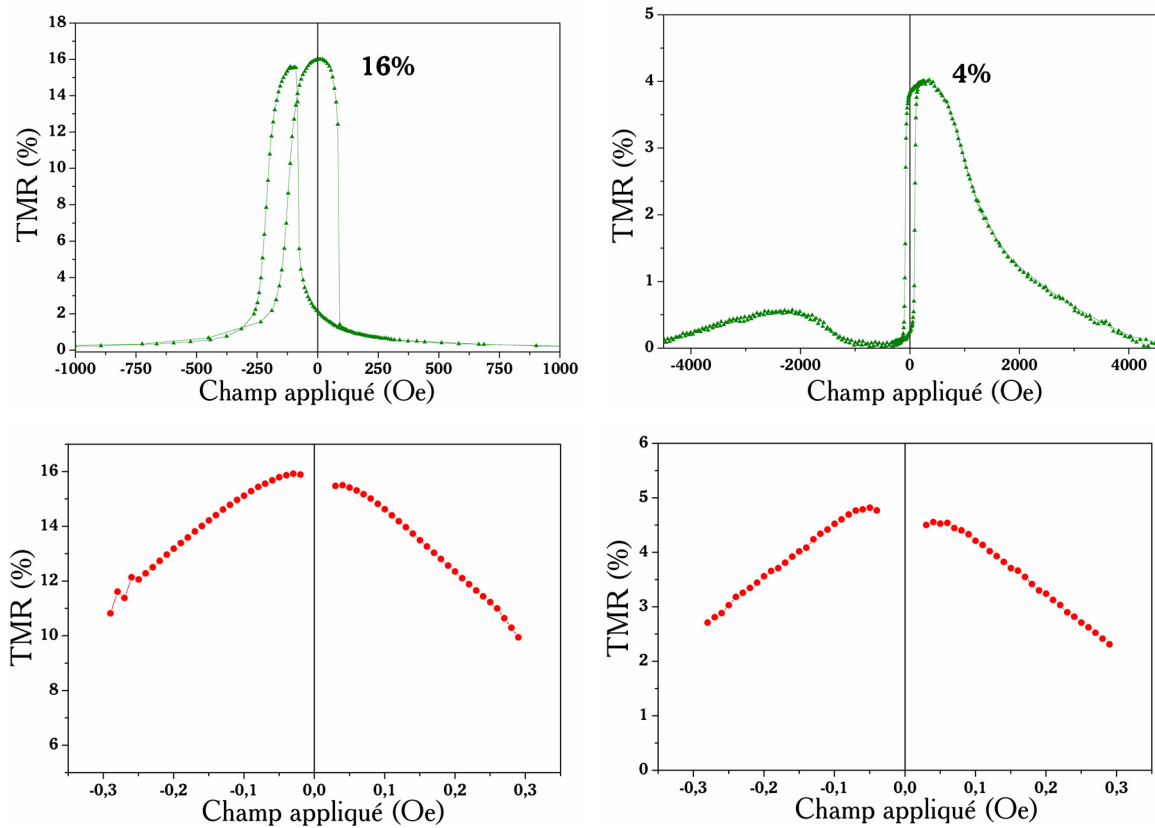


Figure III-43 : Variation de la TMR avec le champ et avec la tension. Les courbes en haut correspondent aux mesures TMR(H), en bas TMR(V), à gauche à la jonction supérieure d'AlOx., et à droite, à la jonction inférieure de YOx.

Les trois couches magnétiques étant bien découplées (voir le cycle d'hystérésis Figure II-25), les courbes de TMR(H) présentent des maxima bien définis même à température ambiante : 16% pour AlOx. et 4% pour YOx.. La TMR de la jonction inférieure est aisément analysable, puisque deux états bien distincts apparaissent, correspondant à l'état parallèle et antiparallèle des électrodes CoFe et CoFe/IrMn. L'électrode inférieure comprenant trois couches magnétiques couplées (IrMn/CoFe/Ru/CoFe), le retournement de la couche CoFe juxtaposée à la barrière peut se faire de manière plus complexe. L'interprétation de la variation de la résistance tunnel avec le champ s'en trouve compliquée. A basse température, la variation globale de la TMR avec le champ est inchangée, les valeurs maximales atteignant 32,7% et 5,7% pour l'AlOx. et l'Yox. L'aspect arrondi à faible tension des courbes TMR(V) est caractéristique des mesures à haute température, en contraste avec les mesures à basse température où l'aspect piqué est signe de l'anomalie à tension nulle (§ I.1.2.2). L'échantillon avec une électrode supérieure non magnétique comporte une jonction inférieure d'AlOx. avec les mêmes empilements d'électrodes que l'échantillon avec YOx.. Il présente donc des courbes

de TMR sur la jonction inférieure dont l'aspect et les retournements sont identiques à ceux présentés ci-dessus.

Les caractéristiques électriques des jonctions sont représentées sur la Figure III-44.

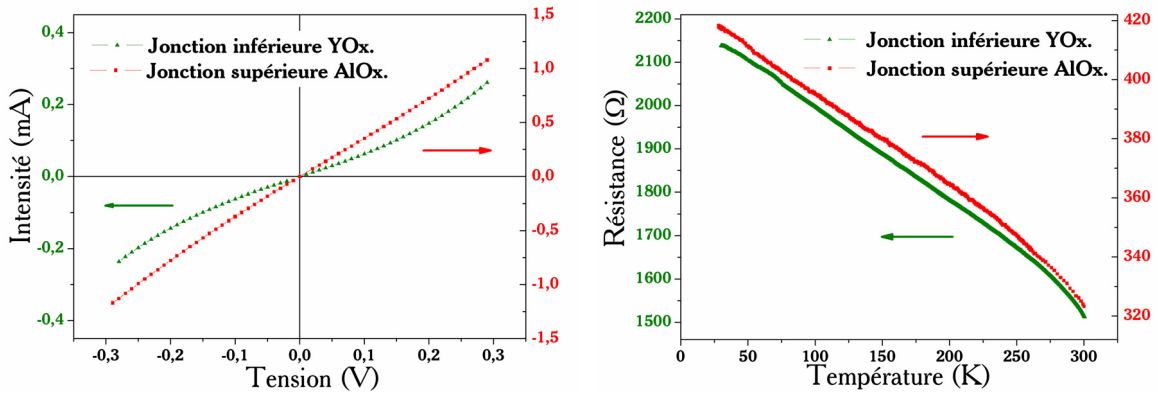


Figure III-44 : Caractéristiques courant-tension et résistance-température des deux jonctions composées de barrières AlOx. et YOx.

La jonction inférieure d'YOx. présente un produit RA de $4,96\text{M}\Omega\cdot\mu\text{m}^2$, celle de AlOx. de $111\text{k}\Omega\cdot\mu\text{m}^2$. Les épaisseurs et hauteurs de barrières théoriques tirées de l'ajustement de Brinkman sont de $0,7\text{nm}$ et $0,6\text{eV}$ pour l'alumine, et de $1,4\text{nm}$ et $0,37\text{eV}$ pour l'yttrium oxydé. Les variations de la résistance des jonctions avec la température sont de 29% pour l'alumine et de 41% pour l'Yox.

III.1.2. Comparaison avec des jonctions simples

Les résultats présentés ci-dessus n'ont pas fait l'objet d'analyse. Pour apprécier la qualité des barrières étudiées ici, il est nécessaire de comparer les résultats de jonctions tunnel construites au sein de doubles jonctions avec les données de jonctions simples, couramment élaborées. Si de nombreuses études ont été menées sur des doubles JTM par des mesures globales des deux jonctions en série [Colis03, Inomata00, Montaigne98, Saito01], la caractérisation de jonctions individuelles au sein de doubles jonctions reste inédite. La méthode de structuration que nous avons utilisée présente donc l'avantage de faire ressortir les particularités de l'empilement de deux jonctions tunnel. Nous passerons donc en revue chaque

type de barrière, et montrerons les différences entre jonction inférieure et supérieure, ainsi que les modifications dues à la structuration.

III.1.2.1. Alumine

Pour compléter les comparaisons entre jonctions simples et jonctions doubles, nous avons élaboré des échantillons supplémentaires, qui ont été structurés durant le dépôt de pulvérisation grâce à des masques *in situ*, qui permettent facilement d'obtenir des jonctions en forme de croix prêtes à contacter sans avoir à recourir à la lithographie. Deux jonctions simples et une jonction double ont ainsi été élaborées. La première jonction simple comprend la tricouche active Co/AlOx./NiFe, la deuxième NiFe/AlOx./NiFe. La double JTM est semblable à celle décrite au paragraphe III.1.1.1 : Co/AlOx./NiFe/AlOx./NiFe/IrMn, mais la jonction supérieure ayant été seule contactée grâce à la technique "croix" réalisée *in situ*.

La valeur maximale de la TMR d'une JTM dépend de la nature de l'ensemble formé par la barrière et les deux électrodes, comme nous l'avons vu au Chapitre I. Nous ne pouvons donc comparer que des jonctions de même nature. Des jonctions Co/AlOx./NiFe ont été utilisées comme jonction inférieure des doubles JTM élaborées à Orsay et à Nancy, les valeurs de 18% et 14% ont été mesurées à 4K. La jonction simple "croix", faite dans les mêmes conditions de dépôt et à la même période que les doubles JTM d'Orsay, présente une TMR de 15% à basse température, et il a été montré que des jonctions optimisées à l'UMP présentaient 16% pour des jonctions croix contre 25% pour des jonctions lithographiées [Nassar99]. Pour ce type de jonction, d'autres groupes ont pu atteindre 37% [Moodera99], alors que le modèle de Jullière prévoit une TMR de plus de 50% si on prend une polarisation de 42% pour le Co et de 48% pour le permalloy [Tsymbal03a]. Les jonctions inférieures des doubles JTM ne sont donc pas totalement optimisées, et on ne peut exclure une légère dégradation due aux différentes étapes de lithographie. Néanmoins si on compare la variation de la TMR avec la tension pour les jonctions Co/AlOx./NiFe, il ressort que le comportement électrique des jonctions simples est semblable à celui des jonctions doubles (Figure III-45).

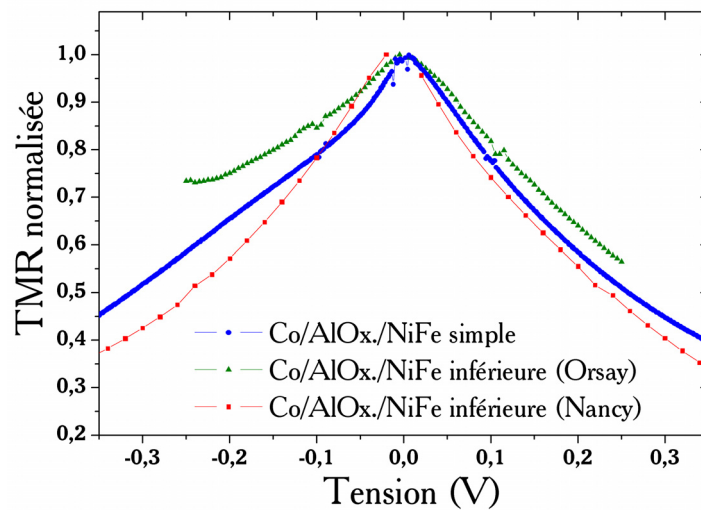


Figure III-45 : Comparaison de la variation de la TMR avec la tension entre les jonctions inférieures de doubles JTM ayant subi la structuration à trois contacts, et une jonction simple.

La tension à mi-hauteur des différentes courbes TMR(V) est de l'ordre de 0,2-0,3V, ce qui correspond tout à fait aux valeurs des jonctions optimisées au laboratoire [Montaigne99, Nassar99]. La variation en tension de la TMR étant un moyen de contrôle de la qualité des barrières tunnel, les barrières inférieures des doubles JTM présentent donc des propriétés électriques satisfaisantes.

Les jonctions croix composées de deux électrodes de permalloy nous permettent d'estimer la qualité de la jonction supérieure des doubles JTM élaborées à Orsay. Du fait de la méthode de prise de contact, ces jonctions présentent des faibles valeurs de TMR par rapport aux jonctions lithographiées : la jonction simple 6,5% et 4,5% pour la jonction supérieure de la jonction double. Cependant, la baisse relative de la valeur de la TMR entre ces deux échantillons, indique une perte de la TMR avec l'empilement de deux JTM. L'observation du comportement de la TMR normalisée avec la tension confirme cette hypothèse (Figure III-46).

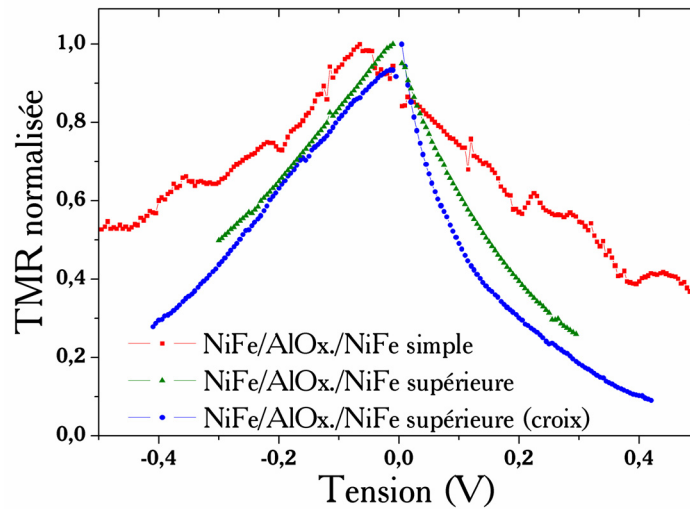


Figure III-46 : Caractéristique TMR(V) de jonctions NiFe/AlOx./NiFe pour une jonction simple, une jonction double lithographiée et une jonction double croix. Le bruit apparaissant sur les mesures de la jonction simple est dû à l'utilisation expérimentale de matériels électriques moins précis dans ce cas.

La chute de la TMR avec la tension de la jonction simple est moins importante que pour les jonctions supérieures de double JTM. Cette décroissance plus rapide peut être liée à l'augmentation de la diffusion inélastique des électrons à l'interface électrode/barrière ou à l'apparition d'états d'impuretés dans la densité d'états d'interface (voir paragraphe I.1.2.2), qui seraient directement liés à une rugosité accrue de la barrière supérieure.

Les variations de la résistance avec la température sont également un moyen de sonder la qualité des interfaces des barrières. L'étude précise, menée par le groupe de J. Moodera de la variation avec la température de la résistance et la magnétorésistance de JTM [Shang98], montre que la diminution majeure de la résistance de JTM avec l'augmentation de la température est guidée par la baisse de la polarisation en spin, via la loi de Bloch qui décrit l'augmentation de l'excitation de magnons avec la température. Cette excitation est d'autant moins efficace que les matériaux présentent une haute température de Curie, la décroissance de la résistance est donc observée plus forte pour des JTM comprenant des électrodes de permalloy que celle comprenant du cobalt ($T_c(\text{Co})=1360\text{K}$ et $T_c(\text{NiFe})=850\text{K}$). Nos données expérimentales semblent aller dans le même sens : la variation pour la jonction Co/AlOx./NiFe inférieure est de 29% contre 51% pour la jonction NiFe/AlOx./NiFe supérieure (Figure III-40). Cependant, Shang *et al.* remarquent également que la dégradation de la polarisation, et ainsi la forte variation de la résistance, dépend également de la qualité des interfaces de la JTM. En effet, l'apparition d'états localisés à l'interface ou dans la barrière peut augmenter les diffusions inélastiques et modifier fortement les densités d'états qui contrôlent

l'effet tunnel. Il est donc possible que la différence de variation entre les deux jonctions tunnel provienne de plus d'une dégradation des interfaces de la barrière supérieure due à leur forte rugosité. L'analyse des jonctions croix confirme cette supposition : la jonction simple présente une variation de la résistance entre 4K et 295K de seulement 11%, la résistance de la jonction croix supérieure variant de 48%.

Si on compare les valeurs relatives de résistance entre les jonctions inférieure et supérieure pour une même épaisseur de barrière, on remarque une tendance générale à une réduction de celle-ci pour les jonctions supérieures. Les méthodes de fabrication des barrières tunnel et les épaisseurs de celles-ci étant différentes suivant les laboratoires d'origine des échantillons, on ne peut que comparer des échantillons jumeaux, de plus on compare le paramètre intrinsèque des barrières, c'est-à-dire leur produit RA. Le Tableau 5 résume les RA obtenus pour différents échantillons.

	JTM Lithographiées (Orsay)	JTM Lithographiées (Erlangen)	JTM croix
Jonction inférieure	280M Ω . μm^2	340k Ω . μm^2	95M Ω . μm^2
Jonction supérieure	108M Ω . μm^2	111k Ω . μm^2	65M Ω . μm^2

Tableau 5 : Comparaisons des produits RA pour les jonctions supérieures ou inférieures de même épaisseur pour différents échantillons. Les valeurs de JTM d'Orsay résument les mesures des échantillons F/AlOx./F/AlOx./F, les valeurs d'Erlangen proviennent des deux types d'échantillons F/YOx./F/AlOx./F (supérieure) et F/AlOx./F/YOx./NM (inférieure), et celles de jonction croix sont celles des jonctions simples (inférieure) et doubles (supérieure).

La baisse de la résistance des jonctions supérieures par rapport aux jonctions inférieures confirme l'hypothèse d'une augmentation de la rugosité sur les surfaces supérieures de l'échantillon entraînant des points chauds dans les barrières et la baisse de la résistance.

Les paramètres théoriques tirés de l'ajustement de Brinkman sur les barrières d'alumine des différents échantillons ne nous permettent pas de dégager des paramètres moyens pertinents. Comme nous l'avons déjà indiqué, ces valeurs tirées de l'ajustement ne doivent pas être prises pour argent comptant du fait de la complexité du système par rapport aux simplifications faites dans le modèle de Brinkman. Des paramètres cohérents et en accord avec les données expérimentales indiquent un bon fonctionnement électrique des barrières ; mais un ajustement qui donnerait des valeurs de paramètres aberrantes ne signifie pas nécessairement une dégradation complète des barrières ; des points chauds peuvent par exemple modifier les courbes expérimentales et fausser l'ajustement mais en conservant le caractère tunnel du

courant et la TMR. Si les valeurs des paramètres ne sont pas exactes, il est donc difficile de tirer des conclusions quant à la qualité des barrières. Leur donnée permet simplement de comparer différentes barrières sur des bases identiques. Dans le cas présent, les épaisseurs de barrières sont plus faibles que les valeurs nominales d'oxydes déposés et les hauteurs de barrières sont inférieures aux données de la littérature [Montaigne99, Moodera99]. Ces données semblent donc indiquer un comportement global des jonctions moins bon que sur des jonctions simples parfaitement optimisées. Ceci est peut être le signe d'une dégradation partielle des barrières d'une façon générale dans nos doubles JTM structurées.

III.1.2.2. Tantale oxydé

Peu d'éléments de comparaison sont disponibles pour analyser les données de barrières de tantale de 4nm d'épaisseur. De plus, l'électrode placée au-dessus de la barrière de tantale n'étant pas magnétique, un contrôle de la barrière par des mesures de TMR n'est pas possible. Des JTM simples comprenant des barrières de tantale oxydé plus fines ont cependant été élaborées par le groupe de Nancy dans les mêmes conditions que les doubles JTM. Les résultats de mesures de transport sont propres et reproductibles. La Figure III-47 présente les mesures de transport faites à Nancy sur une jonction simple de 1,4nm de tantale oxydé pendant 15s.

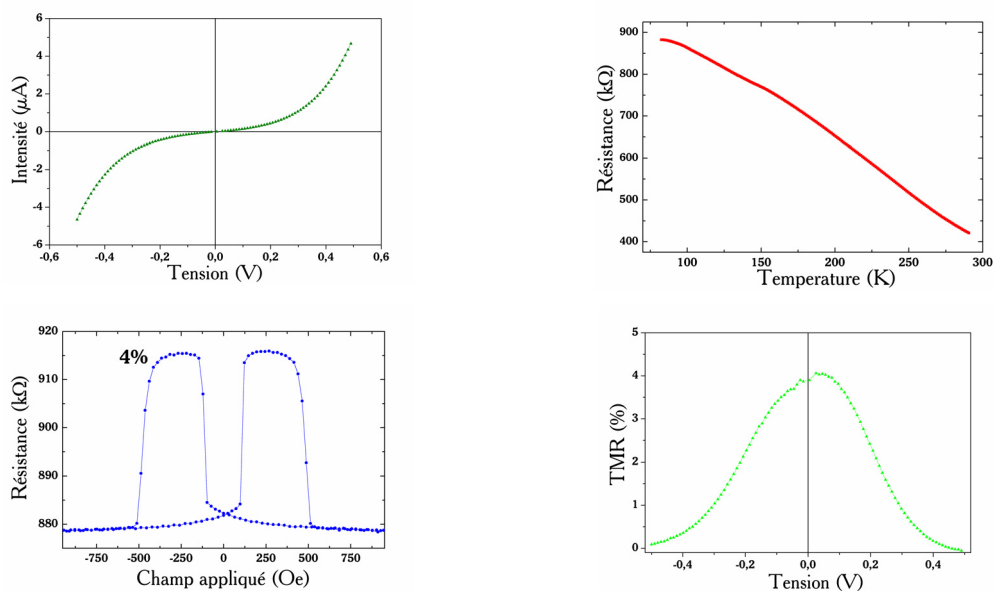


Figure III-47 : Caractéristiques d'une JTM composé d'une barrière de tantale de 1,4nm oxydé pendant 15s : $I(V)$, $R(T)$, $R(H)$ et $TMR(V)$, mesurées à 77K.

Les paramètres tirés de l'ajustement de Brinkman sur cet échantillon sont cohérents avec les résultats publiés sur ce type de JTM [Rottländer01]. L'épaisseur estimée est de 2,7nm, et la hauteur de barrière de 0,35eV. L'augmentation de la résistance avec la baisse de la température est très forte comparée aux barrières d'alumine : de l'ordre de 110% pour cet échantillon entre 290K et 77K. D'autres échantillons d'épaisseur plus large (1,7nm de tantale) ont montré des caractéristiques comparables. Si la TMR diminue avec l'élargissement des barrières (3,3% à 77K), l'épaisseur théorique augmente logiquement à 3,1nm et la hauteur de barrière diminue légèrement à 0,32eV.

Les barrières de tantale insérées dans les doubles JTM présentent des caractéristiques différentes : 1,1nm et 0,22eV, ce qui peut être lié à la baisse de qualité des barrières mais aussi à la perte de pertinence de l'ajustement de Brinkman quand l'épaisseur augmente. La similitude de l'augmentation de la résistance avec la température des simples (110%) et doubles jonctions (105%) semble montrer une proximité de comportement électrique entre les deux types de systèmes. Les caractéristiques I(V) et R(T) des barrières de tantale (Figure III-42) montrent donc bien une conduction tunnel à travers l'oxyde ainsi qu'une hauteur de barrières de l'ordre de 0,2-0,3eV, c'est-à-dire inférieure à la hauteur des barrières d'alumine, qui représentent les deux propriétés recherchées pour ces échantillons.

III.1.2.3. Yttrium oxydé

Le laboratoire de Siemens à Erlangen est le seul à avoir développé des jonctions tunnel d'oxyde d'yttrium. Les paramètres de référence des barrières sont résumés dans l'article [Dimopoulos03]. Afin de vérifier par recoupement le bon fonctionnement des barrières inférieures d'yttrium dans les doubles JTM, une lithographie simple à deux contacts a été effectuée sur une partie de l'échantillon dont les résultats ont été présentés sur la Figure III-43. La TMR maximale obtenue par cette méthode est de 6% à basse tension, soit un pourcent de plus que le maximum des jonctions doubles. Mais, normalisée, la variation de la TMR des deux mesures coïncide parfaitement (Figure III-48)

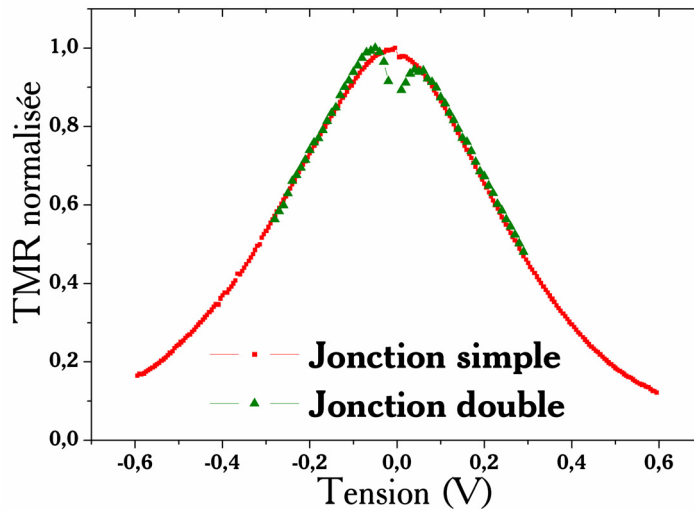


Figure III-48 : Variation normalisée de la TMR avec la tension pour une jonction simple et une jonction inférieure d'une double JTM de barrière YOx.

On tire, comme conclusion à ces mesures, que la structuration trois contacts n'affecte que très peu les propriétés des jonctions inférieures. La courbe TMR(V) nous indique que la qualité électrique de la barrière est conservée durant cette structuration.

Les caractéristiques électriques de la jonction tunnel d'yttrium oxydée en lithographie simple sont en bon accord avec celles obtenues après une lithographie trois contacts. Le produit RA est de $1003\text{k}\Omega\cdot\mu\text{m}^2$ et de plusieurs milliers de $\text{k}\Omega\cdot\mu\text{m}^2$ pour les jonctions doubles. L'épaisseur et la hauteur tirées de l'ajustement de Brinkman sont de 1,1 nm et de 0,38 eV, alors que l'on avait 1,4 nm et 0,37 eV. La similitude des résultats obtenus sur un même échantillon par une lithographie simple ou par la technologie de trois prises de contact, sur la jonction inférieure d'une double jonction, prouve la qualité de notre méthode de prise de contact. D'autre part, ces études confirment une hauteur de barrière de YOx. de l'ordre de 0,4 eV, inférieure à celle de l'alumine.

III.1.2.4. TMR : mesures 2 contacts – mesures 3 contacts

La magnétorésistance sur des doubles jonctions a fréquemment été mesurée par deux contacts, un inférieur et un supérieur à la double jonction. Les motivations de ces études sont souvent l'utilisation de double JTM pour des applications, en particulier la bonne tenue de la magnétorésistance aux recuits [Saito01] ou l'utilisation de la faible dépendance de la TMR avec la tension de ces systèmes pour l'utilisation dans des dispositifs tel les MRAM [Colis03, Inomata00]. Mais peu de travaux ont été consacrés à la variation de la TMR entre les simples et les doubles JTM [Montaigne98]. La lithographie à trois contacts permet ces comparaisons.

Les mesures de chaque JTM impliquent des particularités expérimentales. La mesure d'une jonction individuelle peut être modifiée suivant la configuration électrique de la seconde, du fait des circuits parallèles qu'offre celle-ci pour le courant. Nous distinguons trois cas expérimentaux bien distincts : la deuxième jonction peut ne pas être contactée, les potentiels à ses bornes sont donc flottants ; elle peut être court-circuitée, on raccorde alors ses deux bornes par un fil ; enfin, il est possible d'interdire un courant dans la seconde jonction en choisissant un seuil de courant nul grâce à un instrument de mesure mis aux bornes de cette jonction. Pour quantifier cet effet nous avons effectué des tests électriques, en mesurant la magnétorésistance d'une jonction en faisant varier la configuration électrique de la seconde jonction : Figure III-49.

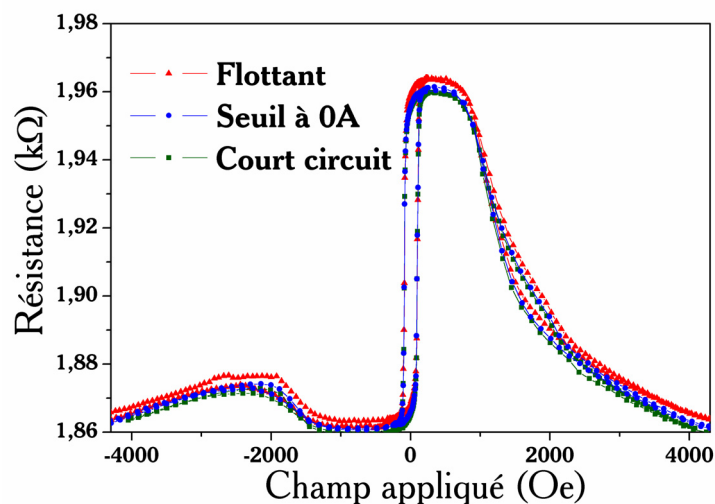


Figure III-49 : Mesures de TMR sur la jonction inférieure, la jonction supérieure étant laissée flottant, avec un seuil nul de courant ou court-circuitée.

Les variations de résistances entre les trois configurations ne représentent que des différences de l'ordre du millième de la résistance totale. Le cas court-circuité est celui présentant la plus faible résistance en moyenne, la résistance avec le seuil nul est de $1,5\Omega$ de plus, contre 4Ω de plus dans le cas flottant. La magnétorésistance s'en trouve modifiée de l'ordre de 0,1% au plus. Le cas où la seconde jonction est soumise à un courant seuil nul semble être le plus reproductible et le plus intrinsèque à la jonction mesurée. Nous privilégierons donc des mesures dans ces conditions de seuil de courant nul, pour tenter d'obtenir une mesure de la jonction la plus indépendante possible. Ces considérations montrent que l'effet de la configuration électrique de la seconde jonction est faible, mais elles prouvent qu'il existe tout de même un courant non mesuré passant dans la jonction. Cet effet est dépendant des résistances

relatives des deux jonctions et des amenées de courant, et peut donc s'accroître dans des configurations de résistances plus défavorables.

Nous avons effectué des mesures de TMR sur chaque jonction individuellement ainsi que des mesures à deux contacts sur l'ensemble de l'empilement. Bien que les multicouches soient de structure magnétique complexe (§ II.1.3), nous avons pu mettre en évidence les retournements de chaque couche ferromagnétique sur les courbes de magnétorésistance. La Figure III-50 présente les courbes TMR(H) dans la plage en champ dans laquelle les principaux retournements ont lieu, pour deux exemples d'échantillons : les doubles barrières d'alumine et les doubles barrières yttrium-alumine.

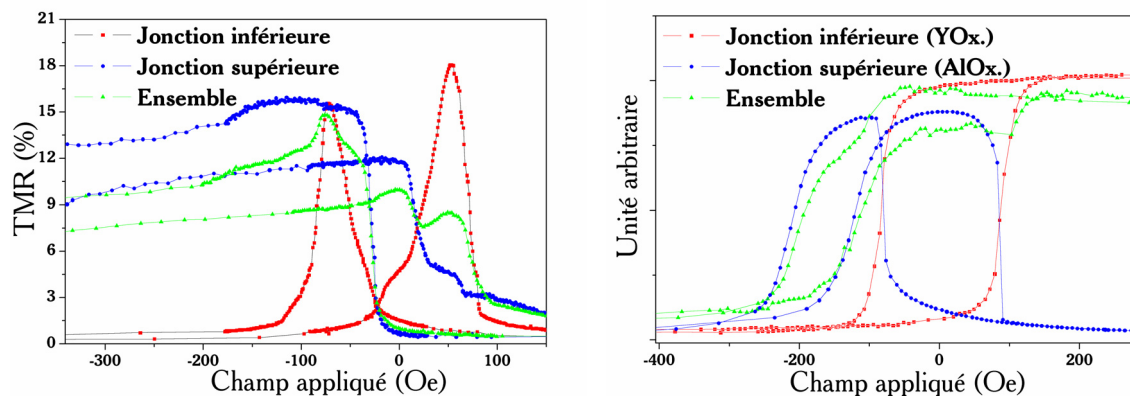


Figure III-50 : Magnétorésistance des deux jonctions individuelles ainsi que de l'ensemble de deux jonctions en série pour F/AlOx./F/AlOx./F (à gauche) et F/YOx./F/AlOx./F (à droite). Chaque saut de résistance des jonctions simples se retrouve sur les courbes des jonctions doubles (y compris les retournements des couches dures à fort champ hors échelle).

La variation en champ de la résistance est donc bien conforme aux attentes, on détecte chaque niveau de résistance correspondant à toutes les configurations magnétiques des couches. Le niveau de plus haute résistance correspond à un alignement des électrodes extérieures, elles même anti-alignées avec la couche intermédiaire. La valeur de la résistance totale des deux jonctions en série est logiquement la somme des résistances des deux jonctions inférieure et supérieure dans le même état magnétique : $R=R_{\text{inf}}+R_{\text{sup}}$. Cependant un petit écart de résistance peut exister à cause des chemins différents parcourus par le courant entre les deux types de mesures du fait de la géométrie des contacts. Dans les deux exemples ci-dessus les résistances sont respectivement $R=430145\Omega$, $R_{\text{inf}}=107612\Omega$, $R_{\text{sup}}=324805\Omega$ et $R=1544\Omega$, $R_{\text{inf}}=1313\Omega$, $R_{\text{sup}}=268\Omega$, soit des écarts pouvant aller jusqu'au k Ω . Les niveaux de TMR mesurés sur les deux jonctions en série sont de 15% pour la double JTM d'alumine (contre 18% et 16% pour

les jonctions individuelles) et de 4% pour l'échantillon avec yttrium (4% et 16% individuelles). La valeur théorique attendue pour deux JTM en série peut être obtenue à partir du modèle de Jullière généralisé à une double barrière. De la définition de la TMR (I-7), on tire la TMR totale en fonction de la TMR de chaque jonction noté 1 et 2 :

$$R^P \cdot \text{TMR} = R_1^P \cdot \text{TMR}_1 + R_2^P \cdot \text{TMR}_2 \quad (\text{III-30})$$

Cette équation montre que dans le cas de doubles jonctions composées de deux jonctions identiques la TMR totale est équivalente à chacune des TMR individuelles, ce qui est effectivement observé dans des doubles JTM de bonne qualité [Colis03]. Dans nos exemples, la TMR théorique ainsi calculée est de 16,5% pour la double jonction alumine et 6,5% pour la double jonction yttrium-alumine. Ce calcul semble donc surestimer la magnétorésistance expérimentale. Il est possible en effet, que des modes de conduction tunnel nouveaux ou des courants de fuites apparaissent dans une mesure de double jonction, absents des mesures de jonctions simples, et qui auraient pour conséquence de réduire la TMR. La variation de la résistance des simples ou doubles jonctions peut nous permettre de préciser cette hypothèse : on observe sur la Figure III-51 une chute plus forte de la résistance avec la tension des mesures globales comparée aux mesures individuelles.

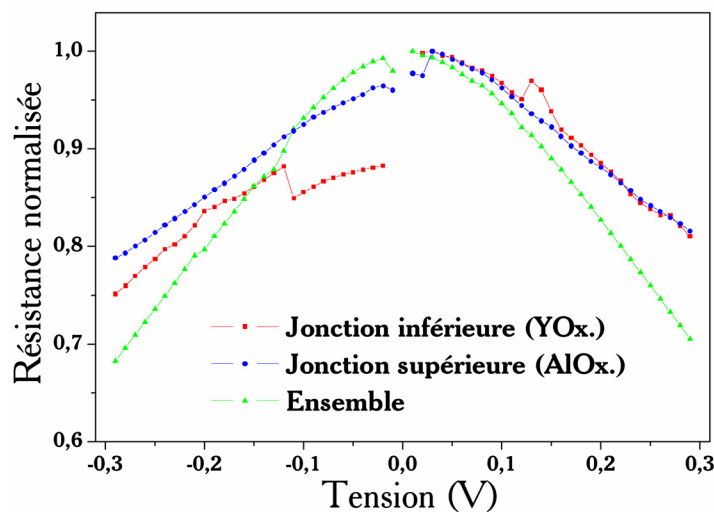


Figure III-51 : Variation de la résistance normalisée pour les jonctions mesurées individuellement ou en série. La jonction inférieure à tension négative a subi des sauts de résistance, probablement dus à des changements d'états électriques pendant la mesure.

Avec l'augmentation de la tension, le courant devient plus fort pour les jonctions en série, ce qui signifie bien une ouverture de modes de conceptions supplémentaires, ce qui n'existeraient pas dans un circuit électrique classique de deux résistances en série, et qui est donc intrinsèque aux jonctions tunnel. Cette courbe $R(V)$ des doubles jonctions nous indique d'autre part que les deux jonctions présentent des propriétés électriques proches. En effet, la faible asymétrie de courant suivant le signe de la tension prouve la similitude des qualités des barrières inférieure et supérieure.

III.1.2.5. Conclusion

Les difficultés d'élaboration et de mise en œuvre de la structuration à trois contacts de doubles jonctions tunnel magnétiques nous ont incités à comparer ces échantillons avec des JTM simples dont le développement et l'optimisation sont plus avancés. Malgré des modifications des propriétés des jonctions, nous avons pu quantifier ces différences et valider ces étapes de fabrication d'échantillons, ce qui est nécessaire avant des mesures plus complexes de type transistor.

Chaque échantillon et chaque méthode de préparation ont leurs particularités, il est donc difficile de tirer une conclusion générale à tous les échantillons mesurés. Cependant, nous avons pu montrer certaines particularités des doubles JTM structurées. De manière générale, les propriétés des jonctions inférieures ne sont pas affectées par la méthode de structuration utilisée. Une légère perte de TMR est cependant observée mais celle-ci est stable et reproductible entre différents motifs d'un échantillon. La variation de la TMR avec la tension est identique aux jonctions simples. Les jonctions supérieures présentent également de la TMR de manière bien reproductible. Leurs propriétés sont toutefois modifiées par rapport aux jonctions simples. Le fait de placer ces jonctions au-dessus d'un empilement composé de la première JTM entraîne une augmentation progressive de la rugosité des couches supérieures. Cet effet se traduit par une légère dégradation des propriétés électriques des jonctions tunnel, du fait de la forte dépendance avec l'épaisseur des barrières et la qualité des interfaces de l'effet tunnel et de la magnétorésistance. La TMR est amoindrie et sa dépendance en tension augmentée par rapport aux jonctions inférieures. Nous avons également montré une perte du produit résistance.aire des jonctions supérieures, liée à cette augmentation de rugosité. Enfin, nous avons mis en évidence les différences qui existent entre des mesures d'une double JTM entière et la caractérisation de chaque JTM individuellement.

Les pré-requis en vue d'utilisation des doubles JTM comme transistor à électrons chauds ont donc pu être atteints : l'obtention de magnétorésistance significative sur les deux jonctions, une conduction par effet tunnel dans la jonction supérieure lorsque celle-ci est non magnétique et la formation de deux barrières de qualité et de hauteur différente.

III.2. Mesures en configuration transistor

Nous présentons ici l'utilisation des doubles JTM comme transistor magnétique. Nous décrivons d'abord les différentes méthodes expérimentales de détection électrique d'électrons chauds, puis nous analysons la dépendance en champ magnétique du courant collecté.

III.2.1. Dispositifs expérimentaux

Différents schémas électriques sont envisageables pour mettre en évidence la création d'électrons chauds. Par convention, nous nommerons les différents points du dispositif ainsi que les courants comme noté sur la Figure III-52.

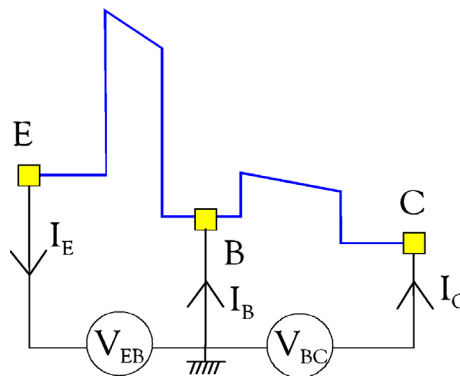


Figure III-52 : Convention de signes pour les courants au sein du dispositif, pour des tensions V_{EB} et V_{BC} positives. Les électrons suivent le profil de potentiel énergétique, c'est à dire, pour ces tensions, de E à B et de B à C. La masse est commune aux deux branches du circuit.

La première méthode de détection d'électrons chauds est l'injection dans la base d'électrons grâce à une tension V_{EB} positive, le courant collecté I_C étant mesuré sans tension appliquée aux bornes de la seconde barrière. Lorsque la tension d'injection est supérieure à la hauteur de la

barrière collectrice, on s'attend à obtenir un courant d'électrons chauds dans le collecteur (Figure III-53).

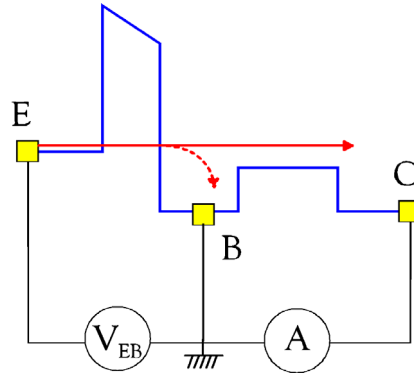


Figure III-53 : Premier montage électrique possible : on polarise uniquement la première jonction et on mesure le courant collecté.

Un schéma équivalent à ce dernier a été mis au point en utilisant une détection synchrone. Afin de discriminer les électrons provenant de l'émetteur, on polarise la première jonction par une tension alternative. La détection du courant collecté se fait alors par un appareil de détection synchrone ("lock-in"), qui permet de ne mesurer que les signaux collectés de fréquence identique à l'injection (Figure III-54).

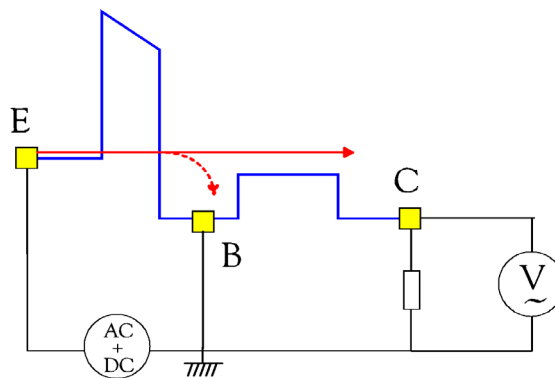


Figure III-54 : Schéma de mesure utilisant une détection synchrone.

Enfin, il est possible d'examiner les variations de courant collecté en fonction de la tension V_{BC} , pour des tensions d'injection V_{EB} constantes. A la composante habituelle du courant tunnel de la barrière collectrice, s'ajoute une composante provenant d'un courant d'électrons chauds.

Dans ce cas les deux parties du dispositif comprennent un appareil de mesure de type source de tension et mesure du courant (Figure III-55).

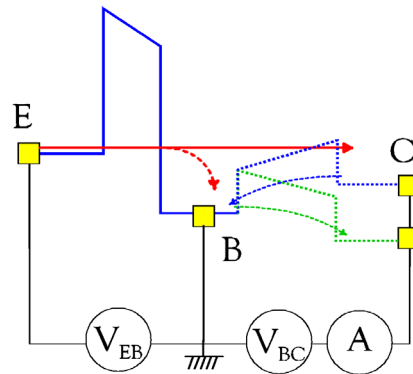


Figure III-55 : Mesure du courant $I_C(V_{BC})$ pour une tension V_{EB} constante. Le courant tunnel normal (en pointillé), s'additionne au courant d'électrons chauds.

III.2.2. Détection d'électrons chauds

III.2.2.1. $F/AlO_x./F/AlO_x./F$

Les mesures présentées ont été réalisées à température ambiante pour la plupart des échantillons, l'effet de la température n'ayant pas d'effets notoires sur les résultats dans ces cas. Certains résultats sont cependant extraits de mesures à basse température lorsque celle-ci améliore leur qualité, ce qui est alors précisé.

Des mesures en configuration transistor ont été réalisées sur les échantillons du type $F/AlO_x./F/AlO_x./F$, mais aucun résultat probant n'a été obtenu. En effet, ces échantillons, réalisés pour valider les processus technologiques (paragraphes II.2.2.3 et III.1), ne présentent pas le critère indispensable aux transistors à électrons chauds, à savoir une différence significative de hauteur de barrière. Cependant, dans la première configuration expérimentale, un faible courant de fuite est collecté alors qu'aucune tension n'est appliquée aux bornes de la seconde barrière, comme illustré sur la Figure III-56.

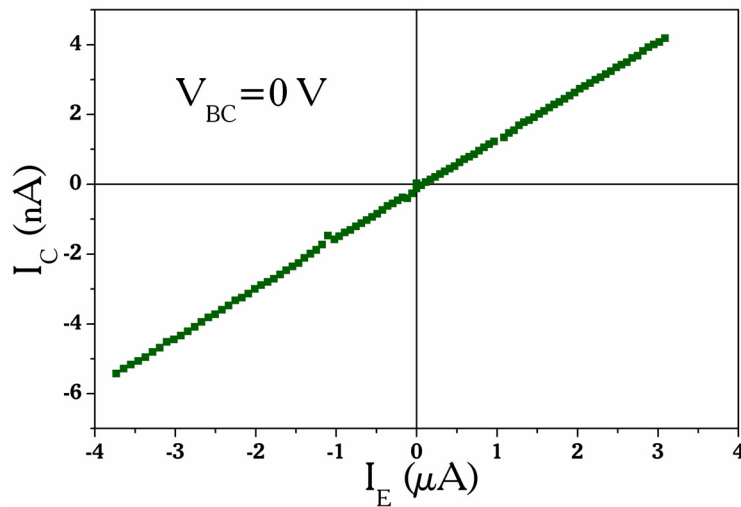


Figure III-56 : Variation du courant collecté en fonction du courant d'émission lorsque la tension V_{BC} est nulle pour un échantillon F/AlOx./F/AlOx./F mesuré à 4K.

Le courant collecté est directement proportionnel au courant émis. Le facteur de proportionnalité dépend des valeurs relatives des résistances des deux barrières, qui sont, pour cet exemple, de $107\text{k}\Omega$ pour la barrière inférieure émettrice et de $324\text{k}\Omega$ pour la barrière supérieure collectrice, ce qui donne ici $I_C = 1,4 \cdot 10^{-3} I_E$. Ces empilements ont une probabilité très faible de permettre une collecte d'électrons chauds¹, cette mesure représente donc une estimation qualitative d'un courant de fuite qui existe malgré la forte résistance de la barrière collectrice. Nous déterminerons plus en détail l'origine et l'influence de ce courant de fuite dans les paragraphes suivants.

III.2.2.2. F/YOx./F/AlOx./F

- *Variation du courant collecté avec la tension d'émission*

De nombreuses mesures ont été effectuées sur les échantillons du type F/YOx./F/AlOx./F, donnant des résultats bien reproductibles d'un échantillon à l'autre. La Figure III-57 présente un résultat représentatif des mesures du courant collecté à tension base-collecteur nulle, pour V_{EB} allant jusqu'à des tensions proches des tensions de claquage des barrières.

¹ Les électrons injectés dans la base et qui ne subissent pas de collisions avant la barrière collectrice, ont une probabilité non nulle de franchir celle-ci par effet tunnel; même si leur énergie est inférieure à sa hauteur. Mais cette probabilité de transition reste très faible par rapport à celle des électrons d'énergie supérieure à la barrière.

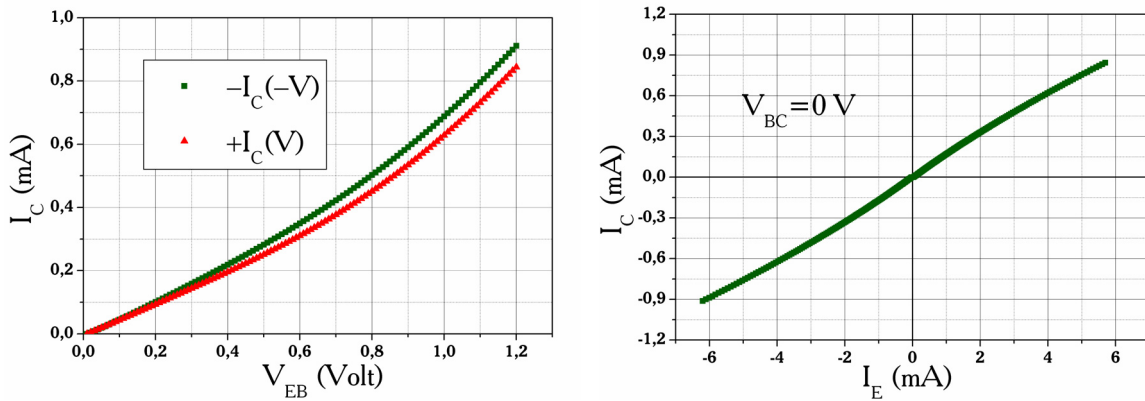


Figure III-57 : Variation du courant collecté I_C en fonction de la tension émettrice (à gauche) et du courant émetteur (à droite) pour une tension collectrice nulle. Les deux branches, $V < 0$ et $V > 0$, de la caractéristique $I(V)$ ont été ramenées dans le même cadran pour une meilleure lecture.

Contrairement à ce qui est attendu, un fort courant négatif existe pour les tensions V_{EB} négatives. Celui-ci est même plus important dans ce cas, en valeur absolue, que le courant à tension positive. La variation avec le courant émis n'est pas tout à fait linéaire et une légère asymétrie de la courbe est observée. La collecte d'électrons chauds n'est possible que pour une tension émettrice et un courant I_C positifs. La mesure du courant collecté est donc un effet tout à fait asymétrique en tension. L'asymétrie observée de I_C ne semble donc pas provenir de la collecte d'électrons chauds puisque le courant est plus fort à tension négative que positive.

Pour apprécier l'origine de l'asymétrie des courbes $I_C(V_{EB})$, nous avons tracé le rapport du courant à tension positive sur le courant à tension négative pour ces courbes ainsi que pour les caractéristiques des jonctions émettrices $I_E(V_{EB})$ mesurées individuellement. La Figure III-58 présente ces résultats pour deux exemples tirés d'échantillons F/YOx./F/AlOx./F.

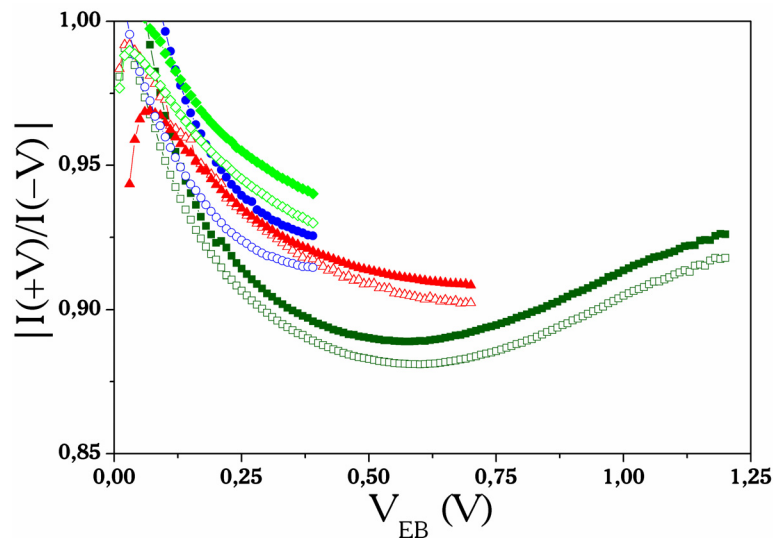


Figure III-58 : Asymétrie des caractéristiques $I(V_{EB})$ pour différentes cellules d'un même échantillon. Les motifs pleins représentent l'asymétrie du courant collecté I_C , les motifs ouverts l'asymétrie du courant I_E lorsque la jonction émettrice est mesurée individuellement.

Pour toutes les cellules mesurées, l'asymétrie est toujours inférieure à 1, comme sur ces quatre exemples, la différence à l'unité reste toujours inférieure à des valeurs de l'ordre de 10%. L'asymétrie du courant I_C est toujours légèrement inférieure à celle de I_E , mais suit exactement les mêmes variations. La majeure contribution à cette asymétrie provient donc de l'asymétrie intrinsèque de la première jonction tunnel, due aux différents matériaux et à la géométrie du dispositif. La diminution, toujours observée, de l'asymétrie de I_C par rapport à I_E pourrait provenir du courant d'électrons chauds qui y contribuerait de façon opposée, ou de l'asymétrie intrinsèque de la barrière collectrice elle-même. Mais si on trace le rapport I_C/I_E en fonction de V_{EB} , ce qui a pour effet de retrancher la contribution de I_E à l'asymétrie de I_C , on s'aperçoit que plus aucune asymétrie n'est présente (Figure III-59). L'asymétrie du courant I_C observée semble donc ne provenir que de la nature des barrières et non d'un effet d'électrons chauds.

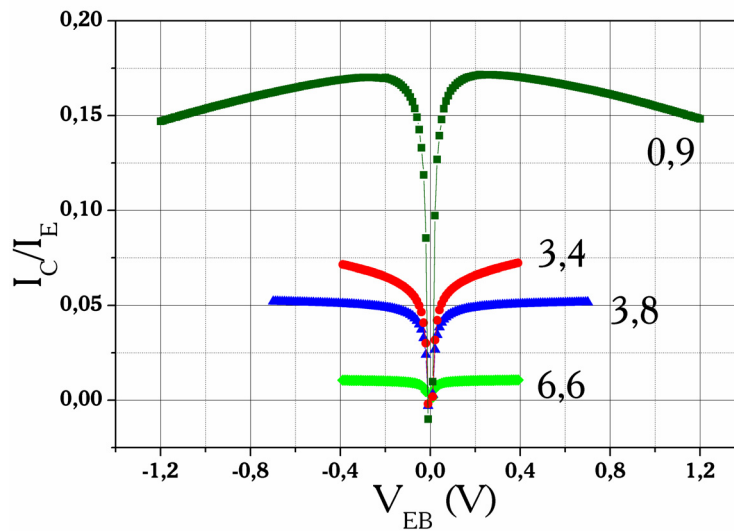


Figure III-59 : Rapport du courant collecté sur courant émis en fonction de V_{EB} pour une tension V_{BC} nulle, donné pour quatre exemples de cellules. Les nombres associés à chaque courbe correspondent au rapport pour chaque cellule des résistances de la barrière collectrice d'yttrium et de la résistance de la barrière émettrice d'alumine : R_C/R_E . Les courbes divergent à tension nulle du fait de la division effectuée pour leur construction.

Suivant le type de cellule mesurée, le rapport I_C/I_E diffère, et sa variation avec la tension d'émission peut être positive, négative ou nulle suivant le cas. Cette variation n'est donc pas un signe d'électrons chauds mais provient de la variation avec la tension V_{EB} des résistances de la barrière émettrice (R_E) d'alumine et de la barrière collectrice (R_C) d'yttrium oxydé. Sur cette Figure III-59, nous avons également reporté le rapport des résistances des deux barrières R_C/R_E , qui peut varier suivant le type de motif mesuré. Ces indications nous permettent de mieux comprendre l'origine des valeurs du rapport I_C/I_E pour chaque courbe. En effet, plus le rapport R_C/R_E est important, plus celui des intensités est faible, et pour des tensions V_{EB} et V_{BC} fixes, on s'attendrait à ce que I_C/I_E varie linéairement avec $(R_C/R_E)^{-1}$, ce qui n'est pas le cas. Ceci nous indique que la tension responsable de I_C (hors électrons chauds) varie avec les résistances des jonctions, ce qui confirme l'hypothèse d'un courant de fuite collecté.

L'observation de ces premiers résultats expérimentaux nous amène à remarquer qu'un courant I_C de fuite existe à tension BC nulle. La base étant reliée à la masse on s'attendrait à ce que le courant émis I_E soit égal au courant de base I_B lorsque $V_{BC}=0$. Mais la résistance d'amenée de courant de la base R_B ne semble pas négligeable face à R_C , et est à prendre en compte. Le courant I_E est donc réparti entre la branche B et le branche C, même si aucun courant d'électrons chauds n'existe. L'origine principale de cette résistance est la nécessité au courant de traverser une région de la base, dont l'épaisseur est très fine. Une estimation théorique basée

sur la résistivité des matériaux de base et sur la géométrie du système donne une résistance de l'ordre de la dizaine d'Ohms.

- *Variation du courant collecté avec la tension collectrice*

Pour améliorer les résultats obtenus avec les mesures $I_C(V_{EB})$, il est possible de réaliser le même type d'expérience mais en ajoutant une tension V_{BC} positive, ce qui a pour effet d'incliner le profil de potentiel de la barrière, et ainsi de favoriser l'accès des électrons chauds au collecteur. La Figure III-60 présente l'effet de cette tension sur une courbe $I_C(V_{EB})$.

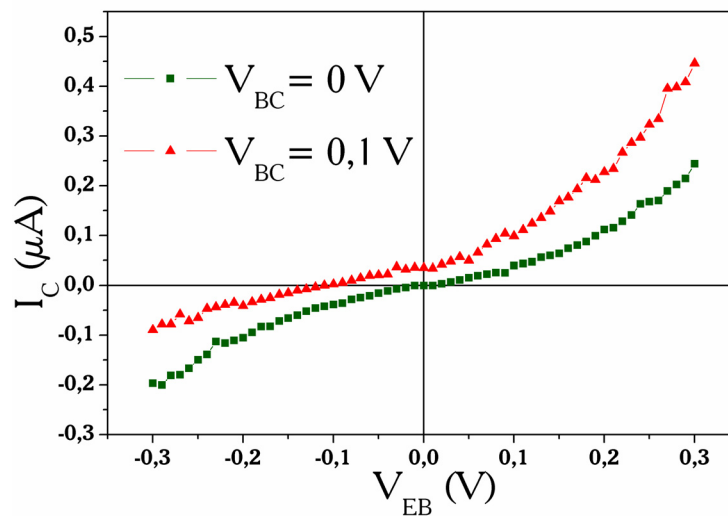


Figure III-60 : Variation du courant collecté en fonction de la tension d'injection pour deux valeurs de tension base-collecteur. Dans le cas $V_{BC}=0,1V$, on mesure les contributions au courant dues à V_{EB} et à V_{BC} , ce qui explique le décalage de la courbe par rapport au courant nul.

Une asymétrie en tension semble apparaître lorsqu'on applique une tension sur la jonction collectrice. Mais il demeure toujours difficile d'identifier clairement son origine : électrons chauds ou effets de résistances parasites. Nous avons donc réalisé des mesures en utilisant le troisième dispositif expérimental (Figure III-55) où les deux jonctions sont également polarisées, et qui permet des mesures moins bruitées mais équivalentes du point de vue de l'interprétation.

Des mesures $I_C(V_{BC})$ ont été réalisées pour un large panel de valeur de V_{EB} , aussi bien positives que négatives. La Figure III-61 présente les résultats obtenus sur les échantillons F/YOx./F/AlOx./F.

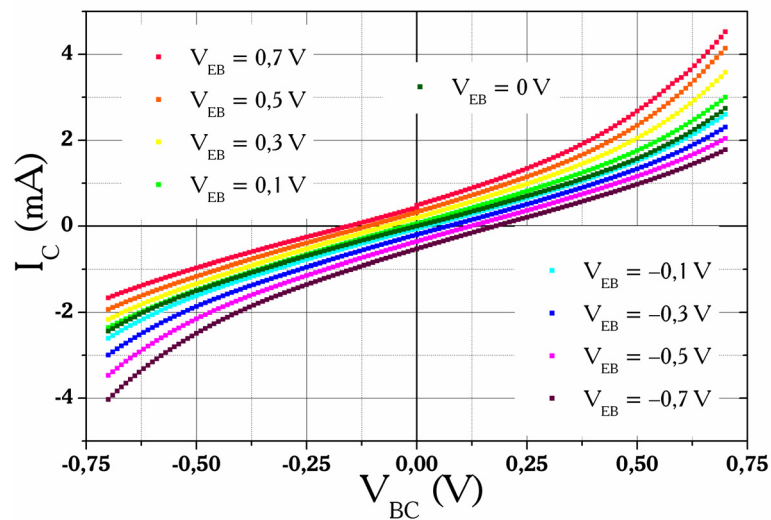


Figure III-61 : Caractéristiques courant-tension de la jonction collectrice pour une tension V_{EB} d'injection variant de $-0,7\text{V}$ à $+0,7\text{V}$.

Le décalage en ordonnée des courbes par rapport à zéro, c'est-à-dire le courant collecté à tension V_{BC} nulle, varie de la même façon que les expériences précédentes $I_C(V_{EB})$ à $V_{BC}=0$ (Figure III-57) : on observe un courant légèrement asymétrique avec la tension V_{EB} (Figure III-62).

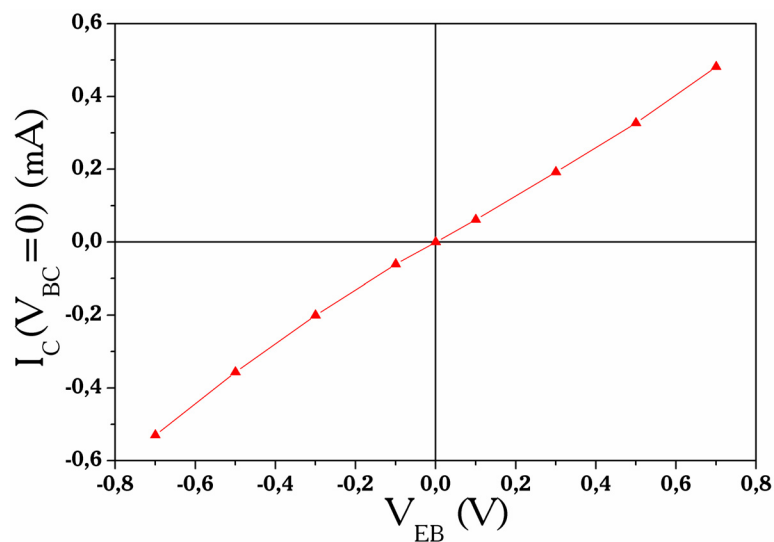


Figure III-62 : Courant collecté I_C en fonction de la tension V_{EB} mesuré à $V_{BC}=0$, tiré de courbes $I_C(V_{BC})$.

Les courbes $I_C(V_{BC})$ à V_{EB} constant présentent une forte asymétrie avec le signe de V_{BC} . Mais, cette asymétrie n'est pas due au courant d'électrons chauds puisqu'elle n'est prédite que pour les tensions d'émissions positives (§I.5.2), alors qu'elle existe ici également pour $V_{EB} < 0$. De la même façon que pour les graphiques précédents, la présence de cette asymétrie à tension V_{EB} négative a pour origine, la polarisation de la jonction collectrice par V_{EB} en plus de la polarisation appliquée V_{BC} .

Pour comprendre ces effets de polarisations électriques croisées, dont la cause repose sur l'existence de la résistance de base R_B , nous avons modélisé le fonctionnement électrique du dispositif en écartant dans un premier temps les particularités dues à la création possible de courant d'électrons chauds. Pour cela, on schématise l'ensemble du dispositif comme illustré sur la Figure III-63.

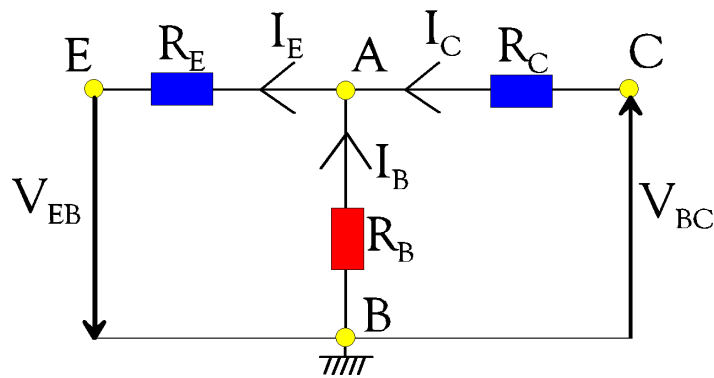


Figure III-63 : Schéma électrique équivalent du dispositif à double jonction tunnel.

Dans ces conditions, on détermine la tension qui apparaît aux bornes de AB, qui dépend de V_{EB} et V_{BC} :

$$V_{AB} = \frac{R_B R_C V_{EB} - R_B R_E V_{BC}}{R_B R_E + R_B R_C + R_E R_C} \quad (\text{III-31})$$

Et ainsi on peut calculer le courant collecté en fonction de toutes les grandeurs imposées :

$$I_C = \frac{R_B V_{EB} + (R_B + R_E) V_{BC}}{R_B R_E + R_B R_C + R_E R_C} \quad (\text{III-32})$$

Cette expression montre bien qu'il existe un courant I_C provenant de la tension V_{EB} même si V_{BC} est nul, dû à l'introduction d'un pont diviseur de courant. Le schéma du dispositif étant tout à fait symétrique, le courant I_E , et ainsi R_E , provient de même d'une contribution

dépendant de V_{EB} à $V_{BC}=0$ et d'une autre dépendant de V_{BC} à $V_{EB}=0$. C'est cette première contribution qui est déterminée expérimentalement lorsque la jonction émettrice est mesurée individuellement. Le point A étant flottant, les tensions V_{EB} et V_{BC} appliquées ne sont pas les réelles chutes de potentiel appliquées aux bornes des deux barrières, et les résistances R_E et R_C de chaque jonction individuelle doivent être déterminées pour des tensions réelles V_{EA} et V_{AC} . Par une boucle auto-cohérente, on détermine ces tensions réelles à partir des tensions appliquées, puis les résistances qui en dépendent, et on peut ainsi obtenir la variation théorique $I_C(V_{BC})$. Ce modèle est en bon accord avec les données expérimentales pour les tensions $V_{EB}<0$, comme le montre la Figure III-64.

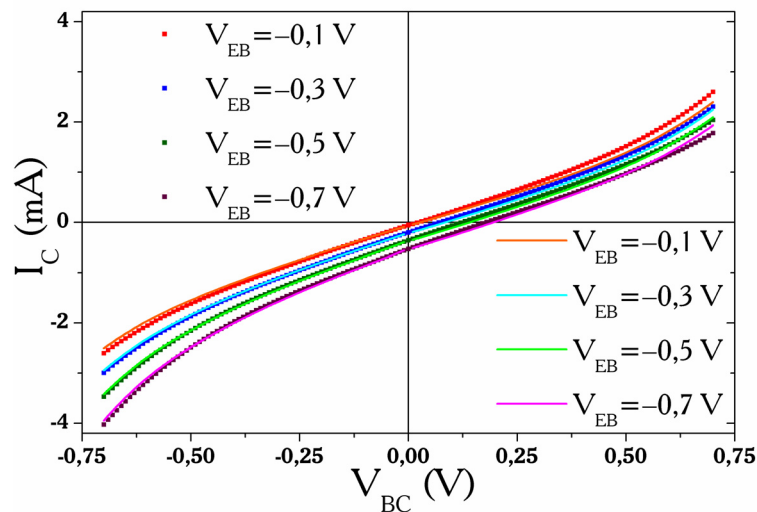


Figure III-64 : Variation de I_C en fonction de V_{BC} pour des tensions V_{EB} négatives. Les courbes formées de points sont les mesures expérimentales, les traits continus le modèle.

Les courbes tirées du modèle ont été tracées pour une valeur de R_B de 35Ω , ce qui est cohérent avec les estimations théoriques de cette résistance. Un simple modèle de résistance permet donc de comprendre les asymétries des courbes $I_C(V_{BC})$ obtenues sans tenir compte d'une possible contribution d'électrons chauds. Cependant, un examen plus précis de la Figure III-61 révèle une augmentation du courant collecté, en valeur absolue, pour les tensions V_{EB} positives par rapport aux tensions V_{EB} négatives. La Figure III-65 compare les deux variations de courant pour l'exemple des tensions d'émission de $\pm 0,5V$.

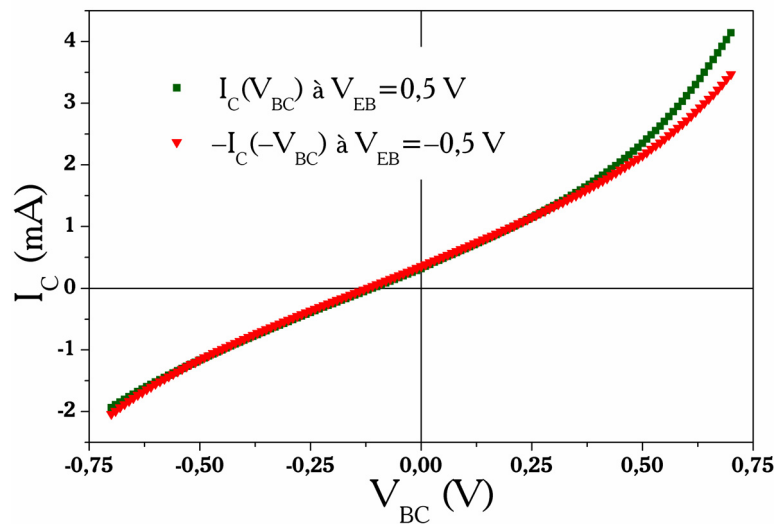


Figure III-65 : Caractéristique courant-tension de la jonction collectrice, pour des tensions d'injections de $-0,5\text{V}$ et $+0,5\text{V}$ (la courbe à $V_{EB}=-0,5\text{V}$ à été inversée pour plus de clarté).

A partir d'une tension V_{BC} de l'ordre de $0,5\text{V}$, le courant collecté augmente progressivement pour les tensions $V_{EB}>0$ par rapport aux tensions $V_{EB}<0$ mettant vraisemblablement en évidence la contribution d'électrons chauds, dont la probabilité de transition vers le collecteur augmente avec la tension collectrice. Au contraire, cette asymétrie ne peut en aucun cas refléter une asymétrie intrinsèque de la jonction émettrice car celle-ci aurait l'effet opposé : favoriser un plus fort courant en polarisation inverse ($V_{EB}<0$) qu'en polarisation directe ($V_{EB}>0$) (voir Figure III-58).

Dans le cas d'un système pour lequel la résistance de base est négligeable par rapport à R_C et R_E , on peut extraire la seule contribution du courant d'électrons chauds au courant total en soustrayant à la courbe $I_C(V_{BC})$ à $V_{EB}>0$, la courbe de la jonction mesurée individuellement $I_C(V_{BC})$ à $V_{EB}=0$. Mais dans le cas où R_B joue un rôle, le courant provenant de la tension d'émission $I_C(V_{EB}, V_{BC}=0)$ est à prendre en compte. Le courant d'électrons chauds est alors $I_{EC}=I_C(V_{EB}>0)-I_C(V_{EB}<0)$. Les schémas de la Figure III-66 résument les différentes contributions au courant collecté suivant les configurations électriques du dispositif.

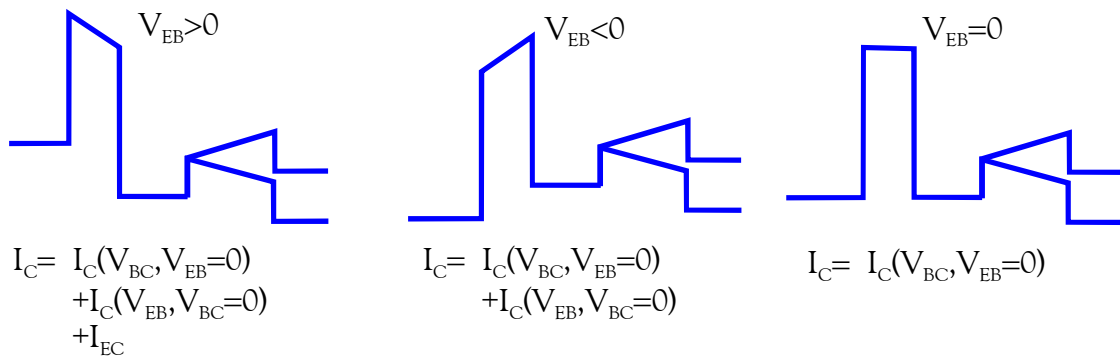


Figure III-66 : Schémas des différentes configurations possibles suivant le signe de V_{EB} , associées aux différentes contributions au courant collecté. I_{EC} est le courant d'électrons chauds. Dans le cas où la résistance de base est négligeable $I_C(V_{EB}, V_{BC}=0)$ est nul.

On trace ainsi la variation du courant d'électrons chauds I_{EC} à partir de la soustraction des courbes du type de celle de la Figure III-65 pour chaque tension V_{EB} (Figure III-67).

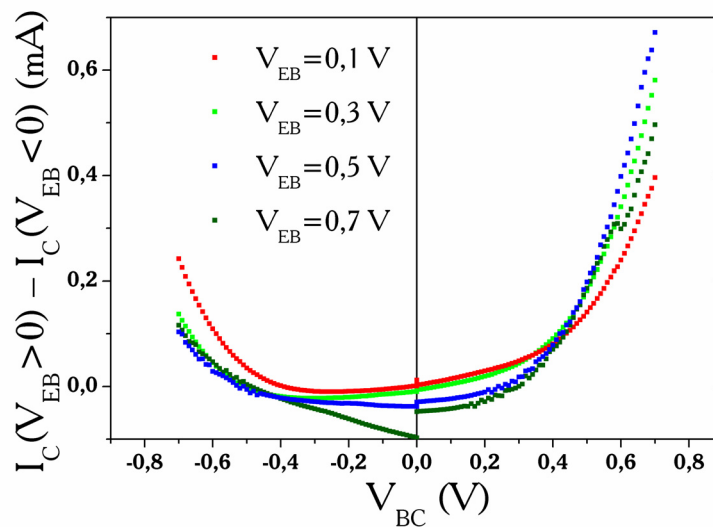


Figure III-67 : Variation du courant d'électrons chauds pour différentes tensions V_{EB} , déduite des courbes $I_C(V_{BC})$. L'échantillon a subi un brusque changement d'état de résistance durant la mesure à 0,7V, expliquant les ruptures de pente et les décalages de la courbe à cette valeur.

Ce courant, tiré de deux courbes $I_C(V_{BC})$, présente des aspects en accord avec ce qu'on attend pour les propriétés d'un courant d'électrons chauds, cependant certaines contradictions mettent en doute cette conclusion. En effet, le courant augmente avec la tension collectrice, particulièrement vers 0,5V, ce qui correspond à la hauteur de barrière d' YOx . (§III.1.1.3),

tension pour laquelle les électrons franchissent la barrière plus facilement ayant une énergie plus grande ou grâce à l'entrée dans un régime de barrière triangulaire [Bowen03, Fowler28]. Pour les tensions V_{BC} positives, le courant augmente avec la tension V_{EB} , ce qui correspond bien à une collecte d'électrons chauds augmentant lorsque l'injection devient plus importante. Mais, pour les tensions V_{BC} négatives, une augmentation est observée, plus importante pour les faibles tensions V_{EB} . Cette effet est attendu pour le courant de fuite, mais ne peut être expliqué par un courant d'électrons chauds. D'autre part, le courant déduit de cette soustraction présente des valeurs de l'ordre de $10^4 A$, ce qui correspond à environ 10% du courant I_E injecté à partir de la première jonction. Un courant d'électrons chauds de cette intensité aurait contribué de manière beaucoup plus importante aux variations avec les tensions du courant collecté global et aurait été détecté clairement, ce qui n'a pas été le cas. Le courant présenté Figure III-67 présente donc sans doute des variations imputables au courant d'électrons chauds, mais comprend toujours une partie due au courant de fuite.

Les analyses des courbes expérimentales ne permettent donc pas de conclure quant à la présence de courant d'électrons chauds dans les échantillons F/YOx./F/AlOx./F. Quoiqu'il en soit, s'il existe, il reste confondu avec des effets de polarisations électriques croisées et son intensité n'est pas majoritaire dans le courant collecté.

L'intensité du courant de fuite collecté est dictée par le poids respectif de R_C vis-à-vis de R_B . Il est donc souhaitable d'obtenir des barrières collectrices de résistance la plus forte possible, c'est-à-dire de large épaisseur. Les échantillons du type F/AlOx./F/YOx./NM présentent une épaisseur de barrière de YOx. de 3nm, augmentée par rapport aux barrières de 2nm des échantillons F/YOx./F/AlOx./F. Cependant la difficulté d'élaboration de jonctions tunnel d'yttrium oxydé épaisses n'a pas permis une augmentation significative de la résistance de la barrière collectrice. De nombreuses jonctions n'ont pas donné lieu à un comportement tunnel, signe d'une mauvaise qualité de barrière.

III.2.2.3. F/AlOx./F/TaOx./NM

Les doubles jonctions du type Co/IrMn/Co/AlOx._{1,5}/NiFe/TaOx.₄/Pt comprennent une barrière supérieure de tantale oxydé épaisse. Les barrières TaOx. sont plus basses que les barrières YOx., si on se réfère à nos mesures et aux résultats publiés, soit 0,2-0,3eV pour les barrières de tantale oxydé, contre 0,4-0,5eV pour l'yttrium oxydé. Elles présentent donc d'autant plus de caractéristiques favorables à la collecte d'électrons chauds. La résistivité des barrières TaOx. est cependant assez faible au regard de leur épaisseur, de l'ordre de la centaine de $k\Omega \cdot \mu m^2$, ce qui représente *in fine* des résistances autour de 100Ω seulement. La résistance d'accès de la base n'est donc pas, dans ce cas, négligeable comparée aux résistances des jonctions collectrices. Mais ces échantillons ont pourtant présenté des comportements

différents des premiers résultats, en meilleur accord avec les propriétés d'un courant d'électrons chauds.

L'influence de la tension d'injection apparaît clairement sur les caractéristiques $I(V)$ de la jonction collectrice ; de plus, le courant $I_{EC} = I_C(V_{EB}) - I_C(V_{EB}=0)$ présente les caractéristiques attendues pour un courant d'électrons chauds (Figure III-68), c'est-à-dire une augmentation lorsque les valeurs algébriques des tensions V_{BC} et V_{EB} croissent.

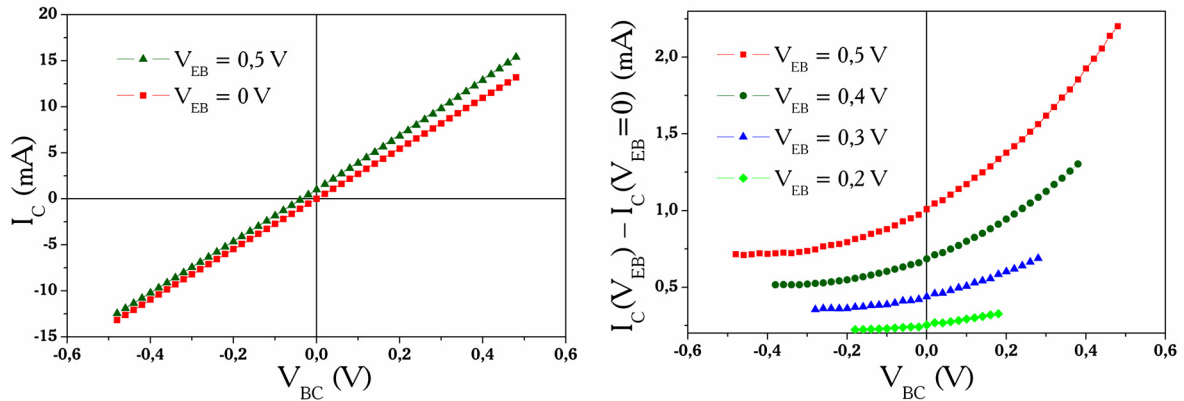


Figure III-68 : A gauche, caractéristiques courant-tension de la jonction collectrice de l'échantillon $\text{Co}/\text{AlO}_x/\text{NiFe}/\text{TaO}_x/\text{Pt}$ pour deux tensions d'injection $V_{EB}=0,5\text{V}$ et $V_{EB}=0\text{V}$. On tire de la soustraction de ces deux types de courbes le courant apparenté au courant d'électrons chauds (à droite).

Lorsque la tension V_{BC} augmente des valeurs négatives à zéro, la hauteur de la barrière vue par les électrons chauds diminue (sa hauteur relative par rapport au niveau de Fermi de la base est alors de $\phi_2 - eV_{BC}$, si ϕ_2 est sa hauteur théorique à tension nulle). A tension V_{BC} positive, sa hauteur reste constante mais son franchissement est facilité par sa déformation triangulaire pour les électrons d'énergie de l'ordre de ϕ_2 . Ceci explique la différence croissante entre les courbes $I_C(V_{BC})$ à différents V_{EB} et l'augmentation du courant I_{EC} , apparenté au courant d'électrons chauds, lorsque V_{BC} croît. Même pour les tensions V_{BC} négatives, une partie des électrons chauds peut encore franchir la barrière BC s'ils ont suffisamment d'énergie. Le courant I_{EC} n'est donc pas nul et augmente aussi avec la tension d'injection. On peut cependant invoquer le courant de fuite, provenant de la polarisation de la barrière BC par l'application de V_{EB} , pour expliquer l'accroissement de I_{EC} avec V_{EB} . Une observation de I_{EC} , normalisée pour les différentes valeurs de V_{EB} , met en évidence des comportements caractéristiques d'un courant d'électrons chauds, qui s'ajoute à l'effet de fuite (Figure III-69).

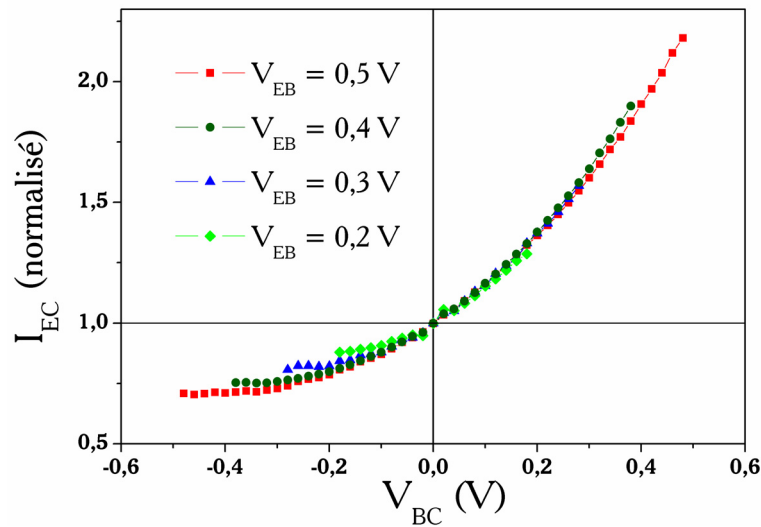


Figure III-69 : Variation normalisée à tension nulle du courant d'électrons chauds en fonction de la tension appliquée à la jonction collectrice.

Pour les tensions V_{BC} positives, le courant normalisé, c'est-à-dire la proportion de courant I_{EC} par rapport au courant à tension nulle, est identique pour les différentes tensions d'injection, tandis que pour les tensions négatives, il diminue lorsque V_{EB} augmente. L'effet de fuite, décrit par l'équation III-32, a pour conséquence une augmentation positive de la chute de potentiel aux bornes de la barrière collectrice par l'application d'une tension V_{EB} positive. La barrière BC s'en trouve modifiée : pour V_{BC} négatif, la hauteur de barrière vue par les électrons diminue, et pour V_{BC} positif la barrière se déforme mais sa hauteur par rapport au niveau de Fermi de la base reste constante. La variation normalisée observée de I_{EC} semble être une conséquence de cet effet de modification de barrière, dont la hauteur contrôle directement le rendement de collecte d'électrons chauds.

La variation de I_{EC} avec la tension V_{EB} est également conforme aux attentes théoriques prédites pour un courant d'électrons chauds. On peut déduire des courbes de la Figure III-68 la variation de I_{EC} en fonction de la tension d'injection pour une tension V_{BC} nulle (Figure III-70).

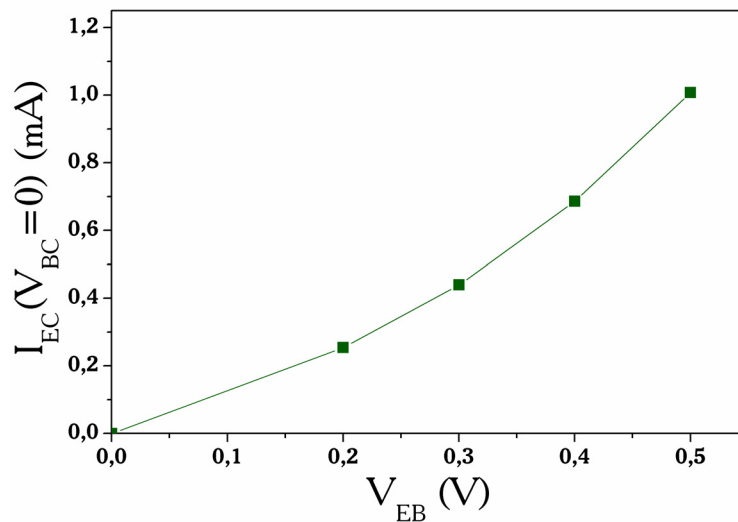


Figure III-70 : Variation du courant I_{EC} en fonction de la tension d'injection V_{EB} pour une tension V_{BC} nulle.

Cette variation, à comparer à celle obtenue avec les échantillons comportant de l'yttrium sur la Figure III-62, est en accord avec les approches théoriques qui prévoient une dépendance exponentielle du courant d'électrons chauds avec V_{EB} pour les tensions positives [Hehn01, Lacour02c]. La modélisation du courant de fuite prévoit, a contrario, une dépendance linéaire avec V_{EB} du courant collecté lorsque V_{BC} est nul. Les valeurs du courant I_{EC} sont cependant trop importantes pour ne provenir que du courant d'électrons chauds. Que cela soit dans sa dépendance avec V_{EB} ou avec V_{BC} , I_{EC} présente donc une contribution de courant de fuite, mais également des variations caractéristiques d'un courant d'électrons chauds.

III.2.2.4. Conclusion sur la détection d'électrons chauds

La détection d'électrons chauds dans les systèmes à doubles jonctions tunnel est donc voilée par des courants de fuites difficiles à faire disparaître expérimentalement, à moins d'analyses de données postérieures aux mesures. Les échantillons à barrière d'yttrium ont permis de bien cerner ces problèmes de fuites. Le courant collecté dans le dispositif ne provient pas exclusivement du courant d'électrons chauds issu directement de l'électrode émettrice et du courant tunnel normal de la jonction collectrice, comme cela est intuitivement attendu. Le courant tunnel émis de la jonction d'injection et relaxé au niveau de Fermi dans la base est scindé en deux composantes : le courant de base lié directement à la masse, et le courant collecté, via la barrière collectrice. L'origine de cet effet est l'existence d'une résistance d'accès de la base non négligeable comparée à la résistance de la barrière collectrice. Nous avons pu modéliser ces fuites et extraire les contributions du courant d'électrons chauds au courant total

mesuré. Ce courant d'électrons chauds présente des caractéristiques en accord avec les attentes théoriques et est clairement détecté, essentiellement dans les échantillons comprenant d'épaisses barrières de tantale. Le courant d'électrons chauds augmente lorsque les tensions d'émission ou de collecte croissent. Cependant, même si ce courant se manifeste, il coexiste toujours avec de forts courants de fuites, et ne prédomine pas dans les courants bruts collectés. La proportion de courant d'électrons chauds par rapport au courant émis, c'est-à-dire le facteur de transfert I_{EC}/I_E , ne peut être ici déterminé quantitativement, nous verrons qu'une estimation peut en être faite grâce aux mesures de magnéto-courant.

III.2.3. Magnéto-courant

Le courant collecté, qu'il soit de nature "chaude" ou "froide", présente des variations avec le champ magnétique : c'est le magnéto-courant. Dans cette partie, nous analysons en détail l'origine de tels effets dans le transistor à double jonction tunnel magnétiques, dans le cas d'un collecteur magnétique et dans le cas d'un collecteur non magnétique. Nous essayons de discriminer les différentes contributions possibles et d'évaluer quantitativement les proportions de courant de fuite et de courant d'électrons chauds. Les mesures présentées dans cette partie ont été effectuées avec le dispositif utilisant une détection synchrone, Figure III-54.

III.2.3.1. Double jonction tunnel magnétique

Dans le cas de double jonction tunnel magnétique (transistor à trois électrodes magnétiques), la polarisation en spin détectée au niveau du collecteur peut trouver plusieurs contributions : la TMR des deux jonctions en séries, le filtrage en spin d'électrons chauds dans la base ou la combinaison de ces phénomènes. On peut supposer, de plus, que le passage par effet tunnel à travers une couche isolante d'électrons chauds d'énergie inférieure à la barrière, est dépendante du spin et suit les mêmes lois (modèle de Jullière) que la TMR classique. Toutefois, on ne connaît pas, a priori, les mécanismes entrant en jeu lorsque les électrons chauds possédant une énergie supérieure à la hauteur de barrière franchissent l'isolant de manière balistique. Il est envisageable que la configuration magnétique des électrodes, ainsi que la nature et la déformation de la barrière jouent également, dans ce cas, un rôle déterminant [Montaigne01], au-delà du simple modèle de Jullière. Le magnéto-courant (MC), défini par l'Équation (I-27), résulte de l'ensemble de ces mécanismes possibles.

Nous avons mesuré ce MC pour une tension collectrice nulle et en faisant varier la tension d'injection V_{EB} . Les courbes du courant collecté en fonction du champ appliqué pour l'échantillon F/YOx./F/AlOx./F sont présentées sur la Figure III-71.

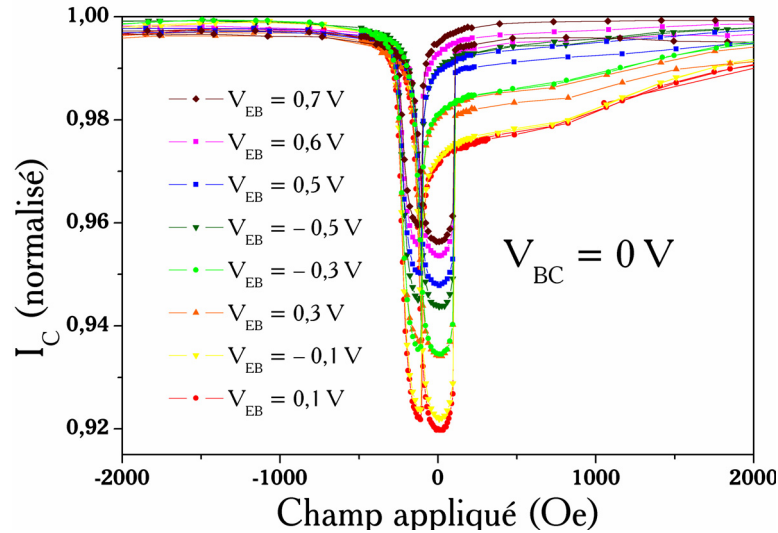


Figure III-71 : Courbes $I_C(H)$, normalisées à haut champ, pour une tension collectrice nulle et à différentes tensions d'injection.

On retrouve sur ces courbes les champs de retournement, correspondant aux trois électrodes magnétiques, détectés sur les courbes $R(H)$ des jonctions mesurées individuellement (Figure III-43). Les retournements opérant à bas champs sont ceux des électrodes intermédiaire (± 80 Oe) et supérieure (-120 Oe et -200 Oe), l'épaulement observé sur certaines courbes vers 1000 Oe correspond au retournement de l'électrode inférieure. L'amplitude totale du MC diminue lorsque la valeur absolue de V_{EB} augmente, l'amplitude de l'épaulement suit également cette variation. Nous avons représenté sur la Figure III-72 les variations du MC avec la tension V_{EB} .

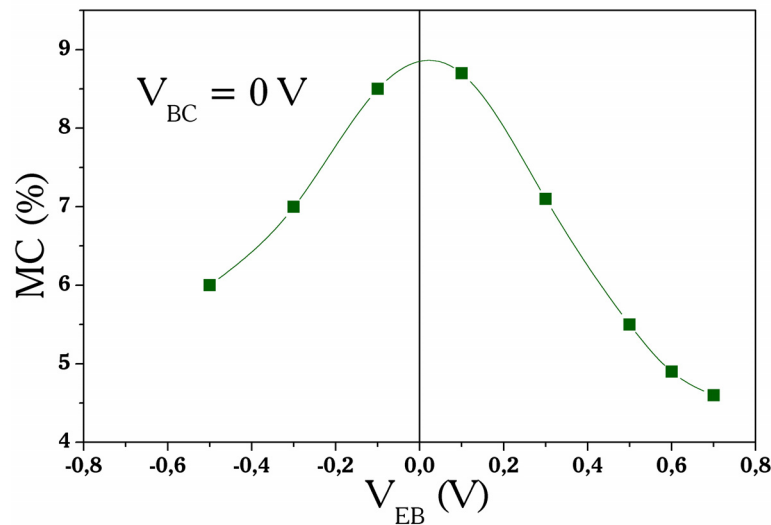


Figure III-72 : Variation du magnéto-courant collecté en fonction de V_{EB} pour $V_{BC}=0$.

La variation du MC semble être dominée par celle de la TMR d'une ou des deux jonctions en série. En effet, aucun effet n'est attendu pour un magnéto-courant d'électrons chauds pour les tensions $V_{EB} < 0$. Au contraire, l'hypothèse d'une fuite comme décrite au paragraphe III.2.2, implique l'observation de l'effet de TMR des deux jonctions dans le courant collecté. Dans ce cas, une partie du courant injecté dans l'émetteur à $V_{EB} < 0$, ne provient pas de la base mais du collecteur. En ce sens, il dépend des configurations magnétiques des trois électrodes et donne lieu à un magnéto-courant. Ceci est corrélé à l'observation de la variation d'amplitude de l'épaule sur les courbes $I(H)$. En effet, plus la tension V_{EB} est importante, plus la chute de potentiel induite aux bornes de la barrière collectrice est forte, ce qui réduit l'effet de TMR de cette barrière, puisque la TMR est plus faible lorsque la tension augmente.

Les effets magnéto-résistifs résultent donc principalement du courant d'électrons froids s'établissant au niveau de Fermi, sans exclure pour autant une contribution minoritaire d'électrons chauds, noté (noté MC_{EC}). Sur la cellule utilisée pour les mesures présentées ci-dessus, la TMR, mesurée à 10mV, des jonctions d'oxyde d'yttrium et d'alumine est de 3,5% et de 9,5% respectivement. Dans l'hypothèse de deux JTM en série (d'après l'équation III-30 qui surestime les valeurs expérimentales), une TMR de 5,1% est attendue, alors que le MC observé atteint presque 9%. D'autre part, la variation du MC avec la tension est beaucoup plus faible que celle des TMR des deux jonctions : celles-ci présentent des valeurs $V_{1/2}$ de l'ordre de 0,3V (§ III.1) alors qu'ici on mesure plus du double. Ces observations tendent à montrer qu'un magnéto-courant d'électrons chauds existe. On peut également interpréter d'autres observations expérimentales en faisant valoir cette hypothèse. Effectivement, l'amplitude du MC total, ainsi que de l'épaule, pour les faibles valeurs de V_{EB} est légèrement supérieure pour les tensions positives que négatives, cette différence étant un signe possible de la dépendance en champ des électrons chauds.

L'étude de la dépendance du MC avec la tension V_{BC} nous permet de mieux quantifier le problème de fuite, et d'estimer en parallèle la possibilité d'obtenir un filtrage en énergie suivant la tension appliquée sur la barrière collectrice. Ici, les courants collectés ainsi que les magnétocourants extraits, lorsqu'une tension V_{BC} est appliquée, ont été obtenus par soustraction d'une mesure à $V_{EB} \neq 0$ et d'une mesure à $V_{EB} = 0$, effectuées l'une après l'autre, pour permettre d'écarter la contribution tunnel de la jonction collectrice.

La Figure III-73 présente la variation avec le champ appliqué de I_C , ainsi que celle du MC avec V_{BC} , pour une cellule de l'échantillon F/YOx./F/AlOx./F dont les TMR individuelles sont de 2,5% (YOx.) et 17% (AlOx.).

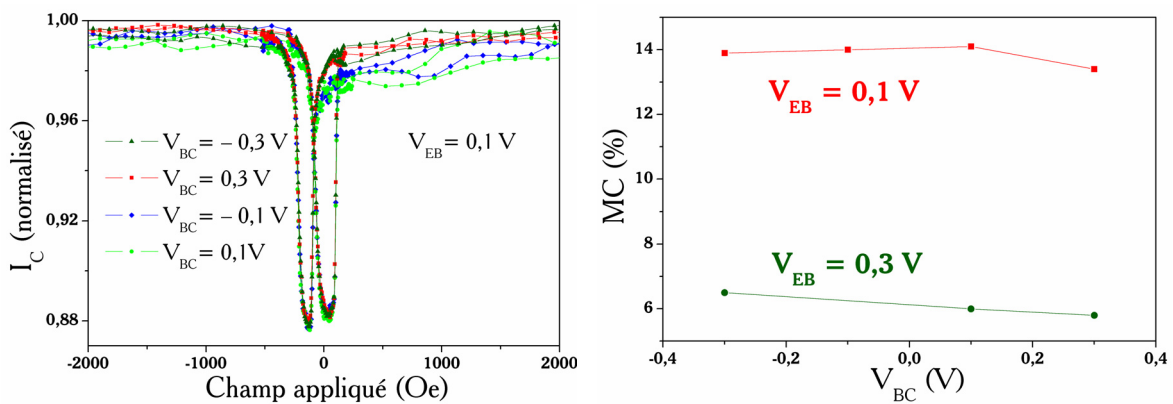


Figure III-73 : Courbes $I_C(H)$ lorsque V_{BC} varie à valeur fixe de V_{EB} (à gauche). Variation du MC avec V_{BC} pour $V_{EB} = 0,1$ V et $0,3$ V (à droite).

L'effet de la tension V_{BC} sur l'épaulement des courbes $I(H)$, c'est-à-dire l'influence de l'électrode collectrice, est le même que celui observé pour V_{EB} . L'amplitude de celui-ci augmente lorsque la tension diminue, ce qui s'explique par la plus forte TMR aux basses tensions. On observe également, de manière moins certaine, une augmentation de son amplitude pour les tensions V_{BC} positives par rapport aux tensions négatives, effet attendu pour un courant d'électrons chauds. Mais l'amplitude totale du MC semble presque constante avec la tension collectrice quelle que soit la tension d'émission. Les contributions au MC demeurent nombreuses et se superposent ; leur importance varie différemment avec la tension, et dépend elle-même des résistances présentes dans le dispositif, il est donc difficile d'extraire de ces mesures des données quantitatives.

III.2.3.2. Double jonction à collecteur non magnétique

Afin de discriminer la part de courant d'électrons chauds, et d'écarter l'effet, difficile à interpréter, de l'électrode collectrice magnétique, des mesures similaires ont été effectuées sur les échantillons F/AlOx./F/TaOx./NM avec un collecteur non magnétique. La dépendance du magnéto-courant collecté avec la tension V_{EB} est présentée sur la Figure III-74.

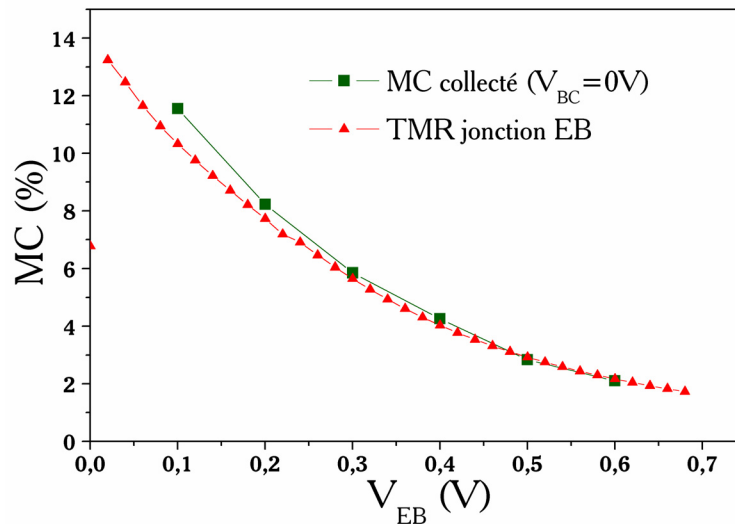


Figure III-74 : Dépendance du magnéto-courant avec la tension émettrice pour l'échantillon F/AlOx./F/TaOX./NM. Nous avons également tracé la TMR mesurée sur la jonction émettrice (mesures à 30K).

La dépendance en champ du courant collecté suit donc tout à fait la même variation avec V_{EB} que la TMR de la jonction d'injection. Ce que l'on mesure donc ici principalement, c'est la fuite du courant émis dans le collecteur. Cependant, le MC présente des valeurs plus grandes que la TMR lorsque V_{EB} diminue. Cet effet ne peut être dû qu'à un phénomène dépendant du spin s'ajoutant à la TMR, vraisemblablement le filtrage en spin des électrons chauds. L'émission d'électrons chauds est plus faible pour les basses tensions, mais l'asymétrie en spin du libre parcours moyen des électrons est plus importante lorsque la tension diminue (voir Figure I-3, Figure I-9, Figure I-12), favorisant le filtrage en spin. La compétition de ces effets masque l'effet du MC_{EC} , mais celui-ci semble toutefois ici se manifester pour certaines tensions. L'échantillon F/AlOx./F/TaOX./NM présente, comme nous l'avons vu, une proportion d'électrons chauds plus importante que celle des échantillons à barrière d'yttrium. Mais cet échantillon est également plus enclin à favoriser les fuites de courant du fait de la faible résistance de la jonction collectrice. A la fois les fuites et le courant d'électrons chauds ont donc

une proportion plus importante dans le courant collecté que le courant tunnel normal, les variations avec la tension correspondantes s'en trouvent amplifiées. Sur la Figure III-75 est représenté la variation $I_C(H)$ pour un exemple de tension, ainsi que la dépendance avec V_{BC} du MC pour différentes tensions d'injection, pour F/AlOx./F/TaOX./NM.

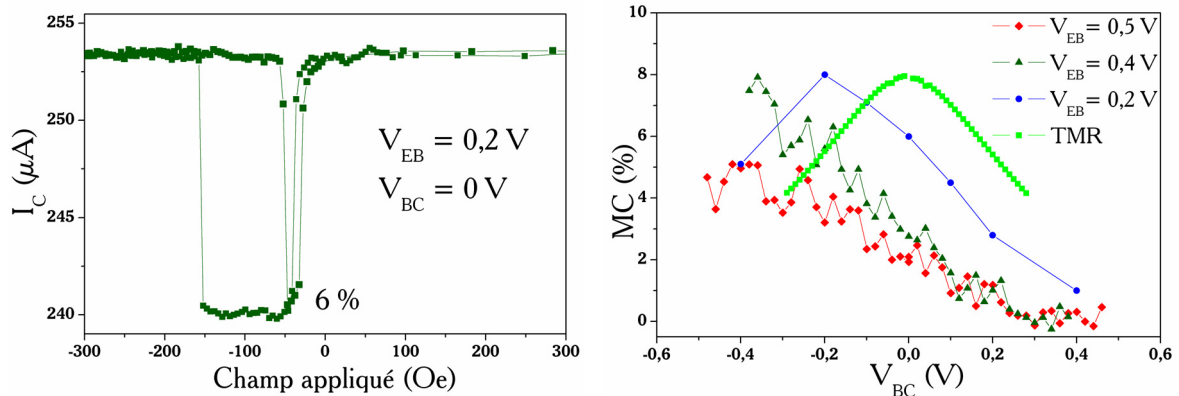


Figure III-75 : A gauche, variation en champ du courant collecté pour $V_{EB}=0,2V$ et $V_{BC}=0V$. A droite, dépendance avec la tension collectrice du magnéto-courant collecté pour différentes tensions V_{EB} . Les courbes à $V_{EB}=0,4$ et $0,5V$ ont été tirées de mesures $I(V)$ tandis que la courbes à $0,2V$, à partir de différentes courbes $I(H)$. Nous avons également tracé la variation de la TMR de la jonction émettrice, dans ce cas, l'axe des abscisses est V_{EB} et non V_{BC} .

Les champs pour lesquels le courant change brusquement correspondent bien aux champs de retournement des électrodes inférieure et intermédiaire détectés par des mesures de TMR à température ambiante sur la jonction d'alumine. Les variations du MC avec la tension peuvent s'interpréter en tenant compte de la contribution du courant de fuite. En effet, ces courbes semblent être les répliques de la dépendance en tension de la TMR, décalées vers les tensions négatives. Pour une tension V_{EB} quelconque, la tension V_{BC} a pour effet d'imposer une chute de potentiel aux bornes de la barrière qui s'ajoute à celle de V_{EB} . Pour $V_{EB}=0,2V$ par exemple, la tension nulle aux bornes de la barrière émettrice, c'est-à-dire celle pour laquelle la TMR est maximale, s'obtient donc pour une tension V_{BC} négative, ce que l'on observe expérimentalement vers $0,2V$. Ce décalage n'est pas une simple translation en tension, mais dépend lui-même de la tension V_{BC} . Il est d'autant plus important que V_{EB} est grand, en accord avec les différentes courbes observées.

Même si l'allure globale de la courbe $MC(V_{BC})$ est dominée par cet effet de fuite, une analyse plus fine prouve, comme pour les variations avec la tension d'émission, que d'autres contributions se manifestent, comme le MC_{EC} qui a pour origine la polarisation des électrons

chauds. Le maximum de 8% du MC, ce qui correspond également au maximum de la TMR à tension nulle mesuré par $I(V)$ ou $R(H)$ pour cet échantillon à 295K, est obtenu pour $V_{BC} = -0,2V$. Cette tension, associée à $V_{EB} = 0,2V$, ne peut être suffisante pour permettre une tension nulle aux bornes de la barrière d'alumine, car cela signifierait une répartition quasi-totale de la tension V_{BC} sur la branche EB du circuit. D'autre part, la TMR à 0,2V est de 5,4%, et le MC collecté, pour une même tension d'injection et pour $V_{BC} = 0V$, est de 6%. Ces augmentations du MC par rapport à ce que l'on pourrait attendre de l'effet de fuite montrent l'existence d'une source de polarisation du courant supplémentaire et sont le signe du MC_{EC} . La dépendance du MC avec la tension peut aussi se comprendre par le filtrage des électrons chauds avec la barrière collectrice. Lorsque V_{BC} augmente dans les valeurs négatives, la hauteur de barrière augmente et ainsi, le filtrage en énergie qu'opère la barrière favorise la collecte des électrons de spins majoritaires, qui ont gardé des énergies plus grandes que les spins minoritaires du fait du filtrage en spin dans la base. Malgré une diminution de l'intensité du courant d'électrons chauds collecté, sa polarisation en spin croît, augmentant le MC observé. Aux tensions V_{BC} positives, la hauteur de la barrière collectrice reste constante, et le courant collecté garde la même polarisation, ce qui pourrait expliquer la légère diminution de la pente des courbes $MC(V_{BC})$ pour $V_{BC} > 0$.

Le magnéto-courant collecté est donc dominé par la mesure du courant de fuite dont la polarisation est donnée par la TMR de la jonction émettrice, mais des effets plus faibles, dus à la polarisation en spin d'un courant d'électrons chauds, contribuent aussi au signal magnéto-résistif total. Une interprétation théorique du système est nécessaire pour comprendre de manière plus quantitative le rôle de chaque contribution au courant observé.

III.2.3.3. Estimation du taux de transfert

Le courant mesuré aux bornes de la jonction collectrice peut avoir trois types de contribution. Si une chute de potentiel existe aux bornes de la barrière, due à l'application de V_{BC} , un courant tunnel normal I_T apparaît, qui ne dépend pas du champ magnétique dans le cas d'un collecteur non magnétique. Le courant de fuite I_F apparaît lorsque la tension V_{EB} polarise les deux jonctions, les électrons ayant franchi la barrière émettrice par effet tunnel et étant collectés, contribuent à la polarisation en spin du courant mesuré. Enfin, le courant d'électrons chauds I_{EC} injecté dans la base, peut traverser celle-ci et la barrière BC avant d'être collecté. La polarisation en spin de ce courant provient de l'effet de TMR de la première jonction et du filtrage en spin du courant d'électrons chauds dans la base.

Bien que non polarisé en spin, le courant I_T peut contribuer de manière indirecte au MC collecté. En effet, si on partage le courant total collecté en une contribution polarisée I^P ou I^{AP} et une contribution non polarisée I_T , le magnéto-courant, (I-27), s'écrit maintenant :

$$MC = \frac{(I^P + I_T) - (I^{AP} + I_T)}{I^{AP} + I_T} = \frac{I^P - I^{AP}}{I^{AP} + I_T} \quad (\text{III-33})$$

Pour $I_T > 0$, le courant tunnel va contribuer à faire baisser le MC effectif, alors que pour $I_T < 0$ le MC va augmenter. Cette contribution donnerait la même allure générale de décroissance de la courbe $MC(V_{BC})$ sur la Figure III-75. Mais nous avons tenté d'écarter cet effet en déterminant chaque point du courant collecté par une soustraction au courant total du courant I_T mesuré pour une polarisation V_{EB} nulle. En dehors d'effets mineurs, ce courant ne doit donc pas contribuer à la dépendance en champ du courant collecté.

Le courant collecté I_C contribuant au MC total a donc deux contributions :

$$I_C = I_F + I_{EC} \quad (\text{III-34})$$

Pour quantifier la contribution du courant d'électrons chauds, on définit η comme étant sa proportion par rapport au courant total :

$$I_{EC} = \eta \cdot I_C \quad (\text{III-35})$$

Dans ces conditions on peut écrire le MC comme deux contributions, celle de la TMR de la jonction d'injection et celle du courant d'électrons chauds MC_{EC} :

$$MC = \frac{(I_F^P + I_{EC}^P) - (I_F^{AP} + I_{EC}^{AP})}{I_F^{AP} + I_{EC}^{AP}} = \frac{I_F^P - I_F^{AP}}{\frac{1}{1-\eta} I_F^{AP}} + \frac{I_{EC}^P - I_{EC}^{AP}}{\frac{1}{\eta} I_{EC}^{AP}} \quad (\text{III-36})$$

Soit

$$MC = (1 - \eta) \cdot TMR + \eta MC_{EC} \quad (\text{III-37})$$

Le facteur η quantifie donc la contribution du courant d'électrons chauds polarisé en spin dans le MC total.

On peut estimer le MC_{EC} attendu, à partir de la TMR expérimentale et en supposant un filtrage en spin parfait des électrons chauds par la base et la barrière collectrice. Le courant injecté dans la base est proportionnel aux nombres de spin des deux populations des électrodes émetteur et base (voir chapitre I.1.2). Les électrons injectés relaxent dans la base et l'asymétrie en spin des libres parcours moyens des électrons dans la base a pour effet de polariser le courant collecté. Si on suppose une atténuation exponentielle des énergies électroniques (chapitre I.2.3), les deux canaux de courant peuvent s'écrire :

$$I_C^P \propto N_E^\uparrow N_B^\uparrow \cdot e^{-\frac{z}{\lambda_\uparrow}} + N_E^\downarrow N_B^\downarrow \cdot e^{-\frac{z}{\lambda_\downarrow}} \quad (\text{III-38})$$

$$I_C^{AP} \propto N_E^\downarrow N_B^\uparrow \cdot e^{-\frac{z}{\lambda_\uparrow}} + N_E^\uparrow N_B^\downarrow \cdot e^{-\frac{z}{\lambda_\downarrow}}$$

où $N^{\uparrow(\downarrow)}$ est le nombre de spin de direction $\uparrow(\downarrow)$, λ le libre parcours moyen et z la direction perpendiculaire aux couches. Un filtrage parfait des spins signifie, si on a une épaisseur de base telle que $\lambda_\downarrow < d_B < \lambda_\uparrow$, qu'aucun spin \downarrow n'est collecté, c'est-à-dire que les termes exponentiels de spin \downarrow sont négligeables par rapport à ceux de spin \uparrow . Le MC_{EC} s'écrit alors :

$$MC_{EC} = \frac{N_E^\uparrow - N_E^\downarrow}{N_E^\downarrow} \quad (\text{III-39})$$

Ce qui s'écrit en fonction de la polarisation, définie Équation (I-3) :

$$MC_{EC} = \frac{2P}{1-P} \quad (\text{III-40})$$

Si on prend l'exemple expérimental d'une TMR de 5,4% à 0,2V, la polarisation en spin correspondante du courant émis est de 16,2%. Une telle polarisation associée au filtrage engendre alors un MC_{EC} calculé de 38,7%. La valeur du MC observé de 6% provient donc de la contribution de 5,4% de la fuite de TMR et des 38,7% de l'effet d'électrons chauds. Le facteur η ainsi estimé n'est alors que de 1,8%. Cette faible valeur explique la très forte domination du courant de fuite dans toutes nos données expérimentales. Ne variant pas de la même façon que I_T ou I_F avec les tensions, le courant d'électrons chauds a pu cependant être détecté dans certaines conditions, malgré sa faible participation au courant total.

A partir de cette estimation du taux d'électrons chauds, il est possible de déterminer le facteur de transmission du transistor pour l'exemple de l'échantillon dont les mesures sont présentées Figure III-75. Le courant de base mesuré, lorsqu'une tension de 0,2V est appliquée à la jonction émettrice d'alumine, est de $6,71 \cdot 10^4$ A. Le courant collecté, dans ce cas et pour $V_{BC}=0V$, est lui de $2,53 \cdot 10^4$ A. Le taux de transfert est alors :

$$\frac{I_{EC}}{I_E} = \frac{\eta I_C}{I_B + I_C} = 4,9 \cdot 10^{-3} \quad (\text{III-41})$$

Malgré la faible proportion d'électrons chauds collectés, le taux de transfert du transistor magnétique à double jonction tunnel reste important au regard de ceux du transistor à vanne de spin ou du transistor tunnel magnétique. Ce résultat provient de la nature même du dispositif et de la flexibilité qu'offrent les barrières tunnel sur le choix de leurs résistances, ce

qui n'existe pas pour les barrières Schottky. En effet, les variations possibles de hauteur ou de résistance des barrières, en changeant leur nature et leur épaisseur, permettent de choisir une configuration optimale, avec un courant de base faible, mais créant un courant d'électrons chauds suffisant, associé à un fort courant collecté. Cependant, si cette estimation du taux de transfert reste attractive, il est prévisible qu'une configuration de résistances donnant un plus fort signal d'électrons chauds, c'est-à-dire une plus forte résistance collectrice et un plus fort courant d'injection, entraîne parallèlement une chute du taux de transfert. L'obtention simultanée d'un fort MC et d'un fort taux de transfert reste attachée à un compromis difficile à mettre en œuvre.

III.2.4. Bilan et perspective

L'ensemble des mesures en configuration transistor sur le dispositif à double jonction tunnel n'a pas donné de résultats en accord avec les attentes théoriques sur ce type de structure. En particulier la forte asymétrie du courant collecté avec la tension d'injection et le fort magnéto-courant prédits n'ont pu être mis en évidence. La cause principale de ces résultats est l'apparition d'une fuite de courant, qui masque les effets du courant d'électrons chauds. Cette fuite est bien comprise mais reste difficile à écarter puisqu'elle est intrinsèque au système. Cependant, sur toutes nos courbes expérimentales, aussi bien variation avec la tension que dépendance avec le champ magnétique, certaines variations ne sont pas imputables à cet effet de fuite mais bien à l'existence d'un courant d'électrons chauds. Ces effets coexistent avec d'autres contributions dominantes, et sont donc mis plus clairement en évidence grâce à des analyses de données postérieures aux mesures. Un simple modèle théorique permet de comprendre les origines possibles du courant collecté et de quantifier l'importance du courant d'électrons chauds dans le courant total collecté.

En l'état, le dispositif n'est pas utilisable, en particulier pour les applications de type MRAM évoquées au paragraphe I.5.1. En effet, les deux fonctions recherchées, stockage de l'information et sélection du courant ne sont pas remplies. Même si les effets de TMR suffisent à la réalisation de mémoires binaires, l'asymétrie du courant est beaucoup trop faible pour les applications. Les difficultés rencontrées sont inhérentes au dispositif lui-même ; surmonter les problèmes demande le perfectionnement de la partie technologique de l'élaboration des échantillons afin d'améliorer la qualité des mesures électriques, mais aussi de résoudre les problèmes de croissance d'échantillons et en particulier l'élaboration de barrières épaisses.

Conclusion

Sur ce dont on ne peut parler, il faut garder le silence.
Ludwig Wittgenstein, *Tractatus logico-philosophicus*.

La vérité ne peut que se mi-dire.
Jacques Lacan.

L'objectif final de ce travail de thèse a été la collecte d'un magnéto-courant provenant de l'émission d'un courant d'électrons chauds dans le transistor magnétique à base de double jonction tunnel. Dans le cadre de l'Unité mixte de physique CNRS/Thales, nous avons donc mené des travaux sur l'élaboration, la structuration et les mesures des propriétés magnétiques et électriques des transistors. Pour cela, nous avons développé des méthodes de prises de contacts électriques originales, puis obtenu et analysé des résultats inédits de transport dépendant du spin dans les doubles jonctions tunnel.

Les étapes techniques de lithographie et de gravure étant cruciales pour l'obtention d'une bonne qualité électriques des échantillons, nous avons poussé leur développement afin d'obtenir une bonne compréhension des phénomènes mis en jeu dans ces techniques. Ainsi, nous avons pu mettre en œuvre une technique innovante de prise de contact des trois électrodes d'une double jonction tunnel. Nous avons montré que la gravure des couches entraînait une dégradation des barrières tunnel et ainsi influençait les propriétés de transport des échantillons. Ces dégradations ont pu être évitées grâce à l'utilisation d'une détection de fin de gravure en temps réel par spectrométrie de masse et d'une gravure chimique sélective.

Grâce aux trois contacts sur les doubles jonctions tunnel, il nous a été possible de mesurer les deux jonctions tunnel individuellement ou en série. La comparaison de ces deux types de mesures, impossible dans le cas de lithographie classique à deux contacts, nous a permis de contrôler les propriétés individuelles des jonctions suivant leur position, inférieure ou supérieure, dans une double jonction tunnel magnétique. Nous avons montré que les propriétés de magnétorésistance tunnel d'une double jonction tunnel magnétique étaient légèrement différentes de la mise en série de deux jonctions tunnel seules.

Des mesures en configuration transistor ont été réalisées afin de mettre en évidence l'injection d'électrons chauds dans le dispositif et la collecte d'un magnéto-courant lié à cette injection. Des

signes clairs d'un courant d'électrons chauds ont été mis en évidence en faisant varier les tensions d'émission ou de collecte, malgré la coexistence d'un courant de fuite collecté souvent dominant. Par des analyses de données postérieures aux mesures nous avons pu extraire les variations de ce courant d'électrons chauds avec la tension. Grâce aux mesures de magnéto-courant, nous avons pu déterminer la proportion de courant d'électrons chauds par rapport au courant collecté total. On estime la contribution des électrons chauds au courant de l'ordre de quelques pourcents ; le signal d'électrons chauds et le magnéto-courant associé ont pu cependant être détectés grâce à des variations avec la tension différentes du courant de fuite.

L'origine des courants de fuites est lié à l'existence d'une résistance d'amenée de courant dans la base, celle-ci n'étant pas négligeable face à la résistance de la jonction collectrice. Afin d'augmenter la contribution du courant d'électrons chauds par rapport à ce courant de fuite, il est possible d'accroître la tension d'injection pour émettre plus d'électrons à plus hautes énergies. Mais la tension appliquée aux bornes de barrières tunnel est limitée par la tension de claquage. Il ne nous a donc pas été possible de varier de manière trop importante cette tension. Une forte différence de hauteur des deux barrières est aussi un point important pour une bonne collecte d'électrons chauds, c'est pourquoi nous avons utilisé les barrières d'alumine, d'oxyde d'yttrium et de tantale. L'obtention de barrières de hauteurs encore plus hautes ou plus basses demanderait le développement de la croissance de nouveaux matériaux isolants qui demandent un grand investissement. Le point majeur sur lequel devraient porter les efforts pour améliorer le dispositif est l'obtention de barrière collectrice de forte résistance pour limiter le courant de fuite, ce qui demande l'élaboration de barrières de grande épaisseur. L'utilisation de barrières épaisses d'yttrium ou de tantale oxydés n'a pas été concluante du fait de qualités de barrière médiocres, la croissance de barrières tunnel épaisses étant difficile par nature. En effet, pour réaliser de telle barrière, il est possible de déposer un oxyde ou d'oxyder un métal déjà déposé, mais il a été montré que ces deux méthodes présentent des difficultés. Le dépôt d'alumine à partir d'une cible d'oxyde ne permet pas d'obtenir d'effet de magnétorésistance tunnel bien reproductible et d'amplitude importante. Les causes de ce phénomène semblent être la présence de zones non stoechiométriques au sein de la barrière [Nassar99, Plaskett97]. La réalisation de barrières épaisses par oxydation du métal pose aussi des problèmes. L'oxydation est un processus qui présente une limite asymptotique en épaisseur, il est donc difficile de réaliser des barrières homogènes de plus de 2 ou 3nm. On pourrait penser répéter l'opération de dépôt métallique puis d'oxydation plusieurs fois, mais un métal, déposé sur une couche d'alumine par exemple, ne croît pas à deux dimensions mais forme des agrégats [Carrey01], ce qui rend impossible l'élaboration de barrières planes. La réalisation de barrières épaisses, étape importante pour l'amélioration du transistor magnétique à double jonction tunnel, est donc encore dépendante de savoir-faire non maîtrisés. Une diminution de la résistance de base peut également être obtenue par une redéfinition de la géométrie de la

structure, afin de réduire au maximum la résistance d'amenée de courant. En particulier, l'utilisation de nouveaux masques de lithographie pourrait permettre une réduction de la taille des jonctions afin d'accroître leur résistance, et la définition de deux prises de contact sur chaque électrode permettant des mesures en quatre pointes. Enfin, d'autres dispositifs, de structures proches au transistor présenté ici, peuvent être envisagés en vue des mêmes types de fonctions si ces premiers problèmes sont résolus. L'utilisation d'une diode Schottky comme émetteur et d'une jonction tunnel comme collecteur (structure opposée au transistor tunnel magnétique) pourrait permettre une injection d'un fort courant sans être limité par la fragilité de la barrière, le collecteur offrant les avantages d'une jonction tunnel.

Annexe : procédé technologique

Déroulement des étapes

Chaque étape de lithographie nécessite une préparation préalable de l'échantillon particulière, ainsi qu'un nettoyage final. Avant d'enduire l'échantillon de résine, il doit être propre et présenter le moins possible de poussières ou aspérités sur sa surface. Une préparation chimique en salle blanche est donc nécessaire. L'échantillon est donc trempé dans un produit dégraissant puis dans des solvants, acétone et propanol, afin d'éliminer les traces de matières organiques et de poussières. On y dépose ensuite la résine, qui, grâce à un procédé de centrifugation, se dépose en couche mince de $1,3\mu\text{m}$. Cette résine doit être recuite sur une plaque chauffante à 90°C afin d'en évaporer le solvant. L'échantillon peut alors subir une insolation de 35mJ à travers le masque de lithographie. Afin de révéler la résine insolée, un produit développeur (de pH fortement basique), permet de dissoudre sélectivement les parties de la résine insolée en laissant intact le reste de la résine. Ainsi préparé, l'échantillon peut être gravé sur les parties sans résine. Après gravure la résine restante est dissoute dans l'acétone, laissant l'échantillon prêt pour la prochaine étape. Ce procédé est utilisé pour chaque étape de lithographie, à l'exception de la cinquième comme nous allons le voir.

Afin de se représenter plus précisément la géométrie des doubles jonctions une fois structurées, des schémas représentant l'échantillon à chaque étape du procédé technologique sont présentés sur les figures suivantes.

La première étape consiste à définir, à partir de l'échantillon en pleine plaque, la JTM supérieure. La gravure associée à cette étape doit donc s'arrêter après la première barrière, dans l'électrode intermédiaire (Figure III-76).

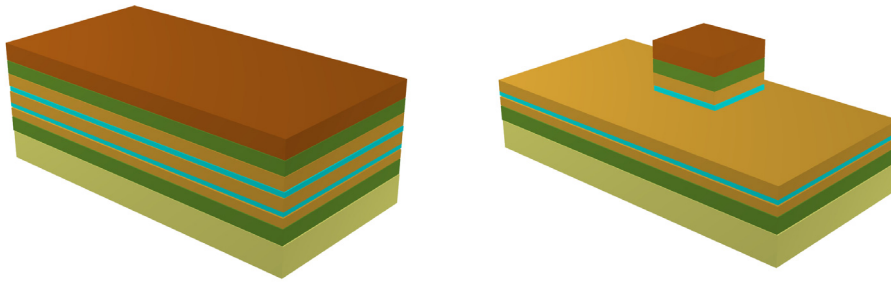


Figure III-76 : Schéma de l'échantillon avant (à gauche), et après (à droite) la première étape de lithographie et de gravure. La couche brune représente une couche de protection, la couche verte un antiferromagnétique, les couches orangées sont les électrodes ferromagnétiques et les fines couches bleues les barrières isolantes.

La deuxième étape est similaire à la première, la jonction définie étant plus étendue (Figure I-77).

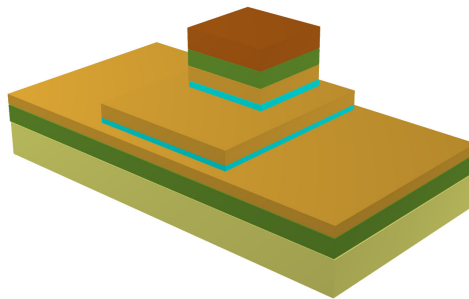


Figure I-77 : Deuxième étape : la gravure s'arrête après la seconde barrière.

La troisième étape est moins délicate à réaliser puisque la forme donnée à l'électrode inférieure est un ordre de grandeur plus grand que les électrodes supérieures (Figure I-78). On stoppe la gravure dans le substrat, tous les motifs définis sur l'échantillon sont alors séparés par le substrat non-conducteur.

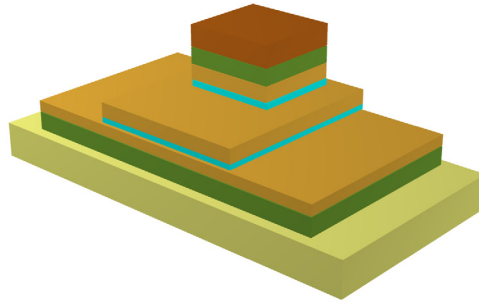


Figure I-78 : Étape 3, on arrête la gravure dans le substrat, dessiné en jaune sable.

Les deux dernières étapes de lithographie sont destinées à prendre des contacts électriques sur chaque électrode. Pour éviter des courts-circuits entre elles, on dépose une couche d'isolant Si_3N_4 sur tout l'échantillon. La quatrième étape permet de définir des trouées verticales dans cet isolant pour prendre les contacts. On dépose le Si_3N_4 par pulvérisation réactive à température ambiante : une cible de silicium est pulvérisée sous un plasma d'azote formant l'isolant. Une couche de 250nm permet d'isoler les couches tout en assurant la transparence de l'isolant, nécessaire pour l'alignement optique de la prochaine étape. Après la définition par lithographie des ouvertures de l'isolant, la gravure du Si_3N_4 est réalisée par gravure sèche réactive. Cette méthode de gravure est plus efficace qu'un bombardement ionique simple sur une couche isolante, et elle permet de plus d'obtenir une gravure sélective de l'élément gravé. En effet, l'isolant est exposé à un plasma de gaz SF_6 qui va réagir avec les atomes de la surface permettant une gravure à la fois "physique" et "chimique". La Figure I-79 présente le schéma de l'échantillon après isolation et après gravure.

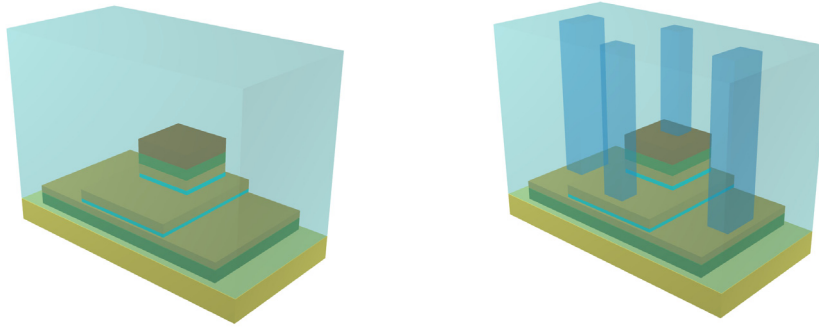


Figure I-79 : Couverture de l'échantillon par une couche isolante (à gauche), puis ouverture de l'isolant à la verticale des électrodes à contacter (à droite).

La cinquième étape consiste à définir la circuiterie de contact. Pour ce faire, la résine est enlevée après lithographie uniquement aux endroits définissant les contacts. Une couche métallique est ensuite déposée sur l'ensemble de l'échantillon. Lors du nettoyage final de la résine dans l'acétone, les parties de métal déposées au-dessus de la résine vont se décoller et se désolidariser des parties déposées sur l'échantillon lui-même. Ce procédé (appelé couramment "lift-off"), nécessite une lithographie particulière. Pour améliorer le décollement de la couche de métal, la partie supérieure de la résine est durcie par une trempe dans du chlorobenzène et un recuit à 80°C. Cette technique permet, après développement, d'obtenir des fronts de résines en forme de casquette, la couche durcie surplombant la couche inférieure de résine. La couche de métal déposée sur cette structure doit pouvoir adhérer à l'échantillon et remplir les ouvertures de l'isolant. On dépose donc par une méthode d'évaporation, 50nm de titane qui permet une bonne adhésion, puis de 250nm d'or. La structure finale ainsi qu'une photographie de l'échantillon sont représentés sur la Figure I-80.

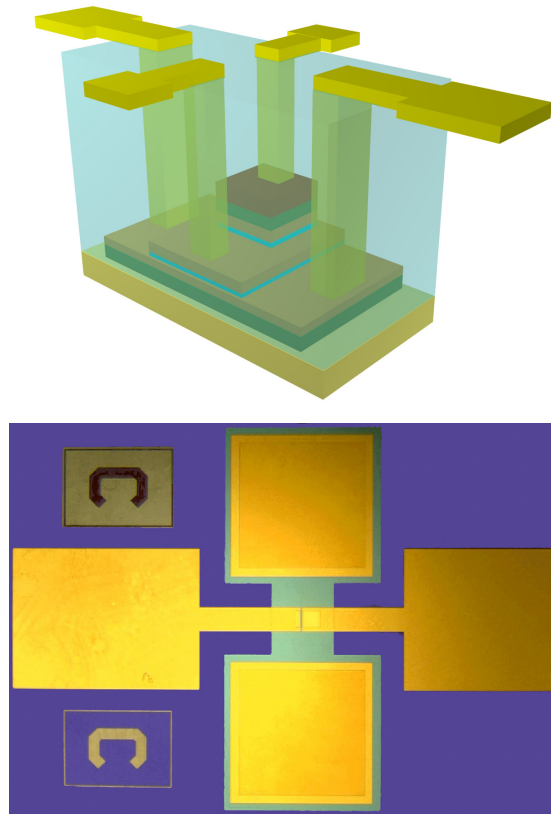


Figure I-80 : Schéma d'un motif en fin de structuration (en haut). En bas, photo d'un motif de type C, l'or des contacts électriques donne la couleur jaune, l'isolant déposé sur le substrat est violet.

Contrôle des étapes par imagerie

La qualité et le fonctionnement de l'ensemble des procédés technologiques sont souvent validés par l'expérience. Plusieurs années de pratique de lithographie à l'UMP ont permis d'affiner les étapes classiques de la lithographie. Pour un procédé appliqué à un échantillon particulier, peu de moyens permettent de contrôler la qualité de chaque étape. Le meilleur moyen de contrôle reste les mesures électriques finales postérieures à toute la lithographie : mais si ces mesures se révèlent mauvaises, la cause reste souvent très imprécise. Néanmoins, il est possible de contrôler les différentes étapes de la lithographie par des prises de photos, via un microscope optique. Des photos de la surface de l'échantillon permettent de suivre les modifications de son état entre deux étapes et de le comparer à d'autres échantillons lithographiés.

Le contrôle de forme et la bonne reproductibilité des motifs à chaque étape est nécessaire avant le passage à l'étape suivante. La Figure I-81 présente les photos des trois premières étapes de lithographie pour les trois motifs A, B, et C. Grâce aux photos, on contrôle également l'alignement des motifs d'une étape à l'autre. Après le développement de la résine et avant la gravure, on vérifie par exemple que le motif du masque 1 est bien centré sur celui du masque 2. Un léger désalignement est possible, mais les motifs ne doivent pas se superposer pour éviter les courts-circuits.

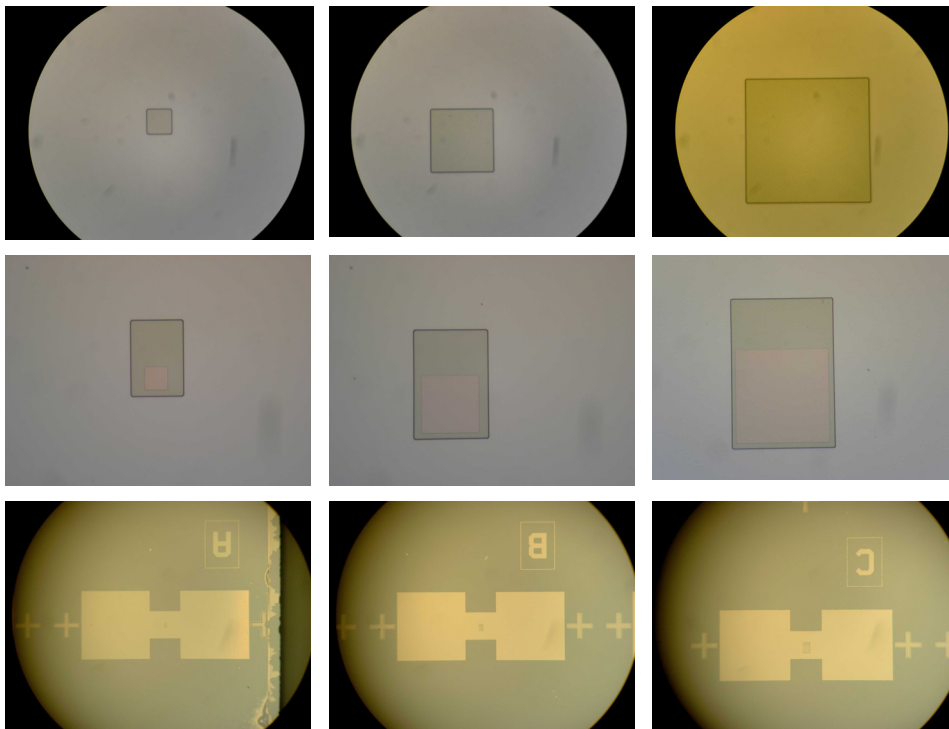


Figure I-81 : Photos des trois types de motifs (A, B, C de gauche à droite) et des trois premières étapes de lithographie après gravure et nettoyage (de haut en bas). Sur une même ligne l'objectif utilisé est identique. Les différences de couleurs de fond sont dues à l'utilisation ou non du flash.

La connaissance des couleurs des motifs est aussi d'une grande utilité pour vérifier la qualité de chaque étape. Elles peuvent être une indication sur la nature du matériau photographié ou de son épaisseur. Sur la deuxième ligne de la figure précédente, on distingue trois couleurs correspondant à trois matériaux ou simplement à leur position dans la multicouche. Ces couleurs ne seront donc pas comparables d'un échantillon à l'autre, mais sont une indication précieuse pour détecter l'avancement de la gravure sur un échantillon. Du fait d'interférences

optiques, de la transparence et de l'épaisseur de la résine et de l'isolant, ces deux matériaux présentent souvent des couleurs vives avec des irisations suivant leur épaisseur. La Figure I-82 montre un échantillon lithographié jusqu'à l'étape 3 (dernière ligne de la Figure I-81) et recouvert d'isolant. Après ouverture de celui-ci grâce à l'étape 4, les couches métalliques apparaissent clairement.

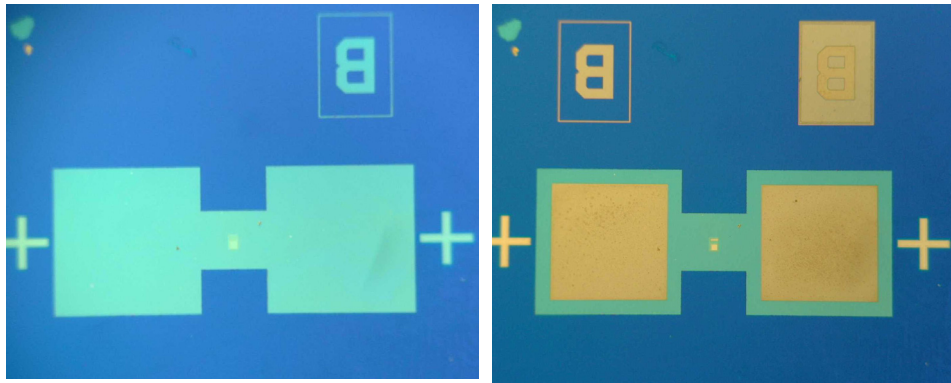


Figure I-82 : Échantillon après isolation, recouvrant d'une couleur bleu toute les couches (à gauche). Après ouverture, les quatre contacts apparaissent clairement.

Les photos facilitent le contrôle du dépôt de résine : le changement de couleur de l'échantillon avant et après résinage doit être homogène sur tous les motifs. La Figure I-83 présente le changement de couleur dû à la résine. Ces informations peuvent permettre de détecter un mauvais développement ou un nettoyage partiel de la résine.

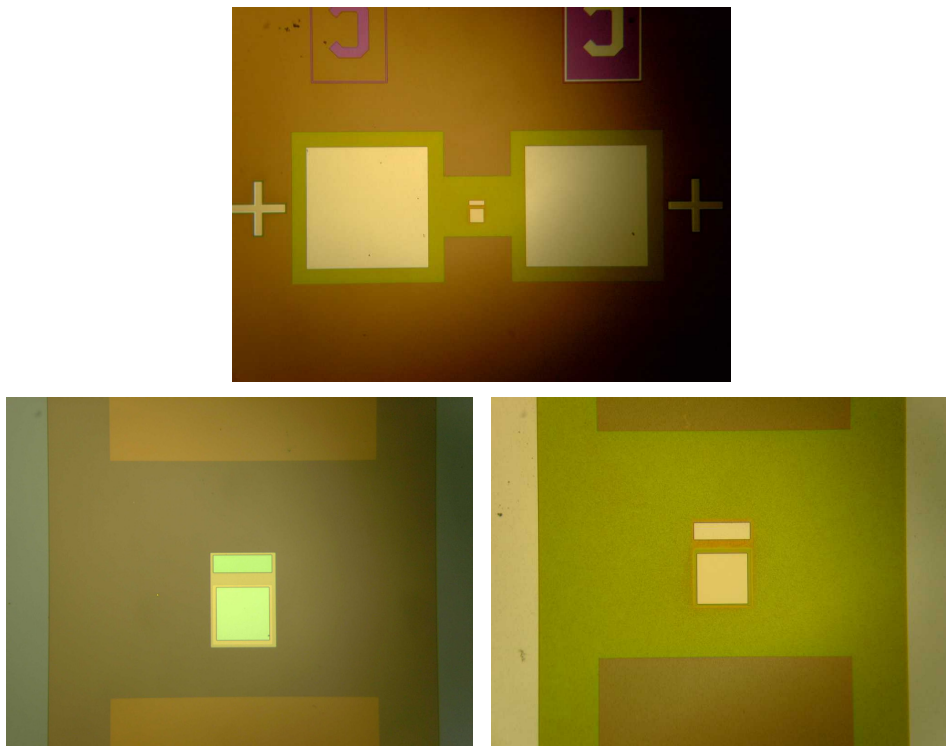


Figure I-83 : En haut : motif C après ouverture de l'isolant. En bas : zoom du même motif que la photo précédente. A gauche, échantillon après résinage de la quatrième étape, à droite, échantillon après ouverture et sans résine.

La cinquième étape, la fabrication de la "casquette", est particulièrement délicate à réaliser et cruciale pour la définition des pattes de câblage. Grâce à un réglage de la netteté du microscope sur différentes hauteurs de la surface de l'échantillon, on peut distinguer deux fronts de résine correspondant à la couche durcie supérieure et à la couche inférieure (Figure I-84).

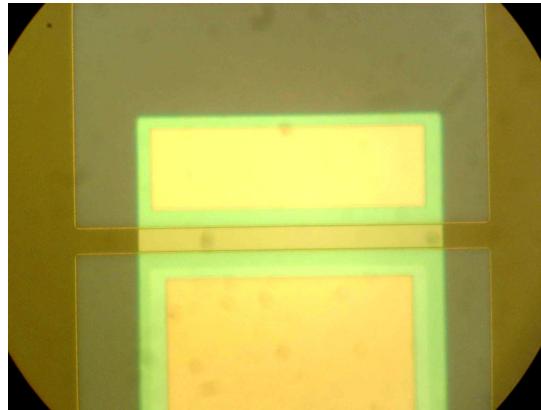


Figure I-84 : La netteté de cette photo est faite sur la partie supérieure de la résine. La résine définissant les pattes de câblage (en haut et en bas), présente un front en deux niveaux, signe de la qualité de la lithographie "casquette".

L'adhérence et la bonne répartition de l'or déposé pour le câblage sont aisément vérifiées grâce à une photo des motifs en fin de lithographie, où l'or se distingue facilement par sa couleur vive (Figure I-80).

Enfin, des photographies de l'échantillon complet (Figure I-85) permettent de garder une trace des motifs qui auraient pu être dégradés au cours de la lithographie, ainsi que les positions respectives des motifs sur le substrat.

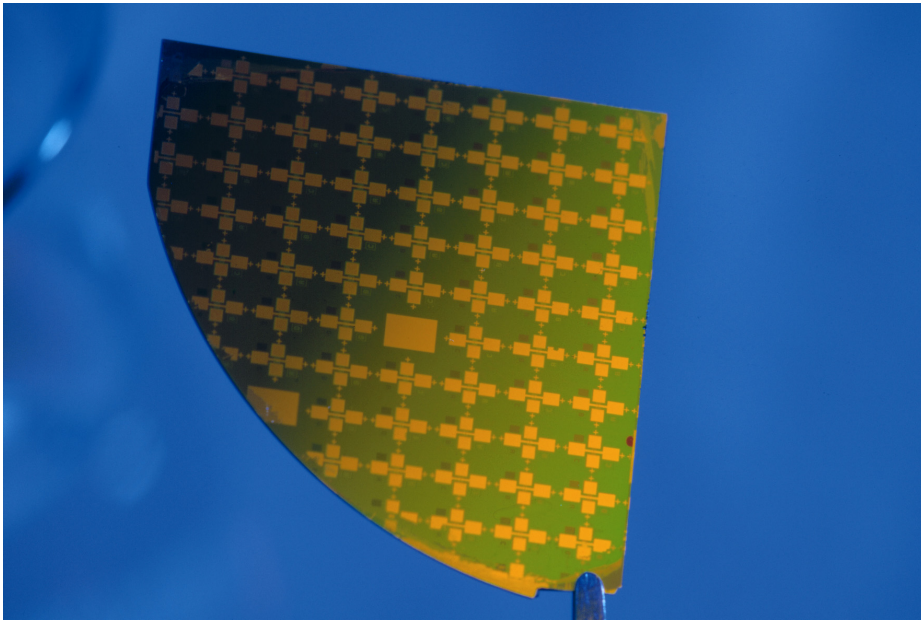


Figure I-85 : Échantillon complet en fin de lithographie¹.

Problèmes liés à la lithographie

De nombreux problèmes peuvent intervenir durant la lithographie. Bénins ou compromettants pour la suite des opérations, il faut tenter de les appréhender pour les résoudre ou du moins en prévoir les conséquences.

Chaque étape de la lithographie peut présenter des défauts qui s'accumulent au cours des étapes. Un défaut dû à une poussière ou à la résine prend de plus en plus d'importance du fait des re-dépôts de résine successifs lors des lithographies suivantes. Il est donc nécessaire de contrôler l'état de toute la surface régulièrement. Les bords de l'échantillon sont assujettis à des dépôts de résine ou insolations inhomogènes, la structuration finale s'en trouvera donc très approximative. Il est par conséquent préférable d'accorder une plus grande confiance aux motifs du centre de l'échantillon.

La dissolution de la résine par l'acétone ou son développement dans le MF319 est souvent source de difficultés. La dissolution peut être incomplète sur les motifs : la résine peut en effet avoir été recuite et durcie lors de la gravure par les fortes tensions présentes dans l'enceinte de gravure. Dans ce cas, il est possible d'aider mécaniquement la dissolution par une agitation de l'échantillon dans l'acétone ou par un bain sous ultrasons. Le développement de la résine doit être précisément minuté pour une énergie d'insolation donnée, afin d'éviter un sur- ou sous-

¹ Cette photo, prise par H. Raguet pour la photothèque du CNRS, a été éditée par l'*Encyclopedia Universalis*, supplément de l'année 2004, page 308.

développement. Un sur-développement peut avoir pour effet de rogner les bords des motifs de résine non insolés. La géométrie des motifs est alors altérée, les motifs les plus petits pouvant totalement disparaître. Au contraire, un développement incomplet laisse des traces de résine qui empêcheront la gravure de la couche sous-jacente (Figure I-86).

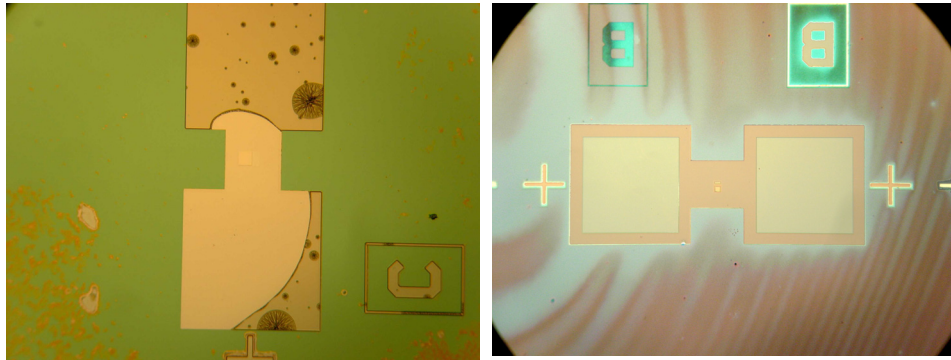


Figure I-86 : Problèmes de lithographie : à gauche, la résine reste par endroit accrochée au motif, à droite, sous-développement de la résine, laissant des traces sur le substrat.

Le développeur étant basique, il arrive que les couches de surfaces soient réactives à ce produit et soient donc détériorées par un sur-développement. De nombreux oxydes sont gravés par le MF319 : en particulier l'alumine comme nous allons le montrer ci-dessous ; le cobalt est également sensible au produit. Lors des dernières étapes et après le dépôt de Si_3N_4 , il se peut que le développeur entraîne un décollement de la couche d'isolant si celle-ci n'a pas une bonne adhérence sur le substrat (Figure I-87). Il convient dans ce cas d'optimiser préalablement les conditions de dépôt d'isolant, afin de s'assurer de son adhérence sur les différents matériaux présents à la surface.

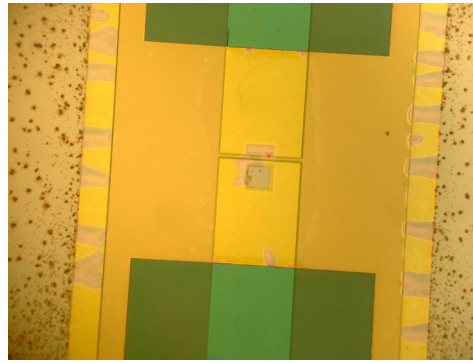


Figure I-87 : Effet du développeur sur le Si_3N_4 : l'isolant se décolle formant des bulles ou disparaissant totalement par endroits.

La gravure réactive de l'isolant peut graver également les métaux malgré son caractère sélectif, si le temps de gravure optimal est dépassé. D'ordre général, une sur-gravure de l'ordre de la minute ne grave pas complètement les couches métalliques de la multicouche. L'altération est facilement identifiable et ne pose pas de problème pour les étapes suivantes de lithographie (Figure I-88).

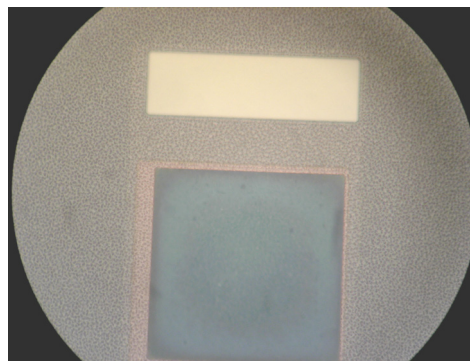


Figure I-88 : La gravure sèche réactive de l'isolant peut entraîner une modification de la surface des métaux sous-jacents : une structure granulaire apparaît.

Lors de la préparation de la lithographie "casquette", il est possible que la couche de résine durcie lors du recuit présente des craquelures, essentiellement sur les bords de l'échantillon. Ces effets ne sont pas gênants pour le "lift-off" qui va suivre, à moins qu'une craquelure ne passe exactement au centre des contacts des jonctions tunnel, auquel cas il faut recommencer le résinage. Enfin, un alignement précis des motifs et une bonne casquette de résine sont indispensables pour permettre le décollement de la couche d'or à la fin de la structuration. Si ce dernier est difficile, une trempe prolongée dans l'acétone et l'utilisation d'ultrasons intenses sont les seuls recours pour finaliser la structuration.

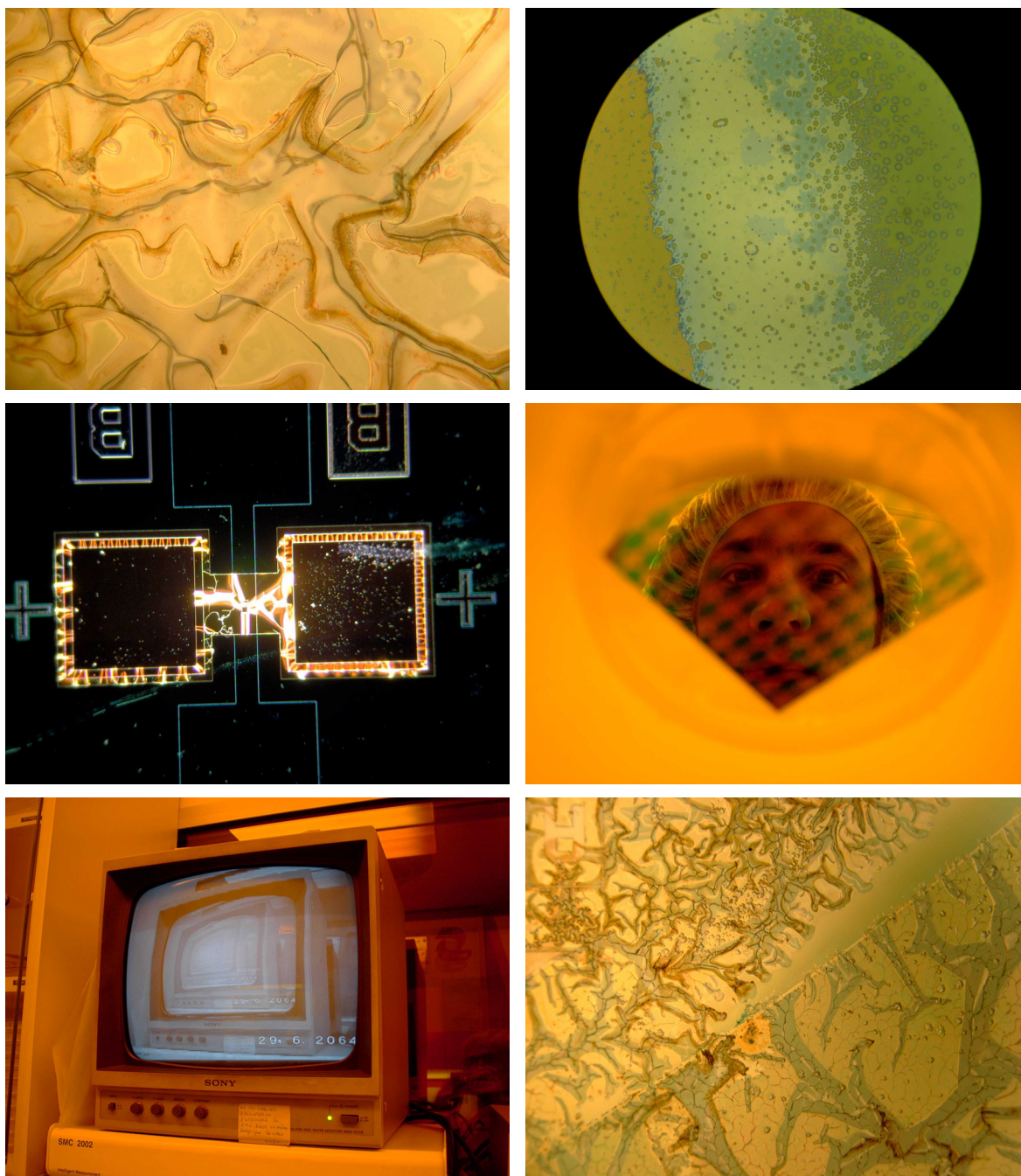


Figure I-89 : Effet du travail en salle blanche : hallucinations, échantillons ou réalité ?

Bibliographie

1. [Aeschlimann97] Aeschlimann M., M. Bauer, S. Pawlik, W. Weber, R. Burgermeister, D. Oberli et H. C. Siegmann, *Ultrafast spin-dependent electron dynamics in fcc Co*, Phys. Rev. Lett. **79**, 5158 (1997).
2. [Agius90] Agius B., M. Froment, F. Abel, L. Beaunier, G. Blaise, L. Bosio, G. Hollinger, A. Huber, A. Hogot-Le Goff, J. Klein, P. Pertosa et L. Porte, *Surfaces, interfaces et films minces. Observation et analyse* (Bordas, Dunod, Paris, 1990)
3. [Allen87] Allen P. B., *Theory of thermal relaxation of electrons in metals*, Phys. Rev. Lett. **59**, 1460 (1987).
4. [Anil Kumar00] Anil Kumar P. S., R. Jansen, O. M. J. v. t. Erve, R. Vlutters, P. d. Haan et J. C. Lodder, *Low-field magnetocurrent above 200% in a spin-valve transistor at room temperature*, J. Magn. Magn. Mater. **214**, L1 (2000).
5. [Ashcroft76] Ashcroft N. W. et N. D. Mermin, *Solid state physics* (Saunders College, Philadelphia, 1976)
6. [Auger26] Auger P., Ann. Phys. (Paris) **6**, 183 (1926).
7. [Bardeen61] Bardeen J., Phys. Rev. Lett. **6**, 57 (1961).
8. [Barnas98] Barnas J. et A. Fert, *Magnetoresistance oscillations due to charging effects in double ferromagnetic tunnel junctions*, Phys. Rev. Lett. **80**, 1058 (1998).
9. [Bell88] Bell L. D. et W. J. Kaiser, *Observation of interface band structure by ballistic-electron-emission microscopy*, Phys. Rev. Lett. **61**, 2368 (1988).
10. [Bibes03] Bibes M., K. Bouzehouane, M. Besse, A. Barthélémy, S. Fusil, M. Bowen, P. Seneor, J.-P. Contour et A. Fert, *Tunnel magnetoresistance in nanojunctions based on Sr₂FeMoO₆*, Appl. Phys. Lett. **83**, 2629 (2003).
11. [Bobo04] Bobo J. F., L. Gabillet et M. Bibes, *Recent advances in nanomagnetism and spin electronics*, J. Phys. : Condens. Matter **16**, S471 (2004).
12. [Boeve01] Boeve H. et G. Borghs, *Low-resistance magnetic tunnel junctions by in situ natural oxidation*, J. Appl. Phys. **89**, 482 (2001).
13. [Bowen03] Bowen M., *Experimental insights into spin-polarised solid state tunneling*, (Thèse de l'Université Paris 11, 2003).

14. [Bowen03] Bowen M., M. Bibes, A. Barthélémy, J.-P. Contour, A. Anane, Y. Lemaître et A. Fert, *Nerly total spin polarization in La₂/3Sr₁/3MnO₃ from tunneling experiments*, Appl. Phys. Lett. **82**, 233 (2003).
15. [Bowen01] Bowen M., V. Cros, F. Petroff, A. Fert, C. M. Boubeta, J. L. Costa-Krämer, J. V. Anguita, A. Cebollada, F. Briones, J. M. d. Teresa, L. Morellon, M. R. Ibarra, F. Güell, F. Peiro et A. Crnet, *Large magnetoresistance in Fe/MgO/FeCo(001) epitaxial tunnel junctions on GaAs(001)*, Appl. Phys. Lett. **79**, 1655 (2001).
16. [Brinkman70] Brinkman W. F., R. C. Dynes et J. M. Rowell, *Tunneling conductance of asymmetrical barriers*, J. Appl. Phys. **41**, 1915 (1970).
17. [Butler01] Butler W. H., X.-G. Zhang, T. C. Schulthess et J. M. MacLaren, *Spin-dependent tunneling conductance of Fe/MgO/Fe sandwiches*, Phys. Rev. B **63**, 054416 (2001).
18. [Cadieu02] Cadieu F. J., L. Chien et B. Li, *Magnetic tunnel junctions utilizing diamon-like carbon tunnel barriers*, J. Appl. Phys. **91**, 7968 (2002).
19. [Campbell82] Campbell I. A. et A. Fert, *Ferromagnetic materials vol.3*, Transport properties of ferromagnets (North-Holland édité par E. P. Wohlfarth, Amsterdam, 1982)
20. [Campbell01] Campbell S. A., *The science and engineering of microelectronic fabrication* (Oxford University Press, Oxford, 2001)
21. [Cardoso01] Cardoso S., P. P. Freitas, Z. G. Zhang, P. Wei, N. Barradas et J. C. Soares, *Electrode roughness and interfacial mixing effects on the tunnel junction thermal stability*, J. Appl. Phys. **89**, 6650 (2001).
22. [Carrey01] Carrey J., *Croissance granulaire d'or et de cobalt sur l'alumine amorphe : caractérisations et simulation monte-carlo.*, (Thèse de l'Université Paris 11 Orsay, 2001).
23. [Childress01] Childress J. R., M. M. Schwickert, R. E. Fontana, M. K. Ho, P. M. Rice et B. A. Gurney, *Low-resistance IrMn and PtMn tunnel valves for recording head applications*, J. Appl. Phys. **89**, 7353 (2001).
24. [Choi01] Choi B. C., M. Belov, W. K. Hiebert, G. E. Ballentine et M. R. Freeman, *Ultrafast magnetization reversal dynamics investigated by time domain imaging*, Phys. Rev. Lett. **86**, 728 (2001).
25. [Coey02] Coey J. M. et M. Venkatesan, *Half-metallic ferromagnetism : example of CrO₂*, J. Appl. Phys. **91**, 8345 (2002).
26. [Colis03] Colis S., G. Gieres, L. Bär et J. Wecker, *Low tunnel magnetoresistance dependence versus bias voltage in double barrier magnetic tunnel junction*, Appl. Phys. Lett. **83**, 948 (2003).

27. [Conraux03] Conraux Y., J.-P. Nozières, V. D. Costa, M. Toulemonde et K. Ounadjela, *Effects of swift heavy ion bombardement on magneetic tunnel junction functional properties*, J. Appl. Phys. **93**, 7301 (2003).
28. [Costa00] da Costa V., C. Tiusan, T. Dimopoulos et K. Ounadjela, Tunneling phenomena as a probe to investigate atomic scale fluctuations in metal/oxide/metal magnetic tunnel junctions, Phys. Rev. Lett. **85**, 876 (2000).
29. [Dennis02] Dennis C. L., R. P. Borges, L. D. Buda, U. Ebels, J. F. Gregg, M. Hehn, E. Jonguelet, K. Ounadjela, I. L. Prejbeanu et M. J. Thornton, *The defining length scales of mesomagnetism a review*, J. Phys. : Condens. Matter **14**, R1175 (2002).
30. [Dieny91] Dieny B., V. S. Speriosu, S. S. Parkin, B. A. Gurney, D. R. Wilhoit et D. Mauri, *Giant magnetoresistance in soft ferromagnetic multilayers*, Phys. Rev. B **43**, 1297 (1991).
31. [Dijken02] van Dijken S., X. Jiang et S. S. P. Parkin, *Room temperature operation of a high output current magnetic tunel transistor*, Appl. Phys. Lett. **80**, 3364 (2002).
32. [Dijken02] van Dijken S., X. Jiang et S. S. P. Parkin, *Spin-dependent hot electron transport in Ni₈₁Fe₁₉ and Co₈₄Fe₁₆ films on GaAs(001)*, Phys. Rev. B **66**, 094417 (2002).
33. [Dijken03a] van Dijken S., X. Jiang et S. S. P. Parkin, *Comparison of magnetocurrent and transfer ratio in magnetic tunnel transistors with spin-valve bases containing Cu and Au spacer layers*, Appl. Phys. Lett. **82**, 775 (2003).
34. [Dijken03b] van Dijken S., X. Jiang et S. S. P. Parkin, *Giant magnetocurrent exceeding 3400% in magnetic tunnel transistor with spin-valve base layers*, Appl. Phys. Lett. **83**, 951 (2003).
35. [Dijken03c] van Dijken S., X. Jiang et S. S. P. Parkin, *Nonmonotonic bias voltage dependence of the magnetocurrent in GaAs-based magnetic tunnel transistor*, Phys. Rev. Lett. **90**, 197203 (2003).
36. [Dimopoulos03] Dimopoulos T., G. Gieres, S. Colis et J. Wecker, *Magnetic tunnel junctions with yttrium oxide barrier*, Appl. Phys. Lett. **83**, 3338 (2003).
37. [Ding03] Ding H. F., W. Wulfhekel, J. Henk, P. Bruno et J. Kirschner, *Absence of zero-bias anomaly in spin-polarized vacuum tunneling in Co (0001)*, Phys. Rev. Lett. **90**, 116603 (2003).
38. [Drouhin97] Drouhin H. J., *Low-energy electron mean free path and its spn dependence in transition metals*, Phys. Rev. B **56**, 14886 (1997).
39. [Drouhin96] Drouhin H.-J., A. J. v. d. Sluijs, Y. Lassailly et G. Lampel, *Spin-dependent transmission of free electrons through ultrathin cobalt layers*, J. Appl. Phys. **79**, 4734 (1996).
40. [Drude00] Drude P., *Annalen der Physik* **1 et 3**, 566 et 369 (1900).

41. [Duke69] Duke C. B., *Tunneling in solids*, Solid state physics **10** (Academic, New York, 1969)
42. [Durlam03b] Durlam M., D. Addie, J. Akerman, B. Butcher, P. Brown, J. Chan, M. DeHerrera, B. N. Engel, B. Feil, G. Grynkewich, J. Janesky, M. Johnson, K. Kyler, J. Molla, J. Martin, K. Nagel, J. Ren, N. D. Rizzo, T. Rodriguez, L. Savtchenko, J. Salter, J. M. Slaughter, K. Smith, J. J. Sun, M. Lien, K. Papworth, P. Shah, W. Qin, R. Williams, L. Wise et S. Tehrani, *A 0.18 μm 4Mb toggling MRAM*, IEEE International Electron Devices Meeting, 2003., **34.6.1** (2003).
43. [Durlam03] Durlam M., P. Naji, A. Omair, M. DeHerrera, J. Calder, J. M. Slaughter, B. Engel, N. Rizzo, G. Grynkewich, B. Butcher, C. Tracy, K. Smith, K. Kyler, J. Ren, J. Molla, B. Feil, R. Williams et S. Tehrani, *A 1-Mbit MRAM based on 1T1MTJ bit cell integrated with copper interconnects*, IEEE J. Solid-state circuits **38**, 769 (2003).
44. [Erve02] Erve O. M. J. v. t., R. Vlutters, P. S. Anil Kumar, S. D. Kim, F. M. Postam et R. Jansen, *Transfer ratio of the spin-valve transistor*, Appl. Phys. Lett. **80**, 3787 (2002).
45. [Faure-Vincent04] Faure-Vincent J., (2004).
46. [Ferry97] Ferry D. K. et S. M. Goodnick, *Transport in nanostructures* (Cambridg university press, Cambridge, 1997)
47. [Fert76] Fert A. et I. A. Campbell, J. Phys. F **6**, 849 (1976).
48. [Fert01] Fert A. et H. Jaffrès, *Conditions for efficient spin injection from a ferromagnetic metal into a semiconductor*, Phys. Rev. B **64**, 184420 (2001).
49. [Filip02] Filip A. T., P. LeClair, C. J. P. Smits, J. T. Kohlhepp, H. J. M. Swagten, B. Koopmans et W. J. M. d. Jonge, *Spin-injection devic based on EuS tunnel barriers*, Appl. Phys. Lett. **81**, 1815 (2002).
50. [Fontana04] Fontana R. E. et J. S. Lille, *Spin valve transistor with stabilization and method for producing the same*, US Patent US2004/0105195 A1, (2004).
51. [Fowler28] Fowler R. H. et L. Nordheim, Proc. Roy. Soc. (London) **A119**, 173 (1928).
52. [Frenkel30] Frenkel J., Phys. Rev. **36**, 1604 (1930).
53. [Fuchs04] Fuchs G. D., N. C. Emley, I. N. Krivorotov, P. M. Braganca, E. M. Ryan, S. I. Kiselev, J. C. Sankey, D. C. Ralph et R. A. Buhrman, *Spin-transfert effects in nanoscale magnetic tunnel junctions*, cond-mat **0404002** (2004).
54. [Gajek04] Gajek M., to be published (2004).
55. [Giaever60] Giaever I., Phys. Rev. Lett. **5**, 464 (1960).
56. [Gillies01] Gillies M. F., A. E. T. Kuiper et J. B. A. v. Zon, *Magnetic tunnel junctions with tantalum oxide barriers displaying a magnetoresistance ratio of up to 10% at room temperature*, Appl. Phys. Lett. **78**, 3496 (2001).

57. [Gokhale91] Gokhale M. P. et D. L. Mills, Origin of spin-dependent asymmetries in electron transmission through ultrathin ferromagnetic films, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2251 (1991).
58. [Greiner71] Greiner J. H., Josephson Tunneling Barriers by rf Sputter Etching in an Oxygen Plasma, *J. Appl. Phys.* **42**, 5151 (1971).
59. [Gröbli95a] Gröbli J. C., D. Guarisco, S. Frank et F. Meier, *Spin-dependent transmission of polarised electrons through a ferromagnetic iron film*, *Phys. Rev. B* **51**, 2945 (1995).
60. [Gröbli95b] Gröbli J. C., D. Oberli et F. Meier, *Crucial tests of spin filtering*, *Phys. Rev. B* **52**, 13095 (1995).
61. [Groeneveld92] Groeneveld R. H. M., R. Sprik et A. Lagendijk, Effect of nonthermal electron distribution on the electron-phonon energy relaxation process in noble metals, *Phys. Rev. B* **45**, 5079 (1992).
62. [Grollier03] Grollier J., *Renversement d'aimantation par injection d'un courant polarisé en spin*, (Thèse de l'Université Pierre et Marie Curie Paris 6, 2003).
63. [Guth01] Guth M., A. Dinia, G. Schmerber et H. A. M. v. d. Berg, *Tunnel magnetoresistance in magnetic tunnel junctions with a ZnS barrier*, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 3487 (2001).
64. [Han01] Han X.-F., A. C. C. Yu, M. Oogane, J. Murai, T. Daibou et T. Miyazaki, Analyses of intrinsic magnetoelectronic properties in spin-valve-type tunnel junctions with high magnetoresistance and low resistance, *Phys. Rev. B* **63**, 224404 (2001).
65. [Harrison61] Harrison W. A., *Phys. Rev.* **123**, 85 (1961).
66. [Hashimoto93] Hashimoto K., New phenomena of charge damage in plasma etching: heavy damage only through dense-line antenna, *Jap. J. Appl. Phys.* **32**, 6109 (1993).
67. [Hehn01] Hehn M., F. Montaigne et A. Schuhl, *Hot electron 3-terminal devices based on magnetic tunnel junction stacks*, *Phys. Rev. B* **66**, 144411 (2001).
68. [Heiblum81] Heiblum M., Tunneling hot electron transfert amplifiers (THETA): amplifiers operating up to the infrared, *Solid-State Electronics* **24**, 343 (1981).
69. [Heiblum85b] Heiblum M., M. I. Nathan, D. C. Thomas et C. M. Knoedler, *Direct observation of ballistic transport in GaAs*, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2200 (1985).
70. [Heiblum85a] Heiblum M., D. C. Thomas, C. M. Knoedler et M. I. Nathan, *Tunneling hot-electron transfer amplifier: a hot-electron GaAs device with current gain*, *Appl. Phys. Lett.* **47**, 1105 (1985).
71. [Hong99] Hong J. et D. L. Mills, Theory of the spin dependence of the inelastic mean free path of electrons in ferromagnetic metals : a model study, *Phys. Rev. B* **59**, 13840 (1999).

72. [Hwang99] Hwang G. S. et K. P. Giapis, *Charging damage during residual metal overetching*, Appl. Phys. Lett. **74**, 932 (1999).
73. [Inomata00] Inomata K., Y. Saito, K. Nakajima et M. sagoi, *Double tunnel junctions for magnetic random access memory devices*, J. Appl. Phys. **87**, 6064 (2000).
74. [Jaffrès01a] Jaffrès H., D. Lacour, F. Nguyen Van Dau, J. Briatico, F. Petroff et A. Vaurès, *Angular dependence of the tunnel magnetoresistance in transition-metal-based junctions*, Phys. Rev. B **64**, 064427 (2001).
75. [Jansen03] Jansen R., *The spin-valve transistor : a review and outlook*, J. Phys. D : Appl. Phys. **36**, R289 (2003).
76. [Jansen00] Jansen R., P. S. Anil Kumar, O. M. J. v. t. Erve, R. Vlutters, P. d. Haan et J. C. Lodder, *Thermal spin-wave scattering in hot-electron magnetotransport across a spin valve*, Phys. Rev. Lett. **85**, 3277 (2000).
77. [Jansen04] Jansen R., O. M. J. v. t. Erve, F. M. Postma et J. C. Lodder, Comment on "Giant magnetocurrent exceeding 3400% in magnetic tunnel transistor with spin-valve base layers" [Appl.Phys. Lett. 83, 951 (2003)], Appl. Phys. Lett. **84**, 4337 (2004).
78. [Jansen04b] Jansen R., H. Gokcan, O. M. J. v. t. Erve, F. M. Postma et J. C. Lodder, *Spin-valve transistor with high magnetocurrent and 40 μ m output current*, J. Appl. Phys. **95**, 6927 (2004).
79. [Jansen01b] Jansen R., S. D. Kim, R. Vlutters, O. M. J. v. t. Erve et J. C. Lodder, *Anisotropic spin-orbit scattering of hot-electron spins injected into ferromagnetic thin-film*, Phys. Rev. Lett. **87**, 166601 (2001).
80. [Jansen00] Jansen R. et J. S. Moodera, *Magnetoresistance in doped magnetic tunnel junctions : effect of spin scattering and impurity-assisted transport*, Phys. Rev. B **61**, 9047 (2000).
81. [Jansen01a] Jansen R., R. Vlutters, P. S. Anil Kumar, O. M. J. v. t. Erve, S. D. Kim et J. C. Lodder, *Temperature dependence of magnetocurrent of hot electrons in a spin-valve transistor*, J. Magn. Magn. Mater **226-230**, 658 (2001).
82. [Jiang04b] Jiang X., S. v. Dijken et S. S. P. Parkin, Response to "Comment on 'Giant magnetocurrent exceeding 3400% in magnetic tunnel transistor with spin-valve base layers'" [Appl.Phys. Lett. 84, 4337 (2004)], Appl. Phys. Lett. **84**, 4339 (2004).
83. [Jiang04] Jiang X., S. v. Dijken, R. Wang et S. S. P. Parkin, *Bias voltage dependence of magnetocurrent in magnetic tunnel transistors*, Phys. Rev. B **69**, 014413 (2004).
84. [Jiang03b] Jiang X., R. Wang, S. v. Dijken, R. Shelby, R. Macfarlane, G. S. Solomon, J. Harris et S. S. P. Parkin, *Optical detection of hot-electron spin injection into GaAs from a magnetic tunnel transistor source*, Phys. Rev. Lett. **90**, 256603 (2003).

85. [Jullière75] Jullière M., *Tunneling between ferromagnetic films*, Phys. Lett. **54 A**, 225 (1975).
86. Kaden H. E., *Manuel du transistor* (Bibliothèque technique Philips, Eindhoven, Pays-Bas, 1964)
87. [Kaiser88] Kaiser W. J. et L. D. Bell, Direct investigation of subsurface interface electronic structure by ballistic-electron-emission microscopy, Phys. Rev. Lett. **60**, 1406 (1988).
88. [Kanter70] Kanter H., Slow-electron mean free paths in aluminium, silver, and gold, Phys. Rev. B **1**, 522 (1970).
89. [Kittel56] Kittel C., *Physique de l'état solide* (Bordas, Paris, 1956)
90. [Kiwi01] Kiwi M., *Exchange bias theory*, J. Magn. Magn. Mater. **234**, 584 (2001).
91. [Knorren00] Knorren R., K. H. Bennemann, R. Burgermeister et M. Aeschlimann, *Dynamic of excited electrons in copper and ferromagnetic transition metals : theory and experiment*, Phys. Rev. B **61**, 9427 (2000).
92. [Lacour02b] Lacour D., L'effet tunnel dépendant du spin comme sonde du micromagnétisme et du transport d'électrons chauds : application aux capteurs, (Thèse de l'Université Henri Poincaré Nancy 1, 2002).
93. [Lacour04] Lacour D., O. Durand, J.-L. Maurice, H. Jaffrès, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, J. Humbert et A. Vaurès, *On the use of exchange biased top electrodes in magnetic tunnel junctions*, J. Magn. Magn. Mater. **270**, 403 (2004).
94. [Lacour02a] Lacour D., M. Hehn, F. Montaigne, H. Jaffrès, P. Rotländer, G. Rodary, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff et A. Schuhl, *Hot electron transport in 3-terminal devices based on magnetic tunnel junctions*, Europhys. Lett. **60**, 896 (2002).
95. [Lacour02c] Lacour D., M. Hehn, F. Montaigne, H. Jaffrès, P. Rotländer, G. Rodary, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff et A. Schuhl, *Hot electron transport in 3-terminal devices based on magnetic tunnel junctions*, Intermag (2002, Amsterdam).
96. [Ladak04] Ladak S. et R. J. Hicken, *Transport properties of three-terminal magnetic tunnel junction devices*, 9th joint MMM/Intermag conference **HF-11** (2004, Anaheim).
97. [Laegreid61] Laegreid N. et G. K. Wehner, Sputtering Yields of Metals for Ar⁺ and Ne⁺ Ions with Energies from 50 to 600 eV, J. Appl. Phys. **32**, 365 (1961).
98. [Landauer88] Landauer R., IBM J. Res. Dev. **32**, 306 (1988).
99. [LeClair02] LeClair P., J. K. Ha, H. J. M. Swagten, J. T. Kohlhepp et C. H. v. d. Vin, *Large magnetoresistance using hybrid spin filter devices*, Appl. Phys. Lett. **80**, 625 (2002).
100. [LeClair01] LeClair P., B. Hoex, H. Wieldraaijer, J. T. Kohlhepp, H. J. M. Swagten et W. J. M. d. Jonge, *Sign reversal of spin polarization in Co/Ru/Al₂O₃/Co magnetic tunnel junction*, Phys. Rev. B **64**, 100406 (2001).

101. [LeClair02] LeClair P., J. T. Kohlepp, C. H. v. d. Vin, H. Wieldraaijer, H. J. M. Swagten, W. J. M. d. Jonge, A. H. Davis, J. M. MacLaren, J. S. Moodera et R. Jansen, *Band structure and density of states effects in Co-based magnetic tunnel junction*, Phys. Rev. Lett. **88**, 107201 (2002).
102. [LeClair94] LeClair P., J. H. Moodera et R. Meservey, *Ferromagnetic-ferromagnetic tunneling and spin filter effect*, J. Appl. Phys. **76**, 6546 (1994).
103. [LeClair00a] LeClair P., H. J. M. Swagten, J. T. Kohlhepp et W. J. M. d. Jonge, *Tunnel conductance as a probe of spin polarization decay in Cu dusted Co/Al₂O₃/Co junction*, Appl. Phys. Rev. **76**, 3783 (2000).
104. [LeClair02] LeClair P. R., *Fundamental aspects of spin polarized tunneling*, (Thèse de l'Eindhoven University of technology, 2002).
105. [Lee04] Lee J. H., K.-I. Jun, K.-H. Shin, S. Y. Park, J. K. Hong, K. Rhie et B. C. Lee, *Large magnetocurrents in double-barrier tunneling transistor*, 5th international Symposium on Metallic Multilayers **D-18** (2004, Boulder, Etats-Unies).
106. [Li00] Li Z., C. d. Groot et J. H. Moodera, *Gallium oxide as an insulating barrier for spin-dependent tunneling junctions*, Appl. Phys. Lett. **77**, 3630 (2000).
107. [Lu00] Lu R. P., B. A. Morgan, K. L. Kavanagh, C. J. Powell, P. J. Chen, F. G. Serpa et W. F. Egelhoff, *Hot-electron attenuation lengths in ultrathin magnetic films*, J. Appl. Phys. **87**, 5164 (2000).
108. [MacLaren97] MacLaren J. M., X.-G. Zhang et W. H. Butler, *Validity of the Jullière model of spin-dependent tunneling*, Phys. Rev. B **56**, 11827 (1997).
109. [MacLaren99] MacLaren J. M., X.-G. Zhang, W. H. Butler et X. Wang, *Layer KKR approach to Bloch-wave transmission and reflection: application to spin-dependent tunneling*, Phys. Rev. B **59**, 5470 (1999).
110. [Maekawa82] Maekawa S. et D. Gäfvert, IEEE Trans. Magn. **18**, 707 (1982).
111. [Martinek03] Martinek J., J. Barnas, A. Fert, S. Maekawa et G. Schön, *Transport in magnetic nanostructures in the presence of Coulomb interaction*, J. Appl. Phys. **93**, 8265 (2003).
112. [Mathon97] Mathon J., *Tight-binding theory of tunneling giant magnetoresistance*, Phys. Rev. B **56**, 11810 (1997).
113. [Mattana03] Mattana R., *Transport dépendant du spin dans des nanostructures semiconductrices*, (Thèse de l'Université Paris 11 Orsay, 2003).
114. [Mead61] Mead C. A., *Operation of tunnel-emission devices*, J. Appl. Phys. **32**, 646 (1961).
115. [Meservey94] Meservey R. et P. M. Tedrow, *Spin-polarized electron tunneling*, Phys. Reports **238**, 173 (1994).
116. [Miyazaki95] Miyazaki T. et N. J. Tezuka, J. Magn. Mater. **139**, L231 (1995).

117. [Mizushima98] Mizushima K., T. Kinno, K. Tanaka et T. Yamauchi, Strong increase of the effective polarization of the tunnel current in Fe/AlO_x/Al junctions with decreasing Fe layer thickness, *Phys. Rev. B* **58**, 4660 (1998).
118. [Mizushima96] Mizushima K., T. Kinno, T. Yamauchi et K. Inomata, US Patent No US5747859, (1996).
119. [Mizushima98b] Mizushima K., T. Kinno, T. Yamauchi et K. Inomata, US Patent No US5973334, (1998).
120. [Mizushima97] Mizushima K., T. Kinno, T. Yamauchi et K. Tanaka, *Energy-dependent of electron transport across a spin-valve*, *IEEE Trans. Magn.* **33**, 3500 (1997).
121. [Monsma98a] Monsma D. J., The spin-valve transistor. Perpendicular hot electron spin-valve effect in a new vacuum bonded magnetic field sensor and spectroscopic measurement tool, (Thèse de l'Université Twente, 1998).
122. [Monsma95] Monsma D. J., J. C. Lodder, T. J. A. Popma et B. Dieny, *Perpendicular hot electron spin-valve effect in a new magnetic field sensor : the spin-valve transistor*, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 5260 (1995).
123. [Monsma00] Monsma D. J. et S. S. P. Parkin, Spin polarization of tunneling current from ferromagnet/Al₂O₃ interfaces using copper-doped aluminum superconducting films, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 720 (2000).
124. [Monsma98b] Monsma D. J., R. Vlutters et J. C. Lodder, *Room temperature-operating spin-valve transistors formed by vacuum bonding*, *Science* **281**, 407 (1998).
125. [Montaigne99] Montaigne F., *Effet tunnel dépendant du spin : Des simples aux doubles jonctions*, (Thèse de l'Université Denis Diderot Paris 7, 1999).
126. [Montaigne01] Montaigne F., M. Hehn et A. Schuhl, *Tunnel barrier parameters and magnetoresistance in the parabolic band model*, *Phys. Rev. B* **64**, 144402 (2001).
127. [Montaigne98] Montaigne F., J. Nassar, A. Vaurès, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, A. Schuhl et A. Fert, *Enhanced tunnel magnetoresistance at high bias voltage in double-barrier planar junctions*, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 2829 (1998).
128. [Moodera96] Moodera J. H. et L. R. Kinder, *J. Appl. Phys.* **79**, 4724 (1996).
129. [Moodera97] Moodera J. S., E. F. Gallagher, K. Robinson et J. Nowak, *Optimum tunnel barrier in ferromagnetic-insulator-ferromagnetic tunneling structures*, *Appl. Phys. Lett.* **70**, 3050 (1997).
130. [Moodera95] Moodera J. S., L. R. Kinder, T. M. Wong et R. Meservey, *Large magnetoresistance at room temperature in ferromagnetic thin film junctions*, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3273 (1995).
131. [Moodera99] Moodera J. S. et G. Mathon, *Spin polarized tunneling in ferromagnetic junction*, *J. Magn. Mater.* **200**, 248 (1999).

132. [Moodera98] Moodera J. S., J. Nowak et R. J. M. v. Veerdonk, *Interface magnetism and spin wave scattering in ferromagnet-insulator-ferromagnet tunnel junction*, Phys. Rev. Lett. **80**, 2941 (1998).
133. [Muratake92] Muratake S., M. Watanabe, T. Suemasu et M. Asada, *Transistor action of metal (CoSi₂)/insulator (CaF₂) hot electron transistor structure*, Electron. Lett. **28**, 1002 (1992).
134. [Nassar99] Nassar J., *Magnétorésistance tunnel de jonctions à base de métaux de transitions et oxydes ferromagnétiques*, (Thèse de l'Ecole polytechnique, 1999).
135. [Néel62] Néel L., *Sur un nouveau mode de couplage entre les aimantations de deux couches minces ferromagnétiques*, C. R. Acad. Sci. de Paris **255**, 1676 (1962).
136. [Nogues99] Nogues J. et I. K. Schuller, *Exchange bias*, J. Magn. Magn. Mater. **192**, 203 (1999).
137. [Oberli98] Oberli D., R. Burgermeister, S. Riesen, W. Weber et H. C. Siegmann, *Total scattering cross section and spin motion of low energy electrons passing through a ferromagnet*, Phys. Rev. Lett. **81**, 4228 (1998).
138. [O'Handley00] O'Handley R. C., *Modern Magnetic Materials* (Wiley-Interscience Publication, 2000)
139. [Oleinik00] Oleinik I. I., E. Y. Tsybal et D. G. Pettifor, *Structural and electronic properties of Co/Al₂O₃/Co magnetic tunnel junction from first principles*, Phys. Rev. B **62**, 3952 (2000).
140. [Oppenheimer28] Oppenheimer J. R., Phys. Rev. **31**, 66 (1928).
141. [Pappas91] Pappas D. P., F.-P. Kämper, B. P. Miller, H. Hopster, D. E. Fowler, C. R. Brundle, A. C. Luntz et Z.-X. Shen, *Spin-dependent electron attenuation by transmission through thin ferromagnetic films*, Phys. Rev. Lett. **66**, 504 (1991).
142. [Parkin99] Parkin S. S. P., K. P. Roche, M. G. Samant, P. M. Rice, R. B. Beyers, R. E. Scheuerlein, E. J. O'Sullivan, S. L. Brown, J. Bucchigano, D. W. Abraham, Y. Lu, M. Rooks, P. L. Trouilloud, R. A. Wanner et W. J. Gallagher, *Exchange-biased magnetic tunnel junctions and application to nonvolatile magnetic random access memory*, J. Appl. Phys. **85**, 5828 (1999).
143. [Penn85] Penn D. R., S. P. Apell et S. M. Girvin, *Spin polarization of secondary electrons in transition metals : theory*, Phys. Rev. B **32**, 7753 (1985).
144. [Pines66] Pines D. et P. Nozières, *The theory of quantum liquids* (W. A. Benjamin, New York, 1966)
145. [Plaskett97] Plaskett T. S., P. P. Freitas, J. J. Sun, R. Sousa, F. F. d. Silva, T. T. P. Galvao, N. M. Pinho, S. Cardoso, M. F. d. Silva et J. C. Soares, Proc. Mat. Res. Soc. **475**, 469 (1997).

146. [Platt96] Platt C. L., B. Dieny et A. E. Berkowitz, *Spin-dependent tunneling in HfO₂ tunnel junctions*, Appl. Phys. Lett. **69**, 2291 (1996).
147. [Platt97] Platt C. L., B. Dieny et A. E. Berkowitz, *Spin polarized tunneling in reactively sputtered tunnel junctions*, J. Appl. Phys. **81**, 5523 (1997).
148. [Plihal98] Plihal M. et D. L. Mills, *Spin-flip exchange scattering of low-energy electrons in ferromagnetic iron*, Phys. Rev. B **58**, 14407 (1998).
149. [Plihal99] Plihal M., D. L. Mills et J. Kirschner, *Spin wave signature in the spin polarized electron energy loss spectrum of ultrathin Fe films : theory and experiment*, Phys. Rev. Lett. **82**, 2579 (1999).
150. [Quinn62] Quinn J. J., *Range of excited electrons in metals*, Phys. Rev. **126**, 1453 (1962).
151. [Rippard99] Rippard W. H. et R. A. Buhrman, *Ballistic electron magnetic microscopy: imaging magnetic domains with nanometer resolution*, Appl. Phys. Lett. **75**, 1001 (1999).
152. [Rippard00a] Rippard W. H. et R. A. Buhrman, *Spin-dependent hot electron transport in Co/Cu thin films*, Phys. Rev. Lett. **84**, 971 (2000).
153. [Rippard00b] Rippard W. H., A. C. Perralla, P. Chalsani, F. J. Albert et J. A. Katine, *Observation of magnetization reversal of thin-film permalloy nanostructures using ballistic electron magnetic microscopy*, Appl. Phys. Lett. **77**, 1357 (2000).
154. [Rippard01b] Rippard W. H., A. C. Perrella et R. A. Buhrman, *Ballistic current transport studies of ferromagnetic multilayer films and tunnel junctions*, J. Appl. Phys. **89**, 6642 (2001).
155. [Rippard01a] Rippard W. H., A. C. Perrella et R. A. Buhrman, *Ballistic electron microscopy study of ultrathin oxidized aluminum barriers for magnetic tunnel junctions*, Appl. Phys. Lett. **78**, 1601 (2001).
156. [Rottländer01] Rottländer P., M. Hehn, O. Lenoble et A. Schuhl, *Tantalum oxide as an alternative low height tunnel barrier in magnetic junctions*, Appl. Phys Lett. **78**, 3274 (2001).
157. [Rougemaille03] Rougemaille N., *Transmission d'électrons chauds, polarisés en spin, dans des jonctions Schottky métal ferromagnétique/semi-conducteur*, (Thèse de l'Ecole polytechnique, 2003).
158. [Saffarzadeh04] Saffarzadeh A., *Spin-filter magnetoresistance in magnetic barrier junctions*, J. Magn. Magn. Mater. **269**, 327 (2004).
159. [Saito01] Saito Y., M. Amano, K. Nakajima et M. Sagoi, *Bias voltage and annealing-temperature dependences of magnetoresistance ratio in Ir-Mn exchange-biased double tunnel junction*, J. Magn. Magn. Materials **223**, 293 (2001).

160. [Saitoh95] Saitoh W., T. Suemasu, Y. Kohno, M. Watanabe et M. Asada, *Metal (CoSi₂/Insulator (CaF₂) hot electron transistor fabricated by electron-beam lithography on a Si substrate*, Jap. J. Appl. Phys. **34**, L1254 (1995).
161. [Schmittenmaer94] Schmittenmaer C. A., M. Aeschlimann, H. E. Elsayed-Ali, R. J. D. Miller, D. A. Mantell, J. Cao et Y. Gao, *Time-resolved two-photon photoemission from Cu(100) : energy dependence of electron relaxation*, Phys. Rev. B **50**, 8957 (1994).
162. [Schönhense93] Schönhense G. et H. C. Siegmann, *Transmission of electrons through ferromagnetic material and applications to detection of electron spin polarization*, Ann. Phys. (Leipzig) **2**, 465 (1993).
163. [Schumacher03b] Schumacher H. W., C. Chappert, P. Crozat, R. C. Sousa, P. P. Freitas, J. Miltat, J. Fassbender et B. Hillebrands, *Phase Coherent Precessional Magnetization Reversal in Microscopic Spin Valve Elements*, Phys. Rev. Lett. **90**, 017201 (2003).
164. [Schumacher03a] Schumacher H. W., C. Chappert, R. C. Sousa, P. P. Freitas et J. Miltat, *Quasiballistic Magnetization Reversal*, Phys. Rev. Lett. **90**, 017204 (2003).
165. [Schwee82] Schwee L. J., P. E. Hunter, K. A. Restorff et M. T. Shephard, *The concept and initial studies of a crosstie random access memory (CRAM)*, J. Appl. Phys. **53**, 2762 (1982).
166. [Schwickert01] Schwickert M. M., J. R. Childress, R. E. Fontana, A. J. Kellock, P. M. Rice, M. K. Ho, T. J. Thompson et B. A. Gurney, *Magnetic tunnel junctions with AlN and AlN_xO_y barriers*, J. Appl. Phys. **89**, 6871 (2001).
167. [Scott89] Scott J. F. et C. A. Paz de Araujo, *Ferroelectric memories*, Science **246**, 1400 (1989).
168. [Seneor00] Seneor P., *Jonction tunnel à base d'oxydes magnétiques demi-métalliques*, (Thèse de l'Ecole polytechnique, 2000).
169. [Seneor04] Seneor P., to be published (2004).
170. [Seneor99] Seneor P., A. Fert, J.-L. Maurice, F. Montaigne, F. Petroff et A. Vaurès, *Large magnetoresistance in tunnel junctions with an iron oxide electrode*, Appl. Phys. Lett. **74**, 4017 (1999).
171. [Shang98] Shang C. H., J. Nowak, R. Jansen et S. Moodera, *Temperature dependence of magnetoresistance and surface magnetization in ferromagnetic tunnel junction*, Phys. Rev. B **58**, R2917 (1998).
172. [Sharma00] Sharma M., J. H. Nickel, T. C. Anthony et S. X. Wang, *Spin-dependent tunneling junctions with AlN and AlON barriers*, Appl. Phys. Lett. **77**, 2219 (2000).

173. [Sharma99] Sharma M., S. X. Wang et J. H. Nickel, Inversion of spin polarization and tunneling magnetoresistance in spin-dependent tunneling junctions, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 616 (1999).
174. [Simmons63] Simmons J. G., Generalized formula for the electric tunnel effect between similar electrodes separated by a thin insulating film, *J. Appl. Phys.* **34**, 238 et 1793 (1963).
175. [Slonczewski89] Slonczewski J. C., Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier, *Phys. Rev. B* **39**, 6995 (1989).
176. [Slonczewski96] Slonczewski J. C., *Current-driven excitation of magnetic multilayers*, *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L1 (1996).
177. [Smith98] Smith D. L., E. Y. Lee et V. Narayanamurti, *Ballistic electron emission microscopy for nonepitaxial metal/semiconductor interfaces*, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2433 (1998).
178. [Sommerfeld33] Sommerfeld A. et H. A. Bethe, *Handbuch der Physik* **24** (Springer, Berlin, 1933)
179. [Sousa98] Sousa R. C., J. J. Sun, V. Soares, P. P. Freitas, A. Kling, M. F. d. Silva et J. C. Soares, *Large tunneling magnetoresistance enhancement by thermal anneal*, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 3288 (1998).
180. [Spratt61] Spratt J. P., R. F. Schwarz et W. M. Kane, *Hot electrons in metal films: injection and collection*, *Phys. Rev. Lett.* **6**, 341 (1961).
181. [Stamps00] Stamps R. L., *Mechanisms for exchange bias*, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **33**, R247 (2000).
182. [Stearns77] Stearns M. B., Simple explanation of tunneling spin-polarization of Fe, Co, Ni, and its alloys, *J. Magn. Magn. Mater.* **5**, 167 (1977).
183. [Stein01] Stein S., R. Schmitz et H. Kohlstedt, *Magneto-tunneling injection device (MAGTID)*, *Solid State Comm.* **117**, 599 (2001).
184. [Stratton62] Stratton R., *J. Phys. Chem. Solids* **23**, 1177 (1962).
185. [Suarez95] Suarez C., W. E. Bron et T. Juhasz, *Dynamics and transport of electronic carriers in thin gold films*, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4536 (1995).
186. [Sun93] Sun C.-K., F. Vallée, L. Acioli, E. P. Ippen et J. G. Fujimoto, *Femtosecond investigation of electron thermalization in gold*, *Phys. Rev. B* **48** (1993).
187. [Sun00] Sun J. Z., K. P. Roche et S. Parkin, *Interface stability in hybrid metal-oxide magnetic trilayer junctions*, *Phys. Rev. B* **61**, 11244 (2000).
188. [Tas94] Tas G. et H. J. Maris, *Electron diffusion in metals studied by picosecond ultrasonics*, *Phys. Rev. B* **49**, 15046 (1994).
189. [Tedrow71] Tedrow P. M. et R. Meservey, *Phys. Rev. Lett.* **26**, 192 (1971).
190. [Tedrow73] Tedrow P. M. et R. Meservey, *Phys. Rev. B* **7**, 318 (1973).

191. [Tehrani99] Tehrani S., E. Chen, M. Durlam, M. DeHerrera, J. M. Slaughter et J. Shi, *High density submicron magnetoresistive random access memory*, J. Appl. Phys. **85**, 5822 (1999).
192. [Teresa00] de Teresa J. M., A. Barthélémy, J. P. Contour et A. Fert, *Manganite-based magnetic tunnel junctions; new ideas on spin-polarised tunneling*, J. Magn. Mater. **211**, 160 (2000).
193. [Teresa99b] de Teresa J. M., A. Barthélémy, A. Fert, J. P. Contour, R. Lyonnet, F. Montaigne, P. Seneor et A. Vaurès, *Inverse tunnel magnetoresistance in Co/SrTiO₃/La_{0.7}Sr_{0.3}/MnO₃: new ideas on spin-polarized tunneling*, Phys. Rev. Lett. **82**, 4288 (1999).
194. [Teresa99a] de Teresa J. M., A. Barthélémy, A. Fert, J. P. Contour, F. Montaigne et P. Seneor, *Role of metal-oxide interface in determining the spin polarization of magnetic tunnel junctions*, Science **286**, 507 (1999).
195. [Thompson85] Thompson M., M. D. Baker, A. Christie et J. F. Tyson, *Auger electron spectroscopy* (Wiley Interscience, New York, 1985)
196. [Tiusan01] Tiusan C., M. Chshiev, A. Iovan, V. d. Costa, D. Stoeffler, T. Dimopoulos et K. Ounadjela, *Quantum coherent transport versus diode-like effect in semiconductor-free metal/insulator structure*, Appl. Phys. Lett. **79**, 4231 (2001).
197. [Tiusan00] Tiusan C., T. Dimopoulos, K. Ounadjela, M. Hehn, H. A. M. v. d. Berg, V. d. Costa et Y. Henry, *Correlation between micromagnetism and tunnel magnetoresistance in magnetic tunnel junctions using artificial ferrimagnets*, Phys. Rev. B **61**, 580 (2000).
198. [Tsunoda02] Tsunoda M., K. Nishikawa, S. Ogata et M. Takahashi, *60% magnetoresistance at room temperature in Co-Fe/Al₂O₃/Co-Fe tunnel junctions oxidized with Kr-O₂ plasma*, Appl. Phys. Lett. **80**, 3135 (2002).
199. [Tsymbal03a] Tsymbal E. Y., O. N. Mryasov et P. R. LeClair, *Spin-dependent tunneling in magnetic tunnel junctions*, J. Phys. : Condens. Matter **15**, 109 (2003).
200. [Tsymbal98] Tsymbal E. Y. et D. G. Pettifor, *Spin-polarized electron tunneling across a disordered insulator*, Phys. Rev. B **58**, 432 (1998).
201. [Tsymbal03b] Tsymbal E. Y., A. Sokolov, I. F. Sabirianov et B. Doudin, *Resonant inversion of tunneling magnetoresistance*, Phys. Rev. Lett. **90**, 186602 (2003).
202. [Unguris82] Unguris J., D. T. Pierce, A. Galejs et R. J. Celotta, Phys. Rev. Lett. **49**, 72 (1982).
203. [Valet93] Valet T. et A. Fert, *Theory of perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers*, Phys. Rev. B **48**, 7099 (1993).

204. [Vedyayev01] Vedyayev A., D. Bagrets, A. Bagrets et B. Dieny, Resonant spin-dependent tunneling in spin-valve junctions in the presence of paramagnetic impurities, *Phys. Rev. B* **63**, 064429 (2001).
205. [Ventrice96] Ventrice C. A., V. P. LaBella, G. Ramaswamy, H.-P. Yu et L. Schowalter, Measurement of hot-electron scattering processes at Au/Si(100) Schottky interfaces by temperature-dependent ballistic-electron emission microscopy, *Phys. Rev. B* **53**, 3952 (1996).
206. [Vescovo95] Vescovo E., C. Carbone, U. Alkemper, O. Rader, T. Kachel, W. Gudat et W. Eberhardt, *Spin-dependent electron scattering in ferromagnetic Co layers on Cu(111)*, *Phys. Rev. B* **52**, 13497 (1995).
207. [Vlutters01a] Vlutters R., O. M. J. v. t. Erve, R. Jansen, S. D. Kim, J. C. Lodder, A. Vedyayev et B. Dieny, *Modeling of spin-dependent hot-electron transport in the spin-valve transistor*, *Phys. Rev. B* **65**, 024416 (2001).
208. [Vlutters02] Vlutters R., O. M. J. v. t. Erve, S. D. Kim, R. Jansen et J. C. Lodder, *Interface, volume, and thermal attenuation of hot-electron spins in Ni₈₀Fe₂₀ and Co*, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 027202 (2002).
209. [Vlutters01b] Vlutters R., R. Jansen, O. M. J. v. t. Erve, S. D. Kim et J. C. Lodder, *Hot-electron transport through Ni₈₀Fe₂₀ in a spin-valve transistor*, *J. Appl. Phys.* **89**, 7305 (2001).
210. [Wang04] Wang D., C. Nordman, J. M. Daughton, Z. Qian et J. Fink, *70% TMR at room temperature for SDT sandwich junctions with CoFeB as free and reference layers*, *IEEE Trans. Magn.* (2004).
211. [Wang01a] Wang J., S. Cardoso, P. P. Freitas, P. Wei, N. P. Barradas et J. C. Soares, *Tunnel junctions with AlN barriers and FeTaN electrodes*, *J. Appl. Phys.* **89**, 6868 (2001).
212. [Wang01b] Wang J., P. P. Freitas et E. Snoeck, *Low-resistance spin-dependent tunnel junctions with ZrAlOx barriers*, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 4553 (2001).
213. [Wang01c] Wang J., P. P. Freitas, E. Snoeck, P. Wei et J. C. Soares, *Spin-dependent tunnel junctions with ZrOx barriers*, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 4387 (2001).
214. [Wang03] Wang J., Y. Liu, P. P. Freitas, E. Snoeck et J. L. Martins, *Continuous thin barriers for low-resistance spin-dependent tunnel junctions*, *J. Appl. Phys.* **93**, 8367 (2003).
215. [Waser03] Waser R., *Nanoelectronics and information technology* (Wiley-VCH, 2003)
216. [Weilmeier99] Weilmeier M. K., W. H. Rippard et R. A. Buhrman, *Ballistic electron transport through Au(111)/Si(111) and Au(111)/Si(100) interfaces*, *Phys. Rev. B* **59**, 2521 (1999).
217. [Worledge00] Worledge D. C. et T. H. Geballe, *Magnetoresistive double spin filter tunnel junction*, *J. Appl. Phys.* **88**, 5277 (2000).

218. [Xiong04] Xiong Z. H., D. Wu, Z. V. Vardeny et J. Shi, *Giant magnetoresistance in organic spin-valves*, Nature **427**, 821 (2004).
219. [Yamauchi98] Yamauchi T. et K. Mizushima, *Theoretical approach to the spin-dependent hot-electron transport in a spin valve*, Phys. Rev. Lett. **58**, 1934 (1998).
220. [Yamauchi00] Yamauchi T. et K. Mizushima, *Theoretical analysis of energy-dependent hot-electron transport in a magnetic multilayer*, Phys. Rev. B **61**, 8242 (2000).
221. [Yuasa04] Yuasa S., A. Fukushima, T. Nagahama, K. Ando et Y. Suzuki, *High tunnel magnetoresistance at room temperature in fully epitaxial Fe/MgO/Fe tunnel junctions due to coherent spin-polarized tunneling*, Jap. J. Appl. Phys. **43**, L588 (2004).
222. [Yuasa02] Yuasa S., T. Nagahama et Y. Suzuki, *Spin-polarized resonant tunneling in magnetic tunnel junctions*, Science **297**, 234 (2002).
223. [Zarate99] Zarate E., P. Apell et P. M. Echenique, *Calculation of low-energy-electron lifetimes*, Phys. Rev. B **60**, 2326 (1999).
224. [Zhang97] Zhang S., P. M. Levy, A. C. Marley et S. S. P. Parkin, *Quenching of magnetoresistance by hot electrons in magnetic tunnel junctions*, Phys. Rev. Lett. **79**, 3744 (1997).
225. [Zhang03] Zhang Z. G., Z. Z. Zhang et P. P. Freitas, *Ion-beam deposited low resistance magnetic tunnel junctions prepared by two-step oxidation process*, J. Appl. Phys. **93**, 8552 (2003).
226. [Ziman60] Ziman J. M., *Electrons and phonons* (Oxford at the clarendon press, London, 1960).