



Effets d'accumulation de spin et de magnétorésistance dans des nanostructures latérales

Gilles Zahnd

► To cite this version:

Gilles Zahnd. Effets d'accumulation de spin et de magnétorésistance dans des nanostructures latérales. Science des matériaux [cond-mat.mtrl-sci]. Université Grenoble Alpes, 2017. Français. NNT : 2017GREAY080 . tel-01791039v1

HAL Id: tel-01791039

<https://theses.hal.science/tel-01791039v1>

Submitted on 14 May 2018 (v1), last revised 14 May 2018 (v2)

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE LA COMMUNAUTÉ UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : NANOPHYSIQUE

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Gilles ZAHND

Thèse dirigée par **Jean-Philippe ATTANE**, Maître de conférences,
Université Grenoble Alpes, CEA Grenoble, Spintec

codirigée par **Laurent VILA**, Chercheur, CEA Grenoble, Spintec

préparée au sein du **Laboratoire Spintec (CEA Grenoble)**
dans l'**École Doctorale de Physique**

Effets d'accumulation de spin et de magnétorésistance dans des nanostructures latérales

Thèse soutenue publiquement le **15 novembre 2017**
devant le jury composé de :

Madame Julie GROLLIER

Directeur de Recherche, HDR, Université Paris Sud Orsay Saclay,
CNRS, Unité mixte CNRS Thalès, Rapporteur

Monsieur André THIAVILLE

Directeur de Recherche, HDR, Université Paris Sud Orsay Saclay,
CNRS, LPS, Rapporteur

Monsieur Joo-Von KIM

Chargé de Recherche, Centre for Nanoscience and Nanotechnology
(C2N), Examinateur

Monsieur Jan VOGEL

Directeur de Recherche, Université Grenoble Alpes, CNRS, institut Néel,
Président du Jury



Table des matières

Table des matières.....	1
Introduction	7
Chapitre I : Transport électronique dépendant en spin dans les métaux	13
1. Bases du transport électronique dépendant en spin	13
1.1 Spin et transport diffusif.....	13
1.1.1 Modèle de Drude.....	13
1.1.2 Mécanismes élémentaires de diffusions	15
1.1.3 Conduction électrique dans le modèle de Drude.....	15
1.2 Transport électrique dans un matériau ferromagnétique	16
1.2.1 Présentation du modèle à deux courants	16
1.2.2 Obtention des équations du transport.....	18
2. Génération et détection de courants de spin dans des hétérostructures F/N	21
2.1 Injection d'un courant de spin à l'aide d'un matériau ferromagnétique.....	21
2.2 Mesure de magnétorésistance géante.....	23
2.3 Génération de purs courants de spin par une interface F/N	25
2.4 Mesure non-locale.....	26
2.5 Hétérostructures F/N : la méthode des résistances de spin	28
3. Transport de spin non-colinéaire	28
3.1 Courant de charge et courant de spin	29
3.2 Conduction au travers d'un matériau ferromagnétique.....	30
3.2.1 Description des équations	30
3.2.2 Profil d'une accumulation de spin générée.....	31
4. Conclusion	32
Chapitre II : Etude des propriétés de transport de spin par des méthodes de mesure non-locale ...	33
1. Vannes de spin latérales.....	33
1.1 Vannes de spin latérales en spintronique	33
1.2 Choix du matériau ferromagnétique	35
1.2.1 Permalloy (NiFe)	35

1.2.2 Autres candidats.....	35
1.2.3 CoFe	36
2. Méthode expérimentale.....	37
2.1 Nanostructures utilisées.....	37
2.2 Mesures non-locales.....	38
3. Dépendance du signal de spin avec la distance inter-électrode	39
3.1 Présentation du modèle analytique	39
3.2 Méthode d'extraction des propriétés de transport	41
3.2.1 Confrontation du modèle à l'expérience	41
3.2.2 Vérification par simulation numérique	42
3.3 Apports et limites de l'étude de la mesure non-locale	43
3.3.1 Analyse ultérieure des résultats	44
3.3.2 Paramètres de transport du matériau ferromagnétique	45
4. Conclusion	46
 Chapitre III : Méthode de caractérisation des matériaux ferromagnétiques et matériaux à fort couplage spin-orbite via les mesures d'absorption de spin	
Section I : mesures d'absorption de spin en régime colinéaire	47
1. Méthode de caractérisation des paramètres de transport de spin	47
1.1 Méthodes de caractérisation de la longueur de diffusion de spin.....	47
1.2 Intérêt de la mesure d'absorption de spin	48
1.2.1 Présentation de la mesure d'absorption de spin au travers de VSLs.....	48
1.2.2 Présentation des nanostructures	49
1.2.3 Résultats expérimentaux des mesures d'absorption de spin	51
2. Analyse de l'absorption de spin	52
2.1 Modèles analytiques	52
2.2 Détails du modèle utilisé	54
2.3 Confrontation du modèle aux résultats expérimentaux	55
2.4 Comparaison avec la littérature	57
3. Conclusion	58
Section II : anisotropie de l'absorption de spin d'un matériau ferromagnétique.....	59
1. Etudes expérimentales du transport de spin en régime non-colinéaire.....	59
2. Absorption de spin transverse dans un nanodisque de CoFe	60
2.1 Mesures d'absorption sous champ colinéaire.....	60
2.2 Mesures d'absorption sous champ non-colinéaire	63
2.3 Caractérisation de la composante de spin transverse	65

3. Contributions de l'Effet Hanle	67
4. Longueur d'absorption transverse	69
4.1 Détermination de la longueur effective d'absorption transverse.....	69
4.2 Interprétation de $\lambda \perp$ et comparaison a la littérature	70
5. Conclusion	71
Chapitre IV : Effet Hanle observé dans des mesures de magnétorésistance géante	73
1. Magnétorésistance géante.....	73
1.1 Mesure conventionnelle de la magnétorésistance géante	73
1.2 Mesures de GMR sous champ transverse	74
1.2.1 Détails expérimentaux.....	74
1.2.2 Un effet surprenant.....	74
2. Effet Hanle	76
2.1 Mesure conventionnelle de l'effet Hanle dans une vanne de spin latérale.....	76
2.2 Description du transport sous l'influence d'un champ transverse	78
2.3 Observation d'effets Hanle lors de mesures GMR	79
2.4 Hausse de résistance à fort champ	81
3. Analyse des signaux obtenus.....	83
3.1 Expression analytique du signal de spin.....	83
3.2 Contributions additionnelles aux signaux Hanle GMR	84
3.3 Expression analytique du signal Hanle conventionnel	86
3.4 Analyse des mesures expérimentales	86
4. Conclusion	87
4.1 Conclusion du Chapitre	87
4.2 Différentes études du transport de spin	88
Chapitre V : Fortes amplitudes de signal de spin dans des structures latérales en vue de dispositifs fonctionnels	89
Section I : signal de spin des structures spintroniques	89
1. Signaux de spin obtenus pour différentes structures clefs de la spintronique.....	89
1.1 Développement historique des structures spintroniques et revue des signaux mesurés..	89
1.2 Limitation des structures latérales	90
2. Comparaison des signaux de GMR	91
2.1 GMR de 10% obtenue sur une structure latérale	91
2.2 Répercussion de la miniaturisation sur les amplitudes de signaux.....	92
2.3 GMR des structures latérales et des empilements multicouches.....	95
Section II : avantages des structures latérales	96

1. Contrôle de la géométrie de l'espaceur	96
2. Contrôle des propriétés magnétiques des électrodes et adaptation du circuit.	100
3. Utilisation des différents degrés de liberté du spin dans une structure latérale.....	102
4. Conclusion	105
 Chapitre VI : Magnétorésistance d'accumulation de spin SAMR mesurée dans des jonctions tunnel magnétiques	107
Section I : présentation de la SAMR	107
1. Magnétorésistances et jonctions tunnel	107
2. Modèle analytique de la SAMR	109
2.1 Cas d'un nanopilier F/N	110
2.2 Cas d'un nanopilier F/B/N	111
2.3 Cas d'un nanopilier F/B/N/B.....	112
3. Comparaison des simulations et du modèle analytique	114
3.1 Description des simulations	114
3.2 Analyse des signaux de spin attendus dans différentes géométries.....	115
3.3 Les limites du modèle 1D	117
Section II : mesure expérimentale de la SAMR	119
1. Description des empilements utilisés.....	119
2. Piliers à section circulaire	120
3. Pilier à section en flèche.....	122
Section III : Confrontation des modèles et simulations aux résultats expérimentaux	124
1. Amplitudes de signal observées	124
2. Artefacts et effets magnétorésistifs	126
2.1 Différentes contributions magnétorésistives.....	127
2.2 Magnétorésistance tunnel anisotrope	127
2.2.1 Présentation de la TAMR.....	127
2.2.2 TAMR au sein des structures SAMR	128
3. Perspectives et choix des matériaux	129
3.1 Seconde campagne de nanofabrication	129
3.2 SAMR, de forts signaux possibles ?	130
 Conclusion	131
 Annexe I : Méthodes de nanofabrication	135
1. Nanofabrication des structures latérales	135
1.1 Procédé de nanofabrication	135

1.2 Lithographie électronique	136
1.3 Gravure et dépôt	136
2. Nanofabrication des structures SAMR	137
Annexe II : Modèles analytiques	139
1. Modèle des résistances de spin.....	139
1.1 Description de la méthode	139
1.2 Application du modèle du spin résistor aux différentes structures étudiées	140
1.2.1 Mesure non-locale et GMR	140
1.2.2 Mesure d'absorption de spin	141
1.2.3 Systèmes SAMRs.....	142
2. Mesures d'effet Hanle	144
2.1 Cas sans barrières.....	144
2.2 Prise en compte des interfaces	146
Annexe III : Méthodes de simulations	147
1. Simulations basées sur la méthode des éléments finis.....	147
1.1 Expression variationnelle du transport de spin.....	147
1.2 Détails des simulations.....	149
2. Simulations micromagnétiques.....	150
Remerciements	151
Bibliographie	153

Introduction

Electronique : de la charge au spin

L'électronique conventionnelle est basée sur l'utilisation de transistors *Complementary Metal Oxide Semiconductor* (CMOS), c'est-à-dire sur le transport de charges dans des matériaux semiconducteurs (Si). Les technologies permettant de stocker et de traiter des données se fondent ainsi sur la manipulation de charges électroniques.

L'augmentation continue de la densité de transistors (loi de Moore) et de la puissance des unités de calcul se heurte aujourd'hui à des limites physiques et technologiques¹. La première de ces limites est relative à la réduction des dimensions des structures : les nœuds technologiques actuels s'approchent des dimensions atomiques, avec des longueurs caractéristiques comprises entre 7 et 20 nm², et une variabilité en largeur tolérée inférieure à 1 nm. La seconde limite est liée à la fréquence de calcul des architectures CMOS, qui tend à converger vers des fréquences de l'ordre de quelques gigahertz. Enfin, en raison d'inévitables courants de fuites³, le rendement énergétique de ces structures diminue fortement lorsque leur taille caractéristique est réduite.

De ce fait, diverses solutions ont été proposées pour s'affranchir des limites de la technologie CMOS, telles que l'utilisation de structures optoélectroniques et photoniques⁴, l'exploitation d'éléments supraconducteurs⁵, le développement d'une électronique moléculaire⁶ ou de l'électronique quantique⁷. Parmi ces solutions, l'exploitation du spin des électrons apparaît aujourd'hui comme l'un des meilleurs candidats⁸ au développement d'une électronique post-CMOS.

Les applications spintroniques possèdent les avantages intrinsèques au stockage magnétique, comme la résistance aux radiations et la non-volatilité. La non-volatilité permet d'imaginer des architectures logiques différentes de celles utilisées aujourd'hui⁹, avec une consommation énergétique requise pour stocker l'information drastiquement plus faible¹⁰ que dans le cas de la technologie CMOS. En ce qui concerne la fréquence de calcul, les temps caractéristiques de retournement magnétique peuvent être très faibles, de l'ordre de la centaine de picosecondes^{11,12}, et les réponses dynamiques de l'aimantation à une perturbation (par exemple optique) peuvent même se produire en des temps inférieurs à la picoseconde¹³.

La naissance de la spintronique : les effets magnétorésistifs

Le point de départ de la spintronique moderne est souvent considéré comme étant la découverte de la magnétorésistance géante (GMR) en 1988 par A. Fert et P. Grunberg¹⁴. Cet effet magnétorésistif, qui apparaît dans des empilements ferromagnétique/non-magnétique (F/N), permet de générer deux niveaux de résistance en fonction de la direction relative de l'aimantation des couches magnétiques (parallèles ou antiparallèles). Ainsi, l'application d'un champ magnétique permet de modifier l'aimantation et donc la résistance d'une structure telle qu'une tricoche F/N/F. Ceci a permis le développement considérable de dispositifs tels que les disques durs magnétiques, dont les têtes de lectures ont été composées de structures GMR¹⁵. Aujourd'hui, l'usage de structures GMR a été abandonné dans la plupart des systèmes spintroniques au profit de structures dites jonctions tunnel magnétiques^{16, 17}. Celles-ci

correspondent à un empilement tricouche équivalent pour lequel la couche non-magnétique est remplacée par une barrière tunnel, menant à des variations de résistances dépassant¹⁸ les 1000% sur des structures tel que CoFeB/MgO/CoFeB.

Transfert de spin et courants de spin

Une seconde révolution dans le domaine de la spintronique a été amorcée par la découverte du couple de transfert de spin, théoriquement prédit Berger¹⁹ en 1977, puis mis en évidence par J.C. Slonczewski²⁰ et Berger²¹. Ce mécanisme se base sur la conservation du moment cinétique global. Lorsqu'un courant de charge est constitué d'électrons de spin majoritairement alignés entre eux, ce courant de charge s'accompagne d'un flux de moment cinétique appelé courant de spin. Dans le cas où celui-ci traverse un matériau ferromagnétique, le moment transporté se transfère à l'aimantation du matériau, générant un couple sur ce dernier^{20,22}. L'application de courant permet ainsi d'entretenir une précession ferromagnétique^{23,24,25}, de retourner l'aimantation d'un matériau^{26,27,28} ou de déplacer une paroi de domaine magnétique^{29,30} ou un skyrmion^{31,32}.

La génération de courants de spin est ainsi devenue un enjeu majeur de la spintronique. L'usage d'un matériau ferromagnétique a été la première méthode utilisée afin de polariser un courant^{33,34}. Il est ainsi possible d'injecter ce courant polarisé dans un matériau conducteur. Par exemple, dans une structure GMR ou TMR l'injection d'un courant polarisé en spin permet de lire l'information stockée dans l'aimantation de la couche libre, et également de renverser son aimantation^{33,34}. De telles structures sont actuellement employées dans les mémoires magnétiques de types STT MRAM^{33,34}.

Outre le retournement d'aimantation d'un élément F, l'injection de courants de spin permet notamment la génération d'ondes de spin ou de modes de précession cohérents³⁵ au sein d'un tel élément. Une application prometteuse consiste en l'utilisation de ces précessions entretenues afin de créer des oscillateurs magnétiques^{23,36,37}, notamment en vue de réaliser des composants pour la communication sans fil. Les modes de propagations de magnons au sein de matériaux ferromagnétiques isolants tel que le YIG^{38,39} (Yttrium Iron Garnet) sont également intéressants en vue d'application dans les composants hyperfréquences tels que les filtres⁴⁰ ou la logique⁴¹. En effet, l'usage d'ondes de spin permet de transporter le flux de moment cinétique sur des distances micrométriques.

Les effets de couplage spin-orbite

L'intérêt croissant pour la manipulation de purs courants de spin est également justifié par l'émergence d'une nouvelle branche de la spintronique : la spinorbitronique. Une méthode prometteuse de création de courants de spin, proposée par D'yakonov et Perel en 1971⁴², consiste à utiliser des matériaux disposants d'un fort couplage spin-orbite (SOC). En effet, de tels couplages permettent la conversion de courant de charge en courant de spin via différents mécanismes. Ces effets de conversion charge-spin permettent ainsi de générer ou détecter des courants de spin en l'absence de matériaux ferromagnétique. Ces courants de spin générés sont souvent exempts de flux de charge⁴³, et sont alors appelés des purs courants de spin.

De telles conversions charge-spin peuvent se manifester au sein de matériaux disposant d'éléments lourds tels que le platine⁴⁴ ou le tantale⁴⁵, dans lesquels l'orientation du spin des électrons libres influence la diffusion électronique comme dans le cas de l'effet Hall de spin^{42,43} (SHE). L'application d'un courant de charge mène ainsi à l'obtention d'un pur courant de spin transverse⁴⁶, dont le taux de conversion dépend du matériau employé. Outre les matériaux composés d'éléments purs (Pt, Ta, W), des alliages tel que CuIr⁴⁷, CuBi^{48,49} et AuW⁵⁰ ont exhibés des taux de conversion élevés. Ainsi les courants de spin obtenus se sont montrés suffisamment conséquents pour mener des expériences de transfert de spin, permettant notamment le retournement d'aimantation d'une couche ferromagnétique déposée au-dessus d'un matériau SHE^{28,45}, la précession de l'aimantation d'un élément ferromagnétique⁵¹ ou le déplacement de parois de domaines⁵².

En second lieu, l'utilisation de systèmes électroniques bidimensionnels est une approche prometteuse dans l'optique de générer de forts courants de spin. En effet, après avoir été prédit théoriquement en 1984, la conversion par effet Rashba-Edelstein⁵³ a été expérimentalement observée au travers de différentes interfaces, notamment Ag/Bi⁵⁴ et LaAlO₃/SrTiO₃⁵⁵. Cet effet permet une inter-conversion charge-spin aux abords d'interfaces présentant un gaz d'électrons 2D dans lequel un couplage spin-orbite se développe dû à la brisure de symétrie.

Enfin, les isolants topologiques⁵⁶ correspondent à une nouvelle classe de matériaux, disposant uniquement de canaux de conduction à leurs surfaces. Pour des matériaux tel que BiSbTeSe⁵⁷ ou α -Sn⁵⁸ une conversion charge-spin est possible en injectant un courant de charge (ou de spin) aux abords de ces surfaces⁵⁹.

Les courants de spin générés à l'aide d'interfaces Rashba ou d'isolants topologiques, semblent être tout à fait prometteur pour la manipulation d'aimantation⁶⁰, les conversions charges spin obtenues excédants⁵⁸ les taux de conversions estimés dans le platine. De manière générale, la compréhension des phénomènes observés en spinorbitronique requiert la connaissance des propriétés de transport dépendant en spin des différents matériaux et interfaces mis en jeu.

Le développement technologique et essor de la spintronique

La découverte expérimentale de la GMR par A. Fert and P. Grunberg¹⁴ a été rendue possible par la maîtrise des procédés de croissance multicouche. En effet, la possibilité de combiner des couches magnétiques et non magnétiques ultrafines a permis de créer des hétérostructures dont les dimensions sont plus petites que les longueurs caractéristiques du transport de spin. Le transport au travers d'éléments dont les distances caractéristiques sont inférieures à la longueur de diffusion de spin des matériaux est notamment nécessaire à l'obtention d'effets de magnétorésistance géante.

De même, les expériences de transferts de spin nécessitent des éléments ferromagnétiques dont le volume d'aimantation est aussi restreint que possible afin de faciliter la manipulation de l'aimantation. De ce fait, les expériences de transfert de spin ont principalement été réalisées à l'aide de couches minces⁴⁵ ou de nanopiliers, telles que les MTJs^{26,34}.

La nécessité d'utiliser des objets de dimensions réduites reste présente dans le cas des effets basés sur les couplages spin-orbite : une partie conséquente de ces effets correspond a des effets

interfaciaux, tandis que les purs courants de spin s'amortissent sur de faibles distances⁶¹ dans de tels matériaux.

La spintronique est ainsi née d'une révolution technologique : le développement de techniques de dépôt de couches minces. Le développement de procédés de nanofabrication constitue une seconde révolution technologique, avec une répercussion attendue en spintronique extrêmement forte, puisque ces développements permettent aujourd'hui de créer des nanodispositifs latéraux dont les dimensions sont inférieures aux longueurs caractéristiques du transport dépendant en spin^{62,63}.

Ma thèse s'inscrit dans cette évolution de l'électronique de spin, par le développement de structures latérales permettant d'étudier ou de tirer parti du transport de spin. Parmi les opportunités offertes par le contrôle bidimensionnel des structures spintroniques, une avancée notable consiste en la possibilité de générer des purs courants de spin : J. Jedema *et al.*⁶² ont démontré expérimentalement en 2001 que l'usage d'hétérostructures F/N lithographiées, telles que les vannes de spin latérales (VSL), permet l'obtention de tels courants. Cette découverte a mené à de nombreuses recherches basées sur l'utilisation de VSLs. En effet, la propagation^{62,63,64}, la précession^{65,66,67}, ou l'absorption^{68,69,70} d'un tel courant au travers d'un matériau conducteur permet d'étudier les propriétés de transport de spin de ce dernier. Ces études ont permis de caractériser l'injection de spin au travers de barrières tunnel⁷¹, dans des matériaux semiconducteurs^{72,73,74}, tel que Si⁷² ou GaAs^{73,74}, ainsi que dans des matériaux organiques tel que les nanotubes de carbone^{75,76} ou le graphène^{77,78}. Dans le cas des matériaux semiconducteurs, et plus précisément du silicium, ces études ont de fortes perspectives d'application, du fait qu'elles s'adaptent parfaitement aux techniques de fabrication mûres développées pour la technologie CMOS.

Ainsi, l'usage de purs courants de spin, couplé à la grande flexibilité de la géométrie offerte par les méthodes de fabrication permet l'étude d'un grand nombre de mécanismes du transport de spin ainsi que la conception de nouvelles structures spintroniques.

Descriptif des travaux de thèse

La spintronique exploite encore peu la possibilité de structurer latéralement les dispositifs, ainsi que les trois directions de l'orientation de spin. Au cours de ma thèse j'ai étudié différentes nanostructures latérales F/N, montrant qu'il est possible de tirer avantage de la géométrie tridimensionnelle des structures et des différentes orientations possibles des spins injectés. Des études de transport ont en particulier été réalisées dans les régimes colinéaires et non colinéaires, afin d'étudier les conséquences de la non-colinéarité sur les effets d'accumulation de spin et de magnétorésistance.

Après un chapitre d'introduction au transport électronique dépendant en spin, le second chapitre démontre l'intérêt de l'utilisation de l'alliage CoFe dans la réalisation de structures latérales et permet l'estimation des propriétés de transport de spin des matériaux non-magnétiques utilisés. Le troisième chapitre explore les nouvelles opportunités offertes par les structures latérales dans le cas du transport colinéaire. Le cas non-colinéaire du transport de spin au travers d'un matériau ferromagnétique est ensuite examiné à l'aide de mesures d'absorption de spin et de

mesures d'effet Hanle. Enfin, l'exploitation des purs courants de spin en vue de réaliser des structures fonctionnelles à effets de magnétorésistance est étudiée au cours des Chapitres V et VI. Des nanostructures dont la géométrie tire parti des trois directions de l'espace, basées sur un transport de spin à la fois vertical et latéral, sont notamment présentée dans le Chapitre VI.

Chapitre I : Transport électronique dépendant en spin dans les métaux

Dans ce chapitre sont présentés les concepts physiques relatifs au transport électronique dépendant du spin. Cette description se focalisera dans un premier temps sur les mécanismes de transport électronique colinéaire dans un métal non-magnétique ou ferromagnétique. Dans un deuxième temps, ce transport sera examiné dans le cas de structures hétérogènes F/N. Enfin, les mécanismes de transport seront étudiés dans le cas d'axes d'orientation de spin non-colinéaire.

1. Bases du transport électronique dépendant en spin

1.1 Spin et transport diffusif

1.1.1 Modèle de Drude

La propagation électronique dépend principalement des différents processus de diffusion. Ceux-ci peuvent être dus à des interactions électrons-phonons, ou à la présence de défauts dans la structure cristalline, comme des lacunes, dislocations ou impuretés. Dans le modèle de Drude, l'impulsion d'un électron de conduction subit ainsi ponctuellement des événements de diffusion via un échange de quantité de mouvement. Le temps moyen entre deux échanges est appelé le temps de relaxation⁷⁹ τ_e . Ce temps caractéristique dépend principalement du matériau considéré, ainsi que de la température de ce dernier. Il peut être ramené à une longueur de diffusion électronique l_e :

$$l_e = \frac{1}{\sqrt{3}} v_F \tau_e$$

Équation 1

Cette longueur, correspondant à la distance moyenne entre deux événements de diffusion, est aussi appelée libre parcours moyen. Ici, la vitesse v_F est la vitesse de Fermi, les électrons libres ayant des niveaux d'énergie proches de l'énergie de Fermi. Le préfacteur $\frac{1}{\sqrt{3}}$ permet de tenir compte de la tridimensionnalité du problème. Cette longueur peut aussi s'écrire comme une fonction du coefficient de diffusion électronique $D = \frac{1}{3} v_F^2 \tau_e$, sous la forme :

$$l_e = \sqrt{D\tau_e}$$

Équation 2

Outre leur charge, les électrons disposent également d'un moment cinétique correspondant à leur spin, de norme constante $\frac{\hbar}{2}$. La direction de ce moment peut néanmoins varier au cours du temps. De la même manière que pour l'impulsion de l'électron, les événements de diffusion rencontrés par le porteur peuvent mener à un changement ponctuel de cette direction de spin. Le temps moyen entre deux variations de ce moment est appelé le temps de relaxation de spin τ_{sf} . Dans le cas de tous les matériaux utilisés au cours de cette thèse, ce temps caractéristique est considérablement supérieur à τ_e ⁸⁰. En effet, les échanges menant à une modification du spin d'un électron nécessitent que la source de diffusion dispose d'un moment propre. De la même manière que précédemment, le temps caractéristique τ_{sf} est associé à une longueur de transport de spin l_{sf} :

$$l_{sf} = v_F \tau_{sf}$$

Équation 3

Ce paramètre correspond à la distance de propagation moyenne au bout de laquelle un électron perd son information de spin. Cette dernière est supposée grande^{80,81} devant le libre parcours moyen l_e . Comme le spin porté par l'électron est soumis aux mécanismes de diffusion spatiale de son porteur, ainsi qu'à son temps relaxation de spin τ_{sf} , la longueur de diffusion de spin λ dépend de ces deux mécanismes et s'écrit⁸¹ :

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{3}} v_F \sqrt{\tau_e \tau_{sf}} = \sqrt{D\tau_{sf}}$$

Équation 4

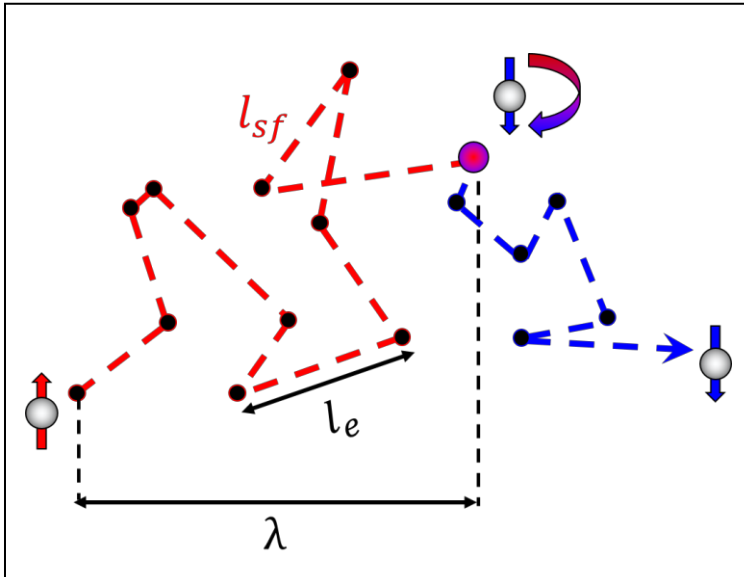


Figure 1

Schéma illustrant la propagation d'un électron en régime diffusif. L'électron est soumis à des sources de diffusions, représentées ici par des disques noirs. Le libre parcours moyen l_e correspond à la distance moyenne inter-collision. Certaines collisions mènent à un transfert d'impulsion et de moment cinétique, induisant un changement de la direction du spin de l'électron. l_{sf} correspond à la distance moyenne parcourue entre deux modifications du spin, tenant compte de l'ensemble du chemin parcouru par l'électron. La longueur de diffusion de spin λ considère quant à elle la distance moyenne entre deux retournements successifs.

Cette longueur de diffusion de spin correspond ainsi à la distance moyenne entre deux renversements du spin d'un électron, ne tenant pas compte du chemin parcouru. La Figure 1 permet d'illustrer les longueurs l_e , l_{sf} et λ .

1.1.2 Mécanismes élémentaires de diffusions

Le régime diffusif peut être dû à plusieurs interactions, notamment avec des phonons⁸¹, des magnons⁸¹ (dans les matériaux ferromagnétiques) ou des impuretés⁸¹. Le mécanisme de relaxation d'Elliot Yafet⁸² décrit le renversement de spin d'un électron dans les matériaux à faibles couplage spin-orbite.

Au-delà du modèle diffusif par collision ponctuelle, les longueurs caractéristiques du transport, et notamment la longueur de diffusion de spin, peuvent être soumises à d'autres mécanismes de relaxation. Ceci est principalement vrai dans les matériaux à fort couplage spin-orbite⁸³ où le transport de spin est sujet à des mécanismes de relaxation tel que décrit par D'yakonov–Perel⁸². Au cours de cette thèse la majeure partie des matériaux ne présentent pas (Cu, Al) ou peu (CoFe) de couplages spin-orbite. Certains matériaux tels que Pt ou Ta (étudié lors du Chapitre III) requièrent néanmoins la prise en compte des mécanismes de diffusion supplémentaire dû à de forts couplages spin-orbite. Dans le cadre de notre étude, le transport au sein de l'ensemble des matériaux utilisés sera décrit à l'aide de leurs longueurs effectives de diffusion et de leurs conductivités⁷⁰

Certains mécanismes de diffusion (tels que les interactions électrons-magnons), engendrent des effets magnétorésistifs qui seront observés au cours de cette thèse. Les contributions de la magnétorésistance anisotrope⁸⁴ et magnétorésistance de magnons⁸⁵ seront notamment pris en compte lors de l'analyse des mesures réalisées.

1.1.3 Conduction électrique dans le modèle de Drude

La longueur de diffusion l_e (ou son équivalence temporelle τ_e) est déterminante pour la compréhension du transport électronique dépendant en spin. En effet, d'après le modèle⁷⁹ de transport classique proposé par P. Drude en 1900, la conductivité σ dépend principalement du temps de relaxation électronique ainsi que de la densité volumique des électrons libres N (c'est-à-dire de la densité d'états au niveau de fermi) :

$$\sigma = \frac{Nq^2\tau_e}{m_e}$$

Équation 5

Les grandeurs q et m_e étant respectivement la norme de la charge et la masse électronique. La résistivité d'un matériau est alors simplement $\rho = 1/\sigma$. Ainsi la loi d'Ohm s'écrit :

$$\vec{j} = -\sigma \vec{E} = -\sigma \frac{\vec{\nabla}\mu_e}{q}$$

Équation 6

où $\vec{j}$, $\vec{E}$ et μ_e sont respectivement la densité de courant électrique, le champ électrique, et le potentiel électrique.

1.2 Transport électrique dans un matériau ferromagnétique

Dans le cas d'un matériau ferromagnétique, comme les métaux de transition $3d$, les électrons d voient leurs spins soumis à un couplage inter-électron⁸⁶. Ce couplage favorise un alignement de leurs spins via l'énergie d'échange E_{d-d} . Il mène à l'apparition d'une aimantation non-nulle pour une température inférieure à la température de Curie, ce qui correspond à la présence d'une population d'électrons d de spin majoritaire. Ces électrons participent peu au transport électronique, disposant d'une masse effective conséquente⁸⁷. Néanmoins, l'aimantation d'un matériau influe fortement sur le transport électronique. L'influence de celle-ci est présentée au cours de cette sous-section, s'appuyant sur le modèle proposé par N. Mott⁸⁷ et exploité par A. Fert et I.A. Campbell⁸⁸ en 1967 pour le cas de la magnétorésistance géante.

1.2.1 Présentation du modèle à deux courants

Le caractère ferromagnétique d'un matériau influe fortement sur le transport électronique via l'hybridation⁸⁹ des états s et d . Au cours de cette thèse, les électrons participant au transport électronique seront usuellement dénotés comme étant les électrons s . Néanmoins, les états et bandes électroniques participant à la conduction correspondent à des hybridations entre les orbitales s et d . Une conséquence notable de la présence de l'aimantation consiste en l'apparition de deux orientations de spins prédominantes dans les populations d'électrons conducteurs. En effet, comme démontré expérimentalement par I.A. Campbell *et al.*⁸⁸ dans le cas du fer, la conduction électronique peut être ramenée à deux canaux de conduction, pour lesquels les électrons disposent d'une orientation de spin colinéaire à l'aimantation. Ainsi le modèle de conduction qui en découle, appelé aujourd'hui modèle de Mott⁸⁰, se base sur l'existence de seules deux populations d'électrons de conduction : les électrons s de spin majoritaires (de spin parallèle à l'aimantation, noté $\uparrow$) et minoritaires (de spin antiparallèle à l'aimantation, noté $\downarrow$). Ce modèle permet d'expliquer une grande partie des résultats présentés dans ce manuscrit. Il peut être étendu à un cas plus général non-colinéaire, qui sera présenté lors de la sous-section 3 de ce chapitre.

Outre la réduction des populations de spin possibles, le régime diffusif se voit modifié dans un matériau ferromagnétique. Le couplage entre le spin les électrons libres s et les électrons d influe sur l'énergie des états électronique via un terme additionnel :

$$E_{ch} \propto \vec{S} \cdot \langle \vec{S}_d \rangle$$

Équation 7

Ici $\vec{S}$ et $\langle \vec{S}_d \rangle$ correspondent respectivement à la direction du spin de l'électron considéré et à la direction moyenne des spins des électrons $\mathbf{d}$ environnants. Cette contribution énergétique induit une séparation des bandes électroniques en deux sous bandes^{80,87} correspondant aux deux

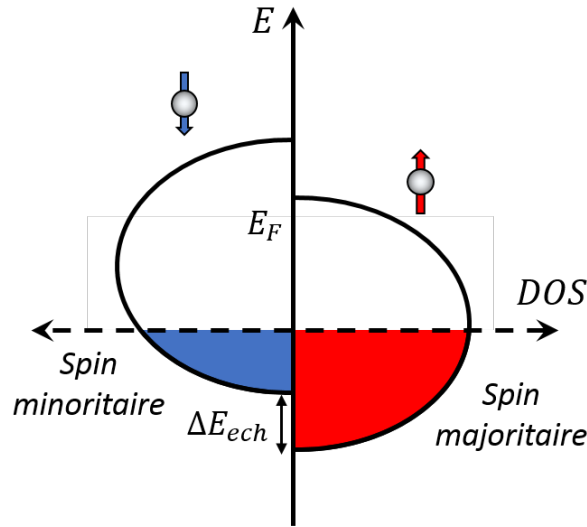


Figure 2

Schéma permettant d'illustrer la séparation des bandes électroniques en fonction de l'orientation du spin. Ces bandes sont espacées d'une énergie ΔE_{ech} et la densité d'états (DOS) au niveau de Fermi peut différer pour les deux sous-bandes. La population de spin majoritaire correspond alors à l'orientation de spin disposant de la plus grande DOS. Dans le cas où la DOS de la population minoritaire est nulle à l'énergie de Fermi, seuls les électrons ayant un spin orienté selon la direction majoritaire participent à la conduction. De tels matériaux sont appelés semi-métaux ferromagnétique. Pour plus de visibilité, seule une bande d'énergie est représentée sur le schéma.

populations de spin. Ces bandes sont espacées d'une énergie ΔE_{ech} . Les densités d'états au niveau de Fermi (DOS) ne sont alors plus identiques pour ces deux bandes ($N^\uparrow \neq N^\downarrow$). La DOS modifie la mobilité électronique et mène à des libres parcours moyens distincts. Ces différences donnent ainsi lieu à deux conductivités :

$$\sigma^\uparrow = \frac{N^\uparrow q^2 \tau_e^\uparrow}{m_e} = N^\uparrow q^2 D^\uparrow = \alpha_F \sigma$$

$$\sigma^\downarrow = \frac{N^\downarrow q^2 \tau_e^\downarrow}{m_e} = N^\downarrow q^2 D^\downarrow = (1 - \alpha_F) \sigma$$

Équation 8

avec $D^{\uparrow(\downarrow)} = \frac{\tau_e^{\uparrow(\downarrow)}}{m_e}$. Ici, le terme α_F , supérieur à 0,5 dans le cas d'un matériau ferromagnétique, dénote de l'asymétrie de conductivité obtenue pour les deux populations de spin. Le cas d'un matériau non-magnétique correspond à $\alpha_F = 0,5$. Cette asymétrie est usuellement ramenée au terme de polarisation des conductivités :

$$P_F = \frac{\sigma^\uparrow - \sigma^\downarrow}{\sigma^\uparrow + \sigma^\downarrow}$$

Équation 9

Dans le cas d'un courant en régime stationnaire au travers d'un volume de matériau ferromagnétique, cette valeur correspond à la polarisation des courants de ce matériau. Néanmoins, cette polarisation n'est pas nécessairement égale à la polarisation des densités volumiques des populations de spin. Au cours de cette thèse, seule la polarisation P_F des matériaux ferromagnétiques étudiés sera considérée.

1.2.2 Obtention des équations du transport

Ce modèle à deux courants permet de décrire les équations de transport électrique pour chaque population de spin de la même manière que précédemment. Ainsi, les densités de courant de chaque population de spin s'écrivent⁹⁰ :

$$\begin{aligned}\vec{j}^\uparrow &= -\sigma^\uparrow \frac{\vec{\nabla}\mu^\uparrow}{q} \\ \vec{j}^\downarrow &= -\sigma^\downarrow \frac{\vec{\nabla}\mu^\downarrow}{q}\end{aligned}$$

Équation 10

Il est possible de s'intéresser au flux global de charge $\vec{j}$ ainsi qu'au courant de spin (c'est-à-dire au flux de moment cinétique porté par les électrons de conduction) $\vec{j}_s$. Ceux-ci s'écrivent :

$$\begin{aligned}\vec{j} &= \vec{j}^\uparrow + \vec{j}^\downarrow \\ \vec{j}_s &= \vec{j}^\uparrow - \vec{j}^\downarrow\end{aligned}$$

Équation 11

Un courant de charge est polarisé en spin en un point de l'espace $\vec{r}$ si $\vec{j}(\vec{r})$ et $\vec{j}_s(\vec{r})$ sont non-nuls. Lorsqu'un courant de spin est libre de tout flux net de charge ($\vec{j}(\vec{r}) = 0$), celui-ci est appelé un pur courant de spin. Il correspond alors à une diffusion des électrons des deux populations de spin en sens opposés.

Puisque le flux de charge est conservatif, celui-ci vérifie les conditions de divergence nulle. Si la quantité de moment cinétique totale est conservative, ce moment peut être transféré entre le spin des électrons de conduction et divers autres éléments, tel que l'aimantation locale du matériau. De ce fait, le courant de spin s'atténue, dû aux événements de diffusions modifiant le spin des électrons. Comme présenté précédemment, ces interactions ont pour temps caractéristique τ_{sf} . Néanmoins, en raison de l'asymétrie des coefficients de diffusion des deux populations de spin, ce temps caractéristique n'est pas identique pour les électrons majoritaires et minoritaires. Les dipôles magnétiques ($\uparrow$) colinéaires au champ local sont en effet plus stables que les dipôles ($\downarrow$) d'orientation antiparallèle. Ainsi le retournement de spins d'électrons conducteurs ($\uparrow$) se produit après un temps caractéristique⁸¹ $\tau_{\uparrow\downarrow}$ plus long que le renversement inverse $\tau_{\downarrow\uparrow}$. De plus, comparés au cas des matériaux non-magnétiques, ces temps caractéristiques sont faibles pour les matériaux ferromagnétiques⁹¹ car les sources de diffusion sont en plus grande proportion dotés d'un moment. Au final, ces conditions peuvent se traduire par⁹⁰ :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_s = -q \left(\frac{n^\uparrow}{\tau_{\uparrow\downarrow}} - \frac{n^\downarrow}{\tau_{\downarrow\uparrow}} \right)$$

Équation 12

Les densités volumiques $n^\uparrow$ et $n^\downarrow$ peuvent se trouver en excès ou en déficit par rapport aux densités d'états au niveau de Fermi $N^\uparrow$ et $N^\downarrow$. Néanmoins, en l'absence de source générant ce déséquilibre, le retournement stochastique du spin des électrons mène à un équilibre de ces densités de populations. Ainsi, à l'équilibre, les populations de spin de densités $n^{\uparrow(\downarrow)} = N^{\uparrow(\downarrow)}$ respectent la condition $k = \frac{N^\uparrow}{\tau_{\uparrow\downarrow}} = \frac{N^\downarrow}{\tau_{\downarrow\uparrow}}$. Une densité de population de fermions en excès par rapport à l'équilibre induit une hausse de son potentiel électrochimique associé ($\mu^\uparrow$ ou $\mu^\downarrow$). Pour des variations du système proche de l'équilibre, c'est-à-dire une variation des densités de populations menant à des potentiels électrochimiques proches de l'état de Fermi (c'est-à-dire $\delta\mu^{\uparrow(\downarrow)} \ll E_{Fermi}$), il est possible de considérer que $\mu^{\uparrow(\downarrow)} \propto n^{\uparrow(\downarrow)}/N^{\uparrow(\downarrow)}$. En tenant compte des Équation 10 et Équation 12, les potentiels électrochimiques peuvent alors s'écrire sous la forme :

$$\nabla^2(\mu^\uparrow - \mu^\downarrow) = -q \left(\frac{1}{\sigma^\uparrow} \vec{\nabla} \cdot \vec{J}^\uparrow - \frac{1}{\sigma^\downarrow} \vec{\nabla} \cdot \vec{J}^\downarrow \right) = q^2 \left(\frac{1}{\sigma^\uparrow} + \frac{1}{\sigma^\downarrow} \right) \left(\frac{n^\uparrow}{\tau_{\uparrow\downarrow}} - \frac{n^\downarrow}{\tau_{\downarrow\uparrow}} \right)$$

$$\nabla^2(\mu^\uparrow - \mu^\downarrow) = \left(q^2 k \left(\frac{1}{\sigma^\uparrow} + \frac{1}{\sigma^\downarrow} \right) \right) (\mu^\uparrow - \mu^\downarrow)$$

$$\nabla^2(\Delta\mu) = \frac{\Delta\mu}{\lambda^2}$$

Équation 13

Ainsi, la différence entre les potentiels électrochimiques $\Delta\mu = (\mu^\uparrow - \mu^\downarrow)$ s'amortit spatialement, car les populations électroniques atteignent un équilibre grâce aux retournements de spin se produisant au fur et à mesure de la diffusion. Il est intéressant de considérer la longueur caractéristique d'amortissement, définie par :

$$\lambda = \sqrt{q^2 k \left(\frac{1}{\sigma^\uparrow} + \frac{1}{\sigma^\downarrow} \right)}^{-1}$$

$$\lambda = \sqrt{k \left(\frac{1}{N^\uparrow D^\uparrow} + \frac{1}{N^\downarrow D^\downarrow} \right)}^{-1}$$

$$\lambda = \sqrt{\frac{1}{\tau_{\uparrow\downarrow} D^\uparrow} + \frac{1}{\tau_{\downarrow\uparrow} D^\downarrow}}^{-1}$$

Équation 14

Cette grandeur est la longueur de diffusion de spin (LDS) présentée précédemment. Elle permet de décrire la distance caractéristique au bout duquel un électron voit son spin se modifier. Elle joue ici le rôle d'une longueur effective, puisqu'il s'agit d'une convolution des temps de vie de spin et des coefficients de diffusion de chaque population de spin. Elle se ramène à l'Équation 4 en considérant un temps de vie moyen et une constante de diffusion de spin moyenne^{81,92} :

$$\tau_{sf} = 2 \left(\frac{1}{\tau_{\uparrow\downarrow}} + \frac{1}{\tau_{\downarrow\uparrow}} \right)^{-1}$$

$$D = (N^{\uparrow} + N^{\downarrow}) \left(\frac{N^{\uparrow}}{D^{\downarrow}} + \frac{N^{\downarrow}}{D^{\uparrow}} \right)^{-1}$$

Équation 15

Cette grandeur λ est intrinsèque au matériau considéré pour une température fixée. Au cours de ma thèse, ce paramètre effectif sera utilisé de manière récurrente afin de décrire les propriétés de transport de spin.

Les équations du transport de spin que nous venons de développer sont très largement utilisées pour décrire la physique de dispositifs spintroniques. Ces dispositifs ont en commun d'être basés sur un petit nombre de techniques de génération, de transport et de détection de flux de moment cinétique à l'aide de matériaux ferromagnétique et non-magnétiques. Nous allons maintenant présenter ces principales techniques.

2. Génération et détection de courants de spin dans des hétérostructures F/N

Dans un premier temps, nous présenterons l'injection d'un courant de spin au travers d'une interface F/N. Une fois ce cas simple détaillé, il sera ramené aux effets de magnétorésistance géante, en explicitant les potentiels mis en jeu. Nous aborderons ensuite le cas de l'injection et de la détection de purs courants de spin.

2.1 Injection d'un courant de spin à l'aide d'un matériau ferromagnétique

Sans perturbation externe, le système électronique reste à l'équilibre. Cela revient à dire que les populations d'électrons sont de densités respectant $\frac{N^\uparrow}{\tau_{\downarrow}} = \frac{N^\downarrow}{\tau_{\uparrow}}$ et que les potentiels électrochimiques des deux populations sont égaux ($\mu^\uparrow = \mu^\downarrow$). Un courant de spin est néanmoins généré lors du passage du courant au travers d'un matériau ferromagnétique. En effet, puisqu'il y a plus d'électrons de spin majoritaires participant à la conduction, le flux de charge s'accompagne d'un flux de moment cinétique. Dans le volume d'un matériau ferromagnétique de polarisation P_F , ce courant de spin est proportionnel au courant de charge, d'un facteur de proportionnalité égal à cette polarisation. Il est possible d'injecter un tel courant de charge dans un matériau de polarisation différente, notamment dans un matériau non-magnétique. Ce mécanisme peut être décrit en utilisant le modèle développé par A. Fert et T. Valet⁸⁰ pour décrire la GMR.

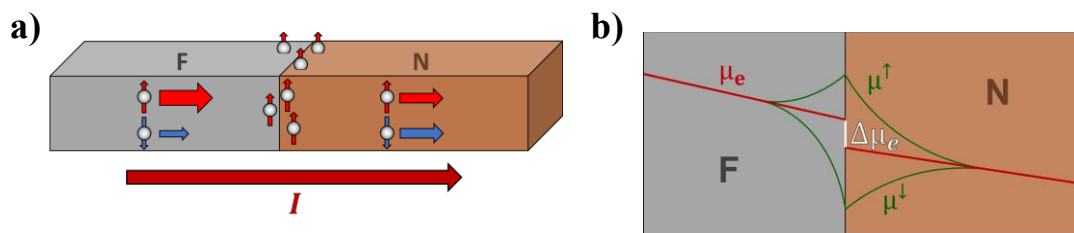


Figure 3

a) Schéma illustrant l'asymétrie des densités de courant pour les populations de spin majoritaires et minoritaires. Celles-ci correspondent à la proportion d'électrons de chaque populations de spin participant au transport. En raison de la différence de polarisation des courants attendue pour les matériaux F et N, les électrons majoritaires se retrouvent en excès à l'interface. b) Schéma représentant les potentiels électriques μ_e et électrochimiques ($\mu^\uparrow$ et $\mu^\downarrow$) aux abords de l'interface F/N. Le potentiel électrique décroît continûment, en raison de la chute ohmique correspondant au courant injecté. Il est égal à la moyenne des deux potentiels électrochimiques (pondérés par le nombre de porteur de chaque population). En raison de l'excès d'électrons de spin majoritaire à l'interface, le potentiel $\mu^\uparrow$ augmente, au contraire du potentiel $\mu^\downarrow$. Cette accumulation de spin induit un saut de potentiel $\Delta\mu_e$ qui contribue à la résistance totale.

Lorsque le courant est injecté perpendiculairement à une interface F/N, il y a un déséquilibre des densités de porteurs à l'interface. En effet, le courant est polarisé dans le volume du matériau ferromagnétique, alors que les conductivités sont égales pour toutes les orientations de spins au sein du matériau non-magnétique. Ainsi, le transport électronique au travers d'une interface F/N impose un état hors équilibre aux abords de cette interface. L'Équation 13 implique que le courant de spin injecté au sein du matériau non-magnétique s'amortit sur une distance caractéristique λ_N .

Dans le cas de fils fins, le transport peut se ramener à un modèle unidimensionnel. Cette approximation consiste à considérer que les flux sont dirigés dans la direction principale des nanofils et que les grandeurs (scalaires et vectorielles) sont uniformes sur toute la section de ces nanofils. La solution générale à l'Équation 13 s'écrit sous la forme⁹³ :

$$\Delta\mu_{N(F)} = A_{N(F)} e^{\frac{x}{\lambda_{N(F)}}} + B_{N(F)} e^{-\frac{x}{\lambda_{N(F)}}}$$

Équation 16

Dans le problème présenté Figure 3, le système se trouve hors équilibre aux abords de l'interface, mais la relaxation impose $\lim \Delta\mu^{N(F)} \rightarrow 0$ loin de cette dernière. Ainsi :

$$\begin{aligned}\Delta\mu_N &= B_N e^{-\frac{x}{\lambda_N}} \\ \Delta\mu_F &= A_F e^{\frac{x}{\lambda_F}}\end{aligned}$$

Équation 17

De plus, l'interface étant transparente, les potentiels électrochimiques $\mu^\uparrow$ et $\mu^\downarrow$ sont continus. De ce fait, $\Delta\mu$ est continu, impliquant $B_N = A_F$. De même, le courant de spin à l'interface J_s est conservé, impliquant :

$$\begin{aligned}-\frac{\sigma_N}{2} \frac{\vec{\nabla} \Delta\mu_N}{q} &= -\frac{\sigma_F^*}{2} \frac{\vec{\nabla} \Delta\mu_F}{q} + P_F \vec{J} \\ B_N &= q \left(\frac{1}{\lambda_N \rho_N} + \frac{1}{\rho_F^* \lambda_F} \right)^{-1} 2P_F J_x\end{aligned}$$

Équation 18

ici, J_x est la composante selon x du courant et $\sigma_F^* = \sigma_F(1 - \sigma_F^2)$ permet de tenir compte de l'asymétrie des conductivités. Les termes de résistivités se définissent par $\rho = \sigma^{-1}$. Ainsi l'accumulation de spin générée à l'interface permet d'obtenir un courant de spin dans les matériaux, notamment dans le matériau non-magnétique où il a pour densité :

$$\vec{J}_s = -\frac{\sigma_N}{2} \frac{\vec{\nabla} \Delta\mu}{q} = \frac{P_F J_x}{1 + \frac{\rho_N \lambda_N}{\rho_F^* \lambda_F}} e^{-\frac{x}{\lambda_N}} \vec{e}_x$$

Équation 19

Ce flux de moment cinétique généré au sein d'un matériau non-magnétique peut se propager sur une distance relativement longue, si des matériaux adaptés ayant de longues LDS sont utilisés (tel que Cu, Al, ou des matériaux semi-conducteurs).

D'après l'Équation 19, l'intensité du courant de spin injecté dépend fortement des propriétés de transport des deux matériaux et est limitée par la réabsorption de l'accumulation de spin par le matériau F. Cette limitation correspond aux problèmes de désaccord d'impédance^{71,72,73}, et s'explique par une relaxation de spin beaucoup plus rapide au travers de l'élément ferromagnétique qu'au travers de l'élément non-magnétique. Ce problème se pose principalement dans les matériaux N semiconducteurs^{72,73}, pour lesquels l'injection de spin nécessite l'usage d'une barrière. L'usage d'une barrière reste une méthode limitant efficacement cette diffusion électronique. Cette méthode est plus amplement détaillée au Chapitre VI.

Outre l'injection de courant de spin, la présence de cette accumulation de spin induit aussi un saut du potentiel électrique à l'interface ($\Delta\mu_e$ sur la Figure 3 b), et est donc responsable d'une contribution de résistance additionnelle. Ce terme sera notamment étudié dans les Chapitres IV et VI.

2.2 Mesure de magnétorésistance géante

Il a été souligné précédemment qu'un courant polarisé en spin peut être injecté au travers d'une interface F/N. Ajouter un troisième élément, lui aussi ferromagnétique, permet d'exploiter ce courant de spin afin d'obtenir un signal magnétorésistif appelé GMR, ayant grandement contribué au développement de la spintronique et permettant notamment la création des premières têtes de lecture des disques durs⁹⁴.

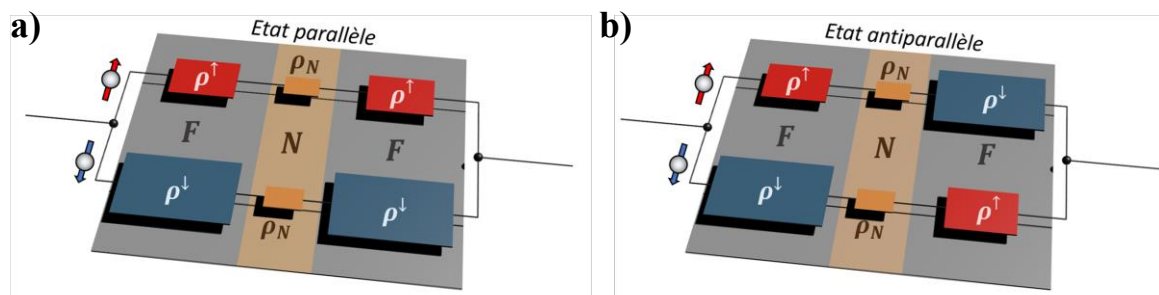


Figure 4

a) Schéma illustrant le transport électronique des deux population d'électrons. Les électrons majoritaires subissent de faibles perturbations diffusives, menant à une résistivité $\rho^\uparrow = 1/\sigma^\uparrow$ faible, au contraire de celle des électrons minoritaires. Dans le cas parallèle, les électrons majoritaires de la première électrode restent majoritaires pour la seconde, et le canal de conduction est donc de faible résistivité. Les électrons minoritaires disposent d'un canal de conduction de forte résistivité pour chaque électrode. Ce schéma reste qualitatif, principalement du fait qu'il ne tient pas compte des possibles modifications du spin des électrons, couplant les canaux. b) Schéma identique à celui précédent, dans le cas d'une configuration antiparallèle. Chaque direction de spin est alors majoritaire pour une électrode et minoritaire pour la seconde, et aucun des canaux de conduction n'est de faible résistance. Ainsi, la résistance totale du système augmente.

Lorsqu'un courant est injecté au travers d'une tricouche $F_1/N/F_2$, le courant traversant l'espaceur N est polarisé par la couche F_1 . Il atteint ainsi la seconde interface avec une polarisation similaire dès lors que l'épaisseur du matériau N est faible comparé à sa LDS. Dans le cas où l'aimantation de la seconde électrode est parallèle à celle de F_1 (état P), la population majoritaire des électrons libres est soumise à une forte conductivité $\sigma^\uparrow$. A l'inverse, si l'aimantation de l'électrode F_2 est antiparallèle à celle de l'électrode F_1 (état AP), la population majoritaire des électrons libres correspond à la population minoritaire de l'électrode F_2 , et ces électrons sont alors soumis à une faible conductivité $\sigma^\downarrow$. Ainsi la résistance globale du système dépend fortement de la configuration relative des deux aimantations. La Figure 4 permet d'illustrer les résistances auxquels sont soumis les électrons en fonction de leurs spins et des aimantations des électrodes.

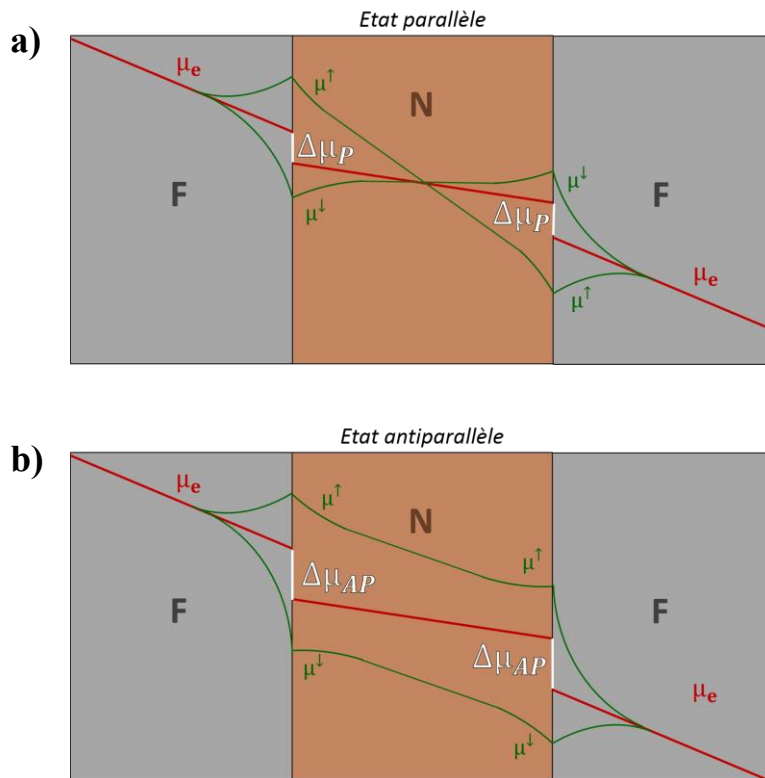


Figure 5

a) Profil des potentiels électriques et électrochimiques obtenus dans une structure GMR en configuration parallèle. Les accumulations de spin aux interfaces sont opposées, et relaxent par interdiffusion, menant à une faible contribution résistive ($2\Delta\mu_P/I$). b) Dans le cas antiparallèle, les accumulations de spin sont de même signe et s'additionnent, menant à une forte contribution résistive.

Une autre approche permettant de constater l'apparition d'un changement de résistance en fonction des aimantations consiste à s'intéresser aux accumulations de spin ($\Delta\mu$). En effet, dans le cas parallèle, les accumulations générées à chaque interface sont de signes opposés (cf. Figure 5). Cela provient du fait que, bien que les aimantations des deux électrodes soient parallèles, le courant traverse les interfaces selon un sens opposé (de F_1 vers N , puis de N vers F_2). Ainsi, ces déséquilibres locaux de densités de populations relaxent par diffusion spatiale, chacun permettant de compenser partiellement l'autre. Les accumulations de spin menant à une contribution additionnelle à la résistance totale, la relaxation de ces deux accumulations permet de diminuer la résistance dans l'état P.

A l'inverse, les accumulations générées dans le cas d'une configuration AP sont de même signe. Ainsi, l'accumulation de spin totale est grandement supérieure, et la résistance additionnelle engendrée est plus forte.

Au final, la variation de résistance mesurée pour un tel système peut être déterminée par la méthode de Valet-Fert. Ce calcul est détaillé en Annexe II, l'amplitude de signaux GMR étant étudiée en détail au Chapitre V.

2.3 Génération de purs courants de spin par une interface F/N

L'injection d'un courant de charge au travers d'une interface F/N permet en outre la génération d'un pur courant de spin. La géométrie présentée Figure 6 permet de générer un tel courant. Ici le courant de charge est injecté à travers l'interface F/N, puis se propage au travers de la branche gauche du nanofil N. La branche droite de ce dernier est donc libre de tout courant de charge (et donc de différence de potentiel électrique). Seuls des mécanismes dépendant du spin jouent alors un rôle dans la diffusion.

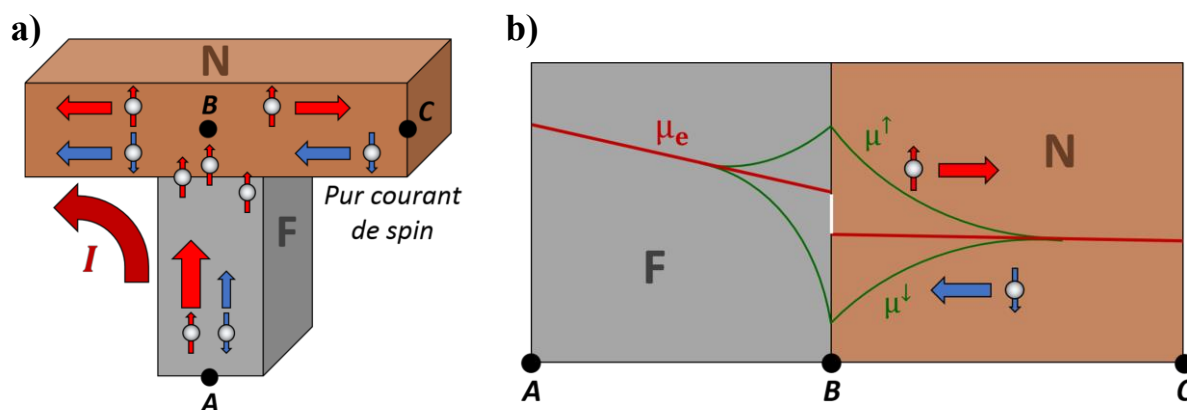


Figure 6

a) Schéma illustrant une géométrie permettant la génération de purs courants de spin. Le courant traverse l'interface F/N, et l'accumulation de spin générée crée des purs courants de spin dans toutes les directions. Le canal de droite étant libre du flux de charge, seules les diffusions dues à l'accumulation de spin s'y produisent. b) Profil des potentiels électriques et électrochimiques obtenus dans la structure présentée. Les points A, B et C correspondent aux zones notées de manière identique figure (a). Le potentiel électrique est constant dans le nanofil N, puisqu'aucun courant ne le traverse. Les potentiels électrochimiques varient en raison de la présence de l'accumulation de spin à l'interface. Ces gradients de potentiels induisent une diffusion électronique, générant un pur courant de spin.

Lors de la génération d'une accumulation de spin aux abords d'une interface F/N, l'excès d'électrons de spin majoritaire entraîne une hausse du potentiel électrochimique $\mu^\uparrow$, alors que le déficit d'électrons minoritaires conduit à une baisse de leur potentiel électrochimique $\mu^\downarrow$. Loin de l'interface, les phénomènes de retournement de spin assurent un retour vers l'état d'équilibre. Ainsi le potentiel $\mu^\uparrow$ croît près de l'interface, alors que le potentiel $\mu^\downarrow$ décroît au voisinage de l'interface (cf. Figure 6). D'après l'Équation 10, le flux électronique $\vec{j}^{\uparrow(\downarrow)}$ de chaque population de spin est proportionnel (et opposé) au gradient de leur potentiel électrochimique $\vec{\nabla}\mu^{\uparrow(\downarrow)}$. Ainsi les électrons majoritaires diffusent en s'éloignant de l'interface,

alors que les électrons minoritaires diffusent vers cette dernière : un pur courant de spin se propage le long de la branche droite du nanofil N. L'Équation 13 caractérise l'atténuation de ce courant de spin.

2.4 Mesure non-locale

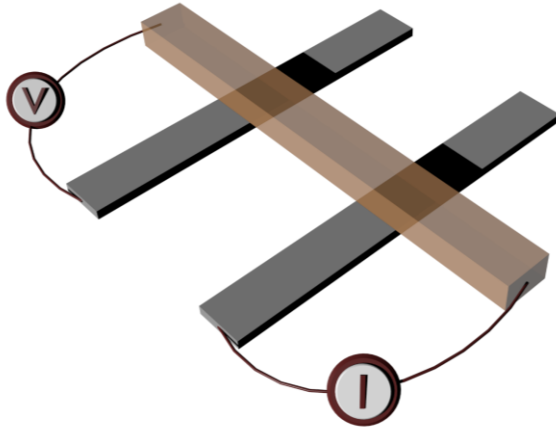


Figure 7

Schéma représentant une vanne de spin latérale ainsi que la configuration de mesure non-locale. Une vanne de spin latérale est composée de deux nanofils ferromagnétiques connectés par un nanofil non-magnétique transverse. Ici, le courant est injecté au travers de l'interface F/N de l'électrode de droite. La boucle de courant est réduite à la zone extérieure droite de la structure. À l'inverse, le circuit de détection (permettant de mesurer la tension obtenue) sonde uniquement la partie gauche de la structure, notamment l'interface F/N.

Dans la sous-section précédente, il est souligné que le pur courant de spin provient des gradients de potentiels électrochimiques. Ce point permet d'expliquer la mesure dite-non locale (représentée Figure 7 dans le cas d'une vanne de spin latérale⁶²), qui peut s'obtenir lorsqu'un pur courant de spin se propage au travers d'un nanofil N jusqu'à un second élément ferromagnétique. Dans cette configuration, les potentiels électrochimiques de cette seconde électrode ($\mu^\uparrow$ et $\mu^\downarrow$) sont affectés par ce pur courant de spin via la différence de potentiel locale ($\Delta\mu = \mu^\uparrow - \mu^\downarrow$). Cette différence de potentiel résulte de l'accumulation de spin générée par la première électrode, et son amplitude décroît le long du canal selon l'Équation 13.

Cette modification des potentiels $\mu^\uparrow$ et $\mu^\downarrow$ altère le potentiel électrique μ_{eF} , comme décrit par l'Équation 20 ci-dessous :

$$\mu_{eF} = \frac{\sigma_F^\uparrow \mu_F^\uparrow + \sigma_F^\downarrow \mu_F^\downarrow}{\sigma_F^\uparrow + \sigma_F^\downarrow}$$

Équation 20

Puisque aucun courant n'est injecté au travers de la partie gauche de la structure, les potentiels électriques sont constants dans tout le volume du canal et de la seconde électrode ferromagnétique. À l'inverse du matériau ferromagnétique, le potentiel électrique du matériau non-magnétique est indépendant de l'accumulation de spin puisque de par l'équi-répartition des densités d'états :

$$\mu_{eN} = \frac{1}{2}(\mu_N^\uparrow + \mu_N^\downarrow)$$

Équation 21

L'accumulation de spin atteignant la seconde électrode induit donc une différence de potentiel à l'interface entre celle-ci et le canal non-magnétique. Cette différence de potentiel peut être détectée par une mesure de tension entre ces deux matériaux (cf. Figure 7). L'amplitude attendue de cette tension V s'obtient en considérant la continuité des potentiels électrochimiques à l'interface. Cette continuité reste valide dans la limite où l'interface F/N est transparente. En notant $\mu_0^{\uparrow(\downarrow)}$ la valeur de ces potentiels à l'interface et en considérant les Équation 8 et Équation 9, il vient :

$$V = \frac{(\mu_{eF} - \mu_{eN})}{q} = q^{-1} \left(\left(\frac{\sigma_F^{\uparrow}}{\sigma_F^{\uparrow} + \sigma_F^{\downarrow}} - \frac{1}{2} \right) \mu_0^{\uparrow} + \left(\frac{\sigma_F^{\downarrow}}{\sigma_F^{\uparrow} + \sigma_F^{\downarrow}} - \frac{1}{2} \right) \mu_0^{\downarrow} \right)$$

$$V = q^{-1} \left(\frac{P_F}{2} \mu_0^{\uparrow} + \left(-\frac{P_F}{2} \right) \mu_0^{\downarrow} \right)$$

$$V = \frac{P_F}{2q} \Delta\mu_0$$

Équation 22

Ainsi, cette tension est directement proportionnelle à l'accumulation $\Delta\mu_0$ atteignant l'interface N/F de la seconde électrode. L'amplitude de cette accumulation de spin dépend de l'amplitude de l'accumulation de spin générée en amont, ainsi que de l'atténuation subie par cette dernière le long du canal non magnétique. De plus, une modification de l'aimantation de cette seconde

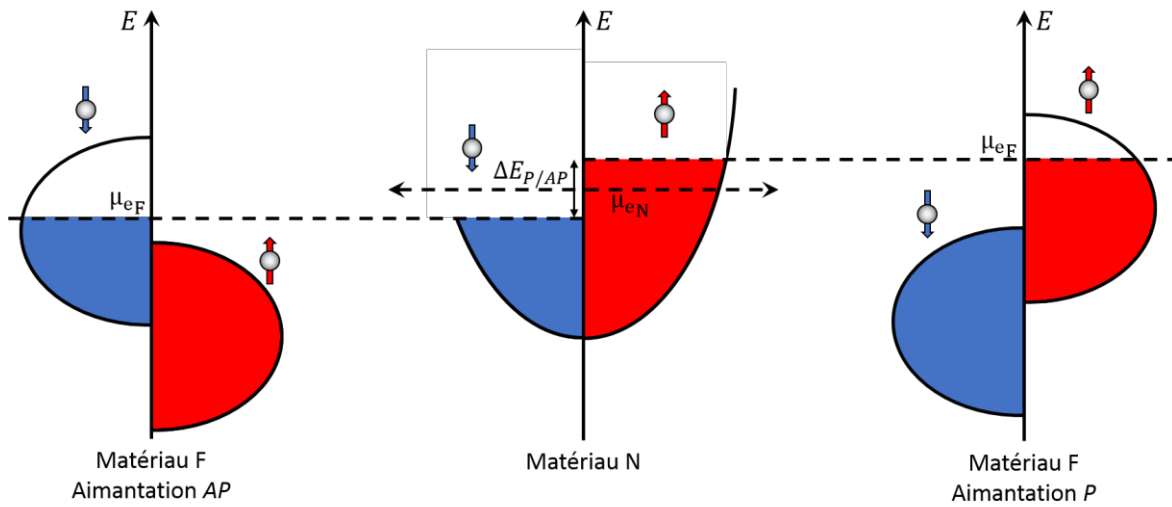


Figure 8

Schéma illustrant la différence de potentiel aux interfaces F/N induite par la présence d'une accumulation de spin. Les remplissages des bandes électroniques d'un matériau ferromagnétique sont représentés pour une aimantation P (à droite) et AP (à gauche). Pour simplifier la représentation, le matériau F représenté est un semi-métal : de ce fait son potentiel μ_{eF} est égal à $\mu_F^{\uparrow}$ (car $N_F^{\downarrow} = 0$).

électrode modifie également le signe de cette tension. En effet, en conservant les conventions de notations propres à la première électrode, le nouveau potentiel électrique μ_{eF} est égal à

$(\sigma_F^\downarrow \mu_F^\uparrow + \sigma_F^\uparrow \mu_F^\downarrow) / (\sigma_F^\uparrow + \sigma_F^\downarrow)$. Un calcul équivalent à celui de l'Équation 22 permet d'obtenir une tension de signe opposé. Ce comportement est illustré Figure 8.

Ainsi, modifier les aimantations relatives des deux électrodes permet d'obtenir une tension de sortie positive ou négative. La différence de tension obtenu entre ces deux configurations est appelée amplitude de signal de spin. Cette dernière peut se ramener à une résistance en considérant la différence entre les tensions mesurées et le courant injecté. Le signal de spin obtenu dans une telle structure est étudié Chapitre II.

2.5 Hétérostructures F/N : la méthode des résistances de spin

Au final, une structure composée de différents nanofils ferromagnétiques et non-magnétiques permet, via l'injection de courant, de générer des courants polarisés ainsi que des purs courants de spin, de détecter ces courants, ou d'absorber les courants de spin obtenus. Les tensions détectées par ces méthodes dépendent fortement des aimantations relatives des différentes électrodes ferromagnétiques. Diverses géométries et configurations de mesure peuvent être envisagées, menant à des amplitudes de tension détectée différentes. Afin de déterminer ces amplitudes de manière relativement rapide, W. Savero-Torres *et al.*⁹⁵ ont développé une méthode basée sur l'assimilation de la structure à un réseau de résistances comprenant les propriétés de transport de charge et de spin. Cette méthode s'appuie sur la solution générale des équations de transport de spin, présentée Équation 16, et recherche uniquement les préfacteurs de cette solution à partir des conditions aux limites, par un calcul matriciel. La méthode des résistances de spin est explicitement détaillée en Annexe II, et sera utilisée pour déterminer les signaux de spin attendus dans les limites du transport de spin colinéaire 1D.

3. Transport de spin non-colinéaire

Jusqu'ici, seul deux canaux de conduction ont été considérés, décrits par les orientations de spin $\uparrow$ et $\downarrow$. Ce modèle est valide dans la limite où les aimantations des différents éléments ferromagnétiques sont colinéaires, et une orientation de spin suffit à caractériser le transport. Néanmoins, les courants de spin peuvent transporter des moments cinétiques de différentes orientations, notamment lorsque les aimantations des différents éléments ferromagnétiques ne sont pas colinéaires. Au cours de cette sous-section, l'expression générale des équations de transport de spin sera présentée.

3.1 Courant de charge et courant de spin

La densité courant de charge en un point de l'espace (dans un matériau conducteur) peut se définir par ses composantes selon chaque axe du référentiel choisi. Ainsi, le courant de charge $\vec{J}$ s'écrit simplement :

$$\vec{J} = \begin{bmatrix} J_X \\ J_Y \\ J_Z \end{bmatrix}$$

Équation 23

A l'inverse, un vecteur spatial ne permet pas de décrire la densité de courant de spin. En effet, un courant de spin dispose à la fois d'un axe de propagation et d'un axe de quantification de spin. Dans le formalisme suivant, la densité de courant se propageant dans la direction $p \in \{x, y, z\}$ et ayant pour axe orientation de spin $q \in \{X, Y, Z\}$ s'écrit $J_{s,p,q}$. De manière générale, une densité de courant de spin s'écrit alors :

$$\vec{\vec{J}}_s = \begin{bmatrix} J_{s,x,X} & J_{s,x,Y} & J_{s,x,Z} \\ J_{s,y,X} & J_{s,y,Y} & J_{s,y,Z} \\ J_{s,z,X} & J_{s,z,Y} & J_{s,z,Z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \vec{J}_{sX} \\ \vec{J}_{sY} \\ \vec{J}_{sZ} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \vec{J}_s^x & \vec{J}_s^y & \vec{J}_s^z \end{bmatrix}$$

Équation 24

De même que dans le cas colinéaire, chaque orientation de spin $q \in \{X, Y, Z\}$ donne lieu à deux directions de spin $q^\uparrow$ et $q^\downarrow$. Ainsi, le courant de spin $J_{s,p,q}$ correspond à la différence entre les flux de courants $J_{s,p,q}^\uparrow$ et $J_{s,p,q}^\downarrow$. Les électrons des populations $q^{(\downarrow)}$ sont soumis à leurs potentiels électrochimiques respectifs $\mu_q^{(\downarrow)}$. L'accumulation de spin en un point de l'espace a donc une forme vectorielle :

$$\vec{\Delta\mu}(\vec{r}) = \begin{bmatrix} \Delta\mu_X \\ \Delta\mu_Y \\ \Delta\mu_Z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mu_X^\uparrow - \mu_X^\downarrow \\ \mu_Y^\uparrow - \mu_Y^\downarrow \\ \mu_Z^\uparrow - \mu_Z^\downarrow \end{bmatrix}$$

Équation 25

De ces profils d'accumulation peuvent naître des courants de spin fortement non-colinéaires. La sous-sous-section ci-dessous s'intéresse au profil de ces courants dans le cas d'un matériau ferromagnétique.

3.2 Conduction au travers d'un matériau ferromagnétique.

3.2.1 Description des équations

Le couple qu'induit l'aimantation $\vec{M} = M_s \vec{m}$ sur le spin des électrons de conduction, associé à la relaxation de celui-ci, favorise fortement l'existence des populations de spin colinéaires à l'aimantation. Néanmoins, un courant de spin ayant un axe de quantification de spin quelconque peut être injecté dans un matériau ferromagnétique. S. Zhang *et al.*⁹⁶ ont établi les équations du transport dans le cas non-colinéaire. Par la suite, C. Petitjean *et al.*⁹⁷ ont étendu ce modèle. Après adaptation de l'équation de C. Petitjean *et al.* aux notations utilisées ici, il vient :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0$$
$$\frac{ql_e}{\sigma} \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_s = \sum_{p \in \{X, Y, Z\}} \frac{\partial}{\partial p} \vec{J}_{sp} = -\frac{l_e(1 - P_F^2)}{\lambda^2} \vec{\Delta\mu} + \frac{1}{l_L} (\vec{m} \times \vec{\Delta\mu}) - \frac{1}{l_{\perp}} (\vec{m} \times \vec{\Delta\mu}) \times \vec{m}$$

Équation 26

Ici, la première équation décrit simplement la conservation de la charge. La deuxième équation relie le courant de spin aux potentiels électrochimiques. Celle-ci est la généralisation du cas colinéaire (Équation 12 et Équation 13). Le premier terme décrit l'amortissement de l'accumulation de spin via le retournement stochastique du spin des électrons, de la même manière que dans le cas colinéaire. La grandeur l_e est ici la longueur du libre parcours moyen.

Dans le cas particulier où l'injection de spin est colinéaire à l'aimantation, ce terme correspond à l'unique contribution de relaxation puisque $(\vec{m} \times \vec{\Delta\mu})$ devient nul. L'Équation 26 se réduit alors à l'Équation 12 et permet de décrire le transport colinéaire.

Le deuxième terme tient compte de la précession de Larmor engendrée par le couple que l'aimantation induit sur les spins des électrons. La longueur de Larmor l_L correspond à la distance au bout de laquelle le spin d'un électron soumis à cette précession retrouve son orientation initiale.

Enfin le dernier terme est un terme phénoménologique. Il correspond à l'amortissement de cette précession par échange de moment cinétique. Ce terme ramène le spin des électrons conducteurs le long du champ effectif généré au sein du matériau. Ce terme d'amortissement, introduit de manière similaire à ce qui a été fait dans le cas de l'équation de Landau-Lipchitz-Gilbert pour l'étude de la réponse d'une aimantation à un champ magnétique extérieur, s'associe à un coefficient d'amortissement. Celui-ci s'écrit ici sous la forme d'une longueur $l_{\perp}$ déterminant au bout de quelle distance les spins soumis à cet amortissement atteignent l'état colinéaire.

3.2.2 Profil d'une accumulation de spin générée

D'après l'Équation 26, un courant de spin injecté au travers d'un matériau ferromagnétique s'amortit par renversement de spin, et par réorientation des spins selon l'axe définie par $\vec{m}$. De plus la direction des spins injectés précesse autour de l'axe d'aimantation de ce matériau. Ainsi, un pur courant de spin présente un profil d'oscillations amorties (cf. Figure 9).

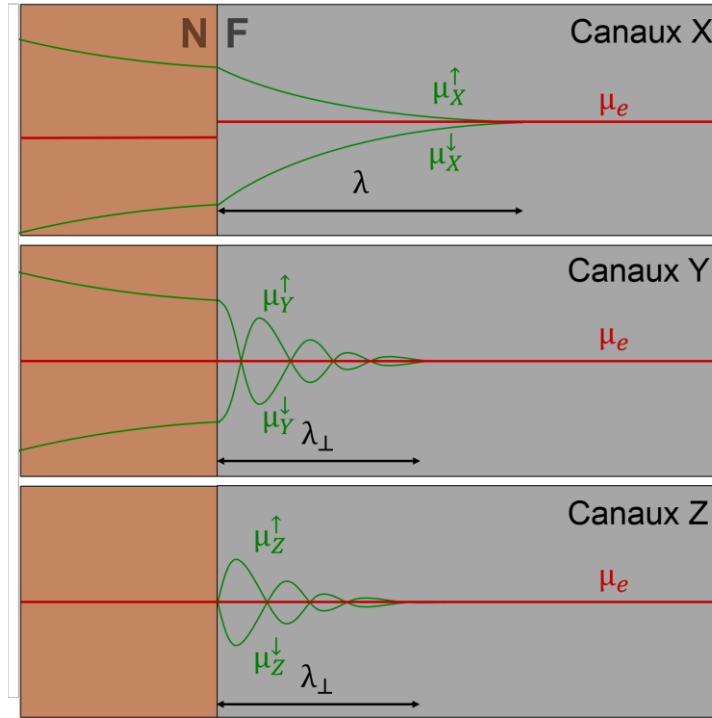


Figure 9

Profil des potentiels électriques et électrochimiques obtenus au travers d'une interface N/F. Un pur courant de spin est ici injecté dans le matériau ferromagnétique d'axe d'aimantation X. L'aimantation est supposée constante dans le temps et l'espace (ce qui reste valable dans le cas où le courant de spin est suffisamment faible pour qu'il soit possible de négliger le transfert de spin). Ici le pur courant de spin a pour composantes non-nulles $J_{s,p,X}$ et $J_{s,p,Y}$, avec p la direction des nanofils. Les spins colinéaires à l'aimantation se retournent au bout d'une longueur moyenne λ (la LDS). Les spins d'orientations transverses précessent dans le plan (Y,Z), s'alignent progressivement selon X, et sont soumis au retournement ponctuel. En raison de ces différentes contributions, la longueur d'amortissement effective (notée ici $\lambda_{\perp}$) est plus courte que la LDS.

Il est visible que selon la direction des spins injectés, l'accumulation de spin ne relaxe pas avec la même longueur effective d'absorption. En effet, la longueur de diffusion effective dans le cas d'une injection colinéaire correspond à la LDS λ , alors que la longueur de diffusion effective dans le cas d'une injection transverse⁹⁷ $\lambda_{\perp}$ est a priori plus courte.

L'équation vectorielle (tenant compte des trois orientations de spin) peut se ramener à un formalisme complexe adapté aux termes de précession. Un axe colinéaire est déterminé comme étant la direction de l'aimantation, tandis que les deux autres orientations de spin définissent le plan transverse. Par exemple, dans le cas de la Figure 9 où l'aimantation est orientée selon X, l'accumulation de spin s'écrit :

$$\overrightarrow{\Delta\mu}(\vec{r}) = \begin{bmatrix} \Delta\mu_{\parallel} \\ \Delta\mu_{\perp} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Delta\mu_x \\ \Delta\mu_y + i\Delta\mu_z \end{bmatrix}$$

Équation 27

Dans ce formalisme, la longueur $\lambda_{\perp}$ est complexe afin de tenir compte de la précession. Ainsi, en régime stationnaire, il est possible d'obtenir⁹⁷ :

$$\frac{1}{\lambda_{\perp}} = \sqrt{\left(\frac{1}{l_e(1 - P_F^2)} + \frac{1}{l_{\perp}} - i \frac{1}{l_L} \right) \left(\frac{l_e(1 - P_F^2)}{\lambda^2} + \frac{1}{l_{\perp}} - i \frac{1}{l_L} \right)} \approx \left(\frac{1}{l_{\perp}} - i \frac{1}{l_L} \right)$$

Équation 28

La simplification présentée Équation 28 (supposant $l_e \ll l_{\perp}, \lambda$) reste valide pour la majeure partie des matériaux. Ainsi la relaxation des composantes transverses dépend peu du mécanisme de renversement de spin.

Le transport au sein d'un matériau ferromagnétique dépend ainsi des propriétés intrinsèques du matériau. Néanmoins, les conditions d'injection d'un courant de charge et de spin dépendent aussi des conditions de transmission à l'interface. Une approche développée par Y. Tserkovnyak et G.E.W. Bauer⁹⁸ considérant les probabilités de transitions et réflexion dépendant en spin via les conductances avec ou sans mélange de spin^{99,100} est une méthode particulièrement utilisée pour décrire le transport de spin au travers d'hétérostructures, notamment dans le cadre des expériences de transfert de spin ou de pompage de spin.

4. Conclusion

Les bases du transport électronique dépendant en spin se révèlent nécessaires pour comprendre et analyser les mesures de transport réalisées au cours de cette thèse. L'ensemble des modèles analytiques exploités au travers des Chapitres suivants sont basés sur les modèles de Valet-Fert et de C. Petitjean *et al.* De même, les simulations opérées par la méthode des éléments finis se base simplement sur une expression variationnelle du modèle de Valet-Fert, décrite en annexe III.

Chapitre II : Etude des propriétés de transport de spin par des méthodes de mesure non-locale

La compréhension des propriétés de transport de spin dans les matériaux et l'obtention des paramètres matériaux correspondants sont nécessaires au développement de la spintronique. En effet, les paramètres tels que l'amortissement magnétique, la polarisation, la longueur de diffusion de spin, l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya (DMI) ou l'angle de Hall sont des facteurs clefs pour comprendre et contrôler des mécanismes tels que les couples de transfert de spin^{22,27,101}, les textures de spin telles que les skyrmions^{31,102} dus à la DMI^{103,104}, ou les inter-conversions entre courants de charge et courant de spin basées sur les effets de couplage spin-orbite aux interfaces Rashba^{53,54,55,105}, dans les matériaux SHE^{45,46,49,106}, ou via des isolants topologiques^{56,57,58, 107}. Les Chapitres II, III et IV présentent différentes méthodes de caractérisation des propriétés de transport de spin, via respectivement, l'analyse de l'amplitude du signal de spin, les expériences d'absorption de spin et la précession de spin sous champ magnétique transverse.

Ce chapitre porte en particulier sur la présentation et l'étude des vannes de spin latérales^{62,63}. Les mesures dites non-locales sont détaillées, puis l'étude des amplitudes de signal de spin obtenues nous permettra de caractériser les propriétés de transport de spin des matériaux utilisés.

1. Vannes de spin latérales

1.1 Vannes de spin latérales en spintronique

Les vannes de spin latérales (VSLs) sont constituées de deux électrodes ferromagnétiques connectées par un nanofil non-magnétique transverse^{62,63,93}. Ces structures ont joué un rôle majeur dans l'étude du transport de spin au cours des dix dernières années^{27,46,108}. Les principales mesures de magnétorésistances exploitées sur les VSLs sont les mesures de magnétorésistance géante¹⁰⁹ (GMR¹⁴) et les mesures dites non-locales⁶². Comme présenté sur la Figure 10 (a) ci-dessous, il est possible d'injecter le courant à travers une succession d'éléments ferromagnétique/non-magnétique/ferromagnétique, permettant ainsi de réaliser des mesures de GMR. La mesure de tension est ici partiellement découplée du circuit de courant (il s'agit d'une mesure 4 points) ce qui permet de s'affranchir des résistances d'amenées et des bruits résistifs correspondants, ainsi que de leurs effets de magnétorésistance.

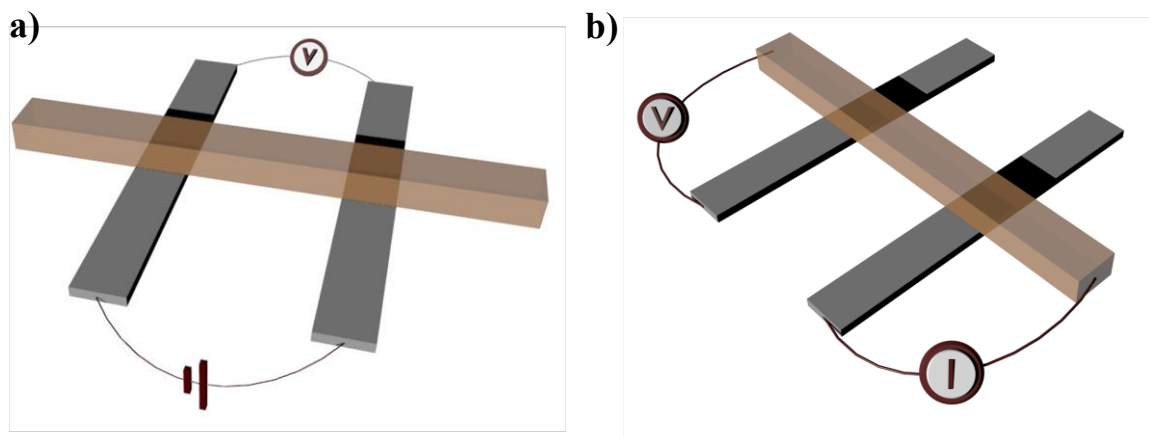


Figure 10

a) et b) Schémas illustrant la structure d'une vanne de spin latérale. Les nanofils ferromagnétiques sont représentés en gris alors que le nanofil non magnétique est représenté en brun. La figure (a) présente la configuration de mesure utilisée pour détecter la magnétorésistance géante, alors que la figure (b) représente une configuration de mesure dite non-locale.

Les mesures non locales (cf. Figure 10 b) consistent quant à elles en l'injection de courant à travers une seule des interfaces ferromagnétique/non-magnétique de la structure, tel que présenté lors du Chapitre I.

Lorsque l'aimantation de l'électrode servant à l'injection s'inverse, l'AS change elle aussi de signe. De même, lorsque l'aimantation de l'électrode de détection se retourne, la mesure des potentiels électrochimiques des populations de spin *up* et *down* est intervertie. Le signal de spin mesuré change donc de signe selon que les deux électrodes ont leurs aimantations parallèles ou antiparallèles^{62,110}.

Les accumulations de spin s'atténuent lors de la diffusion électronique, leur observation nécessitant des structures de dimensions réduites. Les structures multicouches permettent de mesurer des effets magnétorésistifs, mais ces mesures s'accompagnent également des résistances intrinsèques des différents matériaux et de leurs interfaces. Les mesures non locales dans les VSLs sont libres de telles contraintes, faisant d'elles l'un des principaux outils d'étude de l'injection et du transport de spin dans des matériaux non magnétiques. En effet, cette configuration de mesure permet de découpler totalement la boucle de courant et la zone de mesure de tension. Abstraction faite de possibles courants de fuite et d'effets thermoélectriques, le signal obtenu n'est que le produit du transport de spin. De même, les effets magnétorésistifs des électrodes ferromagnétiques, tels que la magnétorésistance anisotrope⁸⁴ ou la magnétorésistance de magnons⁸⁵, n'apparaissent pas dans le signal, rendant ce type de mesure libre de toute autre contribution.

Cet avantage permet d'étudier les mécanismes du transport de spin⁶², sous l'effet de la diffusion et la précession^{66,67} électronique dans des matériaux non-magnétiques^{111,112} et au travers d'interfaces résistives^{71,113}. Cette méthode de mesure est aussi largement utilisée pour étudier le transport de spin dans des matériaux semi-conducteurs^{72,73,114,115,116}, s'affranchissant des problèmes propres aux mesures locales¹¹⁷. De telles mesures de transport de spin ont aussi été réalisées dans des matériaux organiques¹¹⁸ tels que le graphène^{77,78} ou les nanotubes de

carbone^{76, 119}. D'autre part, en remplaçant certains éléments ferromagnétiques par des matériaux à fort couplage spin-orbite, les mesures non-locales permettent également d'étudier les effets dits de spin-orbitronique, tel que l'effet Hall de spin^{27,46,120} ou l'effet Rashba¹²¹. La capacité à générer et à détecter des purs courants de spin dans de tels dispositifs fournit aussi la possibilité d'étudier les effets de spin-caloritronique^{122, 123} et le transfert de spin^{27,124}. Des expériences ont notamment prouvé qu'il était possible de retourner l'aimantation d'un nano-élément²⁷ ou de déplacer des parois de domaines magnétiques¹²⁴ par utilisation de purs courants de spin générés par des méthodes non-locales.

1.2 Choix du matériau ferromagnétique

1.2.1 Permalloy (NiFe)

À l'exception d'un travail récent sur les VSLs constituées de CoPd ou de CoNi¹²⁵, toutes les structures latérales métalliques ont été réalisées en utilisant des matériaux magnétiques doux avec une aimantation planaire. Le Permalloy (alliage Ni₈₀Fe₂₀) est actuellement le matériau ferromagnétique le plus employé dans les VSLs^{27,46,67,108,109,111,112,113, 120, 121,122,123,124,126,127}. En effet, le NiFe présente de nombreux intérêts : sa polarisation est relativement élevée, le dépôt d'une couche polycristalline de NiFe sur la plupart des matériaux est aisé, et son aimantation est facilement contrôlable par application de champs externes. En outre, l'aimantation à saturation du Permalloy est assez faible, ce qui fait de lui un bon candidat pour les expériences de transfert de spin.

Néanmoins, les VSLs basées sur le NiFe émettent des signaux de spin de faible amplitude, typiquement de l'ordre de quelques milliohms à basse température. Ceci est une importante limitation, en particulier en vue d'applications, telles que les têtes de lecture des disques durs¹²⁸, mais aussi pour des études fondamentales. En effet, les études concernant le transfert de spin^{27,124}, la précession de spin dans le canal non-magnétique^{65,66} ou les expériences de spin-caloritronique^{122,123} nécessitent des VSLs émettant de forts signaux de spin.

1.2.2 Autres candidats

Récemment, les alliages dits de Heusler, qui possèdent une forte polarisation, ont été utilisés afin d'obtenir des signaux de spin conséquents^{128, 129, 130}. Cependant, ces matériaux sont relativement difficiles à produire, puisqu'ils nécessitent une croissance épitaxiale et une demi-métalllicité difficile à obtenir. D'autres matériaux à aimantation planaire, comme Co⁶², ont également été utilisés pour la fabrication des électrodes de VSLs, mais les amplitudes de signaux de spin résultantes n'égale pas celle obtenues avec du NiFe. Les VSLs à base de Ni n'ont quant à elles pas permis d'obtenir des signaux de spin détectables¹³¹.

Enfin, l'utilisation de barrières tunnel permet d'augmenter de manière significative l'amplitude du signal de spin¹⁰⁸. En effet, l'ajout de celle-ci permet de s'affranchir du désaccord d'impédance de spin entre les matériaux ferromagnétiques et non-magnétiques, bien qu'en contrepartie la présence de barrières augmente nécessairement la résistance du dispositif. Dans le cas des matériaux non-magnétiques de faible conductivité, comme les matériaux semi-

conducteurs ou certains matériaux organiques, l'insertion d'une barrière est cruciale^{132,133}. Notons que dans certains cas, par exemple Co/Graphene¹³⁴ ou NiFe/Ag^{63,135,136}, l'interface est résistive et permet de lever le problème de désaccord de résistance de spin.

Néanmoins, le remplacement du NiFe comme élément ferromagnétique par un matériau polyvalent et induisant des amplitudes de signal de spin élevées dans les structures métalliques reste un problème délicat. L'obtention de telles amplitudes de signal offrirait de nombreuses possibilités tant pour les études fondamentales que pour les applications.

1.2.3 CoFe

Les alliages de CoFe ont récemment été étudiés dans les VSLs, afin de mettre en évidence l'intérêt des alliages de Heusler CoFeAl^{129,130}. Bien que les signaux de spin obtenus avec le CoFe restent faibles dans ces études (essentiellement en raison des dimensions des dispositifs), la polarisation estimée du CoFe est relativement importante (0,45 à 77K)¹²⁹. De ce fait, le CoFe pourrait être un bon candidat pour le remplacement du NiFe.

Des VSLs basées sur des alliages CoFe et NiFe ont été nanofabriquées. Dans la sous-section suivante, les mesures non-locales sont détaillées, et les différents signaux de spin obtenus sont comparés. Ceci permet dans un premier temps de déterminer si le CoFe est effectivement un bon élément ferromagnétique pour l'injection et la détection de spin dans les structures latérales.

Dans un second temps, nous étudierons l'évolution des amplitudes de signal de spin en fonction de la distance inter-électrode des différentes structures. Cette dépendance permet de caractériser les propriétés de transport de spin des matériaux utilisés.

2. Méthode expérimentale

2.1 Nanostructures utilisées

Deux ensembles de nanostructures ont été réalisés¹³⁷ sur un même substrat pour obtenir des conditions de fabrication identiques. Ces structures correspondent à des vannes de spin dont la seule différence géométrique est la distance inter-électrode. Les nanodispositifs sont constitués de $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{40}$ comme matériau ferromagnétique. Ce choix de stœchiométrie est motivé par le fait que le signal de spin obtenu est proche du maximum^{130,138} pour cette composition, comme l'est par ailleurs l'aimantation à saturation (le maximum de la courbe de Slater-Pauling¹³⁹ correspond à l'alliage $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{60}$). Ce matériau utilisé au cours de ma thèse diffère donc légèrement des alliages utilisés au cours d'autres études sur le CoFe (qui ont notamment pour composition $\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}$ ¹⁴⁰, $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ ¹⁴⁰, ou $\text{Co}_{85}\text{Fe}_{15}$ ¹²⁹).

Les canaux non-magnétiques des deux ensembles de nanostructures sont composés respectivement de cuivre et d'aluminium. Chaque fil a nominalemeent une largeur de 50 nm, tandis que les épaisseurs sont de 15 nm pour les nanofils ferromagnétiques et de 80 nm pour les fils non-magnétiques. La Figure 11 (a) présente la configuration de mesure pour les mesures non locales. Ces géométries ont été choisies pour correspondre à des VSLs préalablement mesurées¹⁴¹ par P. Laczkowski et utilisant du NiFe comme matériau ferromagnétique. Comme les amplitudes des signaux de spin dépendent fortement de la géométrie, des matériaux choisis et de la qualité des interfaces, il est important de mentionner que toutes les VSLs ont été ici nanofabriquées selon le même procédé, et qu'elles sont géométriquement identiques.

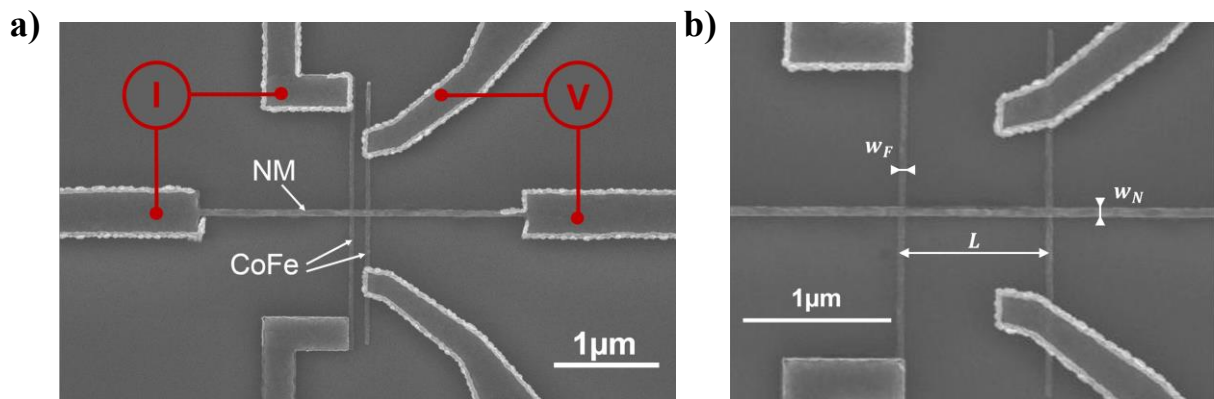


Figure 11

a) Image MEB d'une des vannes de spin réalisée. La configuration de mesure non-locale est schématisée en rouge. Le courant est injecté via l'électrode de gauche alors que la tension est mesurée via l'électrode de droite. La distance inter-électrode est ici de 150nm. b) Image MEB d'une structure et grandeurs caractéristiques des VSLs.

Une étude préalable a permis de déterminer les conditions optimales de nettoyage et de désoxydation de l'interface de CoFe avant le dépôt de Cu ou d'Al. Pour cela, la durée de gravure ionique in-situ a été testée sur un premier ensemble de vannes de spin latérales. La durée de la

gravure a été optimisée, afin de maximiser le signal de spin d'une part et de minimiser la résistance d'interface d'autre part.

2.2 Mesures non-locales

La Figure 12 (a et b) représente les signaux de spin de mesures non-locales, réalisées à température ambiante à l'aide de VSLs ayant pour distance inter-électrodes 150 nm. Ces mesures ont été réalisées pour des structures possédant des électrodes en CoFe ainsi qu'en NiFe. Les canaux non-magnétiques sont constitués d'aluminium (Figure 12 a) ou de cuivre (Figure 12 b). Pour chaque courbe, les deux niveaux de tension correspondent aux états d'aimantations parallèles et antiparallèles des électrodes ferromagnétiques^{110,142}. Les mesures ont été réalisées sous application d'un champ magnétique extérieur uniforme, dont la direction est parallèle à l'axe des électrodes (et donc de leurs aimantations). L'augmentation du champ induit le renversement d'aimantation d'une première électrode, puis d'une seconde. Afin d'obtenir différents champs de renversement, une zone de nucléation^{143,144} est ajoutée à une des électrodes (la seconde électrode étant un nanofil droit). En effet, la présence d'une large zone sans anisotropie dans le plan facilite la nucléation d'un domaine magnétique renversé, qui va permettre le retournement du nanofil par propagation de paroi. Les chutes du signal de spin visibles sur les mesures non locales correspondent au renversement d'aimantation d'un premier fil magnétique, induisant un état antiparallèle, et le retour à la valeur supérieure du signal correspond au renversement d'aimantation du second fil, ramenant le système dans l'état parallèle. L'amplitude du signal de spin est la différence de tension détectée entre les deux états. Elle est de 54,5 mΩ pour la VSL basé sur les matériaux Al/CoFe et de 5,4 mΩ pour la VSL

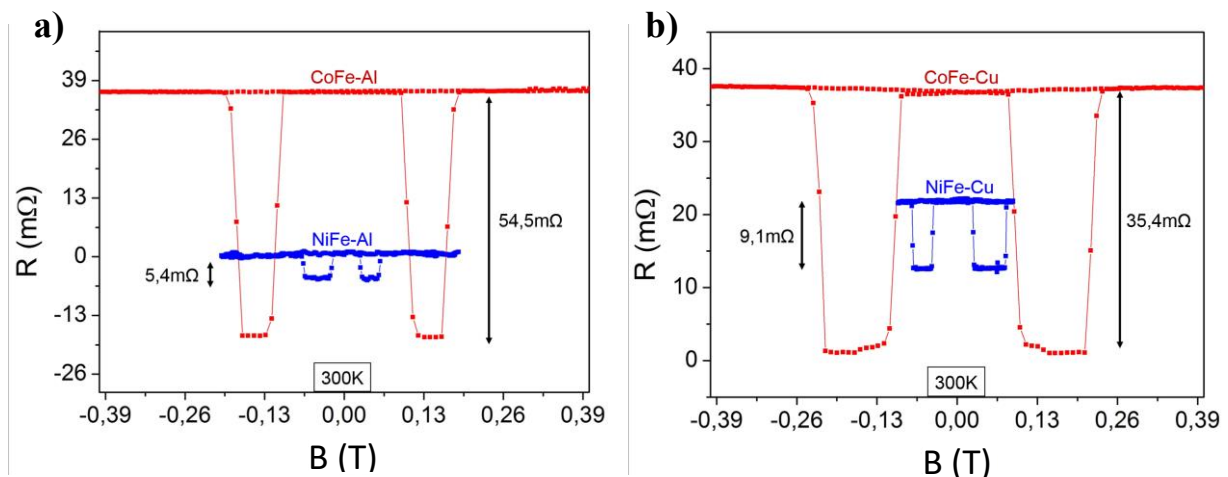


Figure 12

a) Mesures non-locales réalisées à température ambiante sur des vannes de spin ayant une distance inter-électrode de 150nm. La courbe rouge (respectivement bleue) correspond à une mesure réalisée avec une nanostructure utilisant du CoFe (respectivement NiFe) comme élément ferromagnétique. Les deux nanostructures ont ici pour matériau non-magnétique l'aluminium. L'utilisation du CoFe, en remplacement du NiFe, permet une hausse de signal dépassant un ordre de grandeur. b) Mesures identiques à celles présentées figure (a), excepté que le matériau non-magnétique utilisé est le cuivre. L'utilisation du CoFe en remplacement du NiFe induit ici une hausse de signal d'un facteur 4.

basée sur les matériaux Al/NiFe. La légère asymétrie visible pour l'échantillon à base de NiFe (Figure 12 a) est due à la stochasticité du processus de renversement magnétique¹⁴⁵.

Sur la Figure 12 (b), les signaux émis pour les structures composées de Cuivre, avec pour matériaux ferromagnétiques les alliages de CoFe et de NiFe, sont respectivement de 35,4 mΩ et 9,1 mΩ. A 10K, les amplitudes des signaux de spin pour les VSLs CoFe/Al et CoFe/Cu atteignent respectivement 83,5mΩ et 62,8mΩ.

Ainsi, le remplacement d'électrodes de NiFe par des électrodes de CoFe permet d'obtenir des amplitudes de signal de spin quatre fois supérieures pour un canal de cuivre, et jusqu'à un ordre de grandeur plus élevé pour le canal d'aluminium. L'augmentation de signal de spin observée sur des vannes de spin latérales pourrait ouvrir des perspectives en termes applicatifs, dans un contexte où les structures latérales ont notamment été envisagées comme senseurs dans des dispositifs de têtes de lecture¹²⁸. Ces dispositifs restent néanmoins très inférieurs aux MTJs en termes de signaux émis. Dans le cadre de cette thèse, les forts signaux obtenus par l'utilisation de CoFe nous ont permis d'étudier différents effets de transport de spin dont les amplitudes ou variations étaient intrinsèquement faibles.

L'utilisation répétée de certains matériaux au cours de ma thèse (CoFe, Al, Cu) ou dans le cadre des projets de notre équipe de recherche (Pt, Ta) ayant nécessité une connaissance quantitative précise des propriétés de transport de spin de ces matériaux^{61,146}, une partie de ma thèse s'est consacrée à la mesure des paramètres de transport correspondants, en se basant sur l'étude de VSLs composées de CoFe.

3. Dépendance du signal de spin avec la distance inter-électrode

3.1 Présentation du modèle analytique

Dans la suite de ce chapitre, nous présentons l'étude portant sur la dépendance des amplitudes de signaux de spin en fonction de la distance inter-électrode du canal. D'après le modèle de Valet Fert exposé au chapitre I, l'accumulation de spin (AS) s'atténue spatialement, en raison des perturbations aléatoires que subit le spin de chaque électron (caractérisées par le temps de vie de spin¹³²). L'AS mène à une diffusion des électrons de conduction (due aux gradients potentiels électrochimiques dans lequel ils évoluent).

Ainsi, la différence de potentiel électrochimique diminue au fur et à mesure que le pur courant de spin se propage, en raison de la diffusion et relaxation le long du canal. Or, la tension mesurée via la seconde électrode est fonction de cette différence de potentiel. De ce fait, augmenter la

distance inter-électrodes mène à une diminution du signal de spin comme présenté sur la Figure 13 ci-dessous.

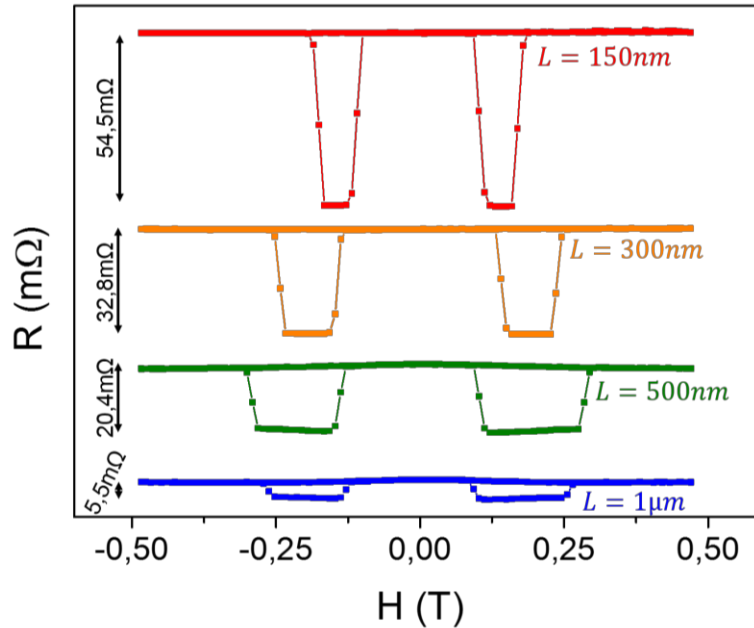


Figure 13

Signaux de spin mesurés en configuration non-locale sur différentes nanostructures CoFe/Al à 300K. Le signal de spin mesuré décroît avec la distance inter-électrode L de la structure.

Outre la distance inter-électrode, le signal de spin est très sensible à la géométrie globale de la structure, ainsi qu'aux paramètres de transport des matériaux employés. En effet, l'accumulation spin est absorbée par chaque matériau avoisinant. L'efficacité de la relaxation détermine la proportion de l'AS absorbé et dépend fortement de la conductivité et de la LDS. Cette efficacité d'amortissement se caractérise par la résistance de spin d'un matériau, décrite ci-après. Un autre facteur modulant les profils de relaxation de spin sont les résistances de barrières et les relaxations de spin à l'interface¹⁴⁷. Au final, varier la géométrie modifie les amplitudes de signal de spin et permet de déterminer différents paramètres matériaux en jeu.

Le modèle unidimensionnel^{62,95} présenté Chapitre I tient compte de la géométrie de la structure et des paramètres matériaux pour estimer le signal de spin attendu. Ce modèle a été utilisé pour analyser les données expérimentales (cf. Annexe II) :

$$\Delta R = \frac{4R_N \left(\frac{P_F}{1 - P_F^2} \frac{R_F}{R_N} \right)^2 \times e^{-L/\lambda_N}}{\left(1 + \frac{2}{1 - P_F^2} \frac{R_F}{R_N} \right)^2 - e^{-2L/\lambda_N}}$$

Équation 29

Ici, λ_F et λ_N sont respectivement les longueurs de diffusion de spin des matériaux ferromagnétiques et non-magnétiques, R_F et R_N sont leurs résistances de spin respectives (définies par $R_i = \frac{\rho_i \lambda_i}{A_i}$, $i \in \{N, F\}$, où ρ_i et A_i sont respectivement la résistivité du matériau i et la section efficace du nanofil). P_F est la polarisation effective des électrodes, et L est la distance inter-électrode (prise centre à centre). Le modèle présenté ici considère les interfaces F/N transparentes. En effet, les structures sont entièrement métalliques et les interfaces ont été nettoyées par gravure ioniques. Les résistances de barrières des structures présentées ne sont

donc pas les contributions dominantes. Au cours de cette première approche, la polarisation du CoFe est ainsi ramenée à une polarisation effective.

3.2 Méthode d'extraction des propriétés de transport

L'ajustement des résultats expérimentaux par le modèle analytique permet de caractériser les propriétés dépendantes en spin des matériaux ferromagnétiques et non-magnétiques utilisés. Nous allons présenter tout d'abord une première analyse, réalisée et publiée en 2015¹³⁷. Cette analyse a pour défaut de fixer à priori la LDS du CoFe. Nous déterminerons cette LDS lors des chapitre III et IV. La méthode d'analyse est ici détaillée, après quoi une confrontation des résultats à des simulations opérées par la méthode des éléments finis est présentée.

3.2.1 Confrontation du modèle à l'expérience

L'analyse des résultats se fait en variant les valeurs possibles des paramètres matériaux afin d'ajuster la courbe théorique aux points expérimentaux. Les courbes ci-dessous (Figure 14) permettent de visualiser cet ajustement.

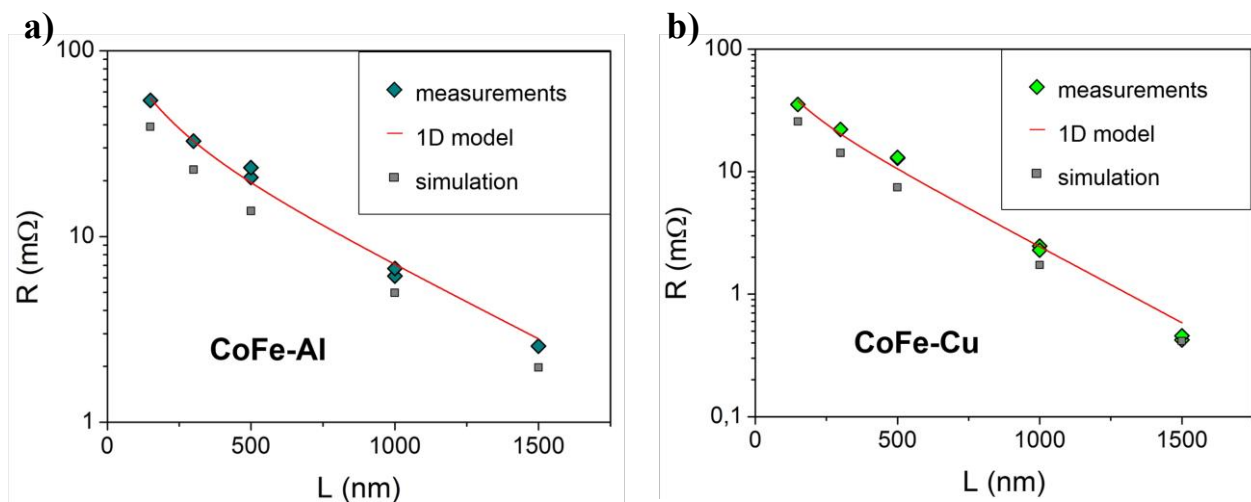


Figure 14

a) Graphique représentant l'amplitude de signal de spin non-local mesurée sur différents échantillons (losanges bleus) en fonction de la distance inter-électrode de chaque échantillon. Les structures sont composées de CoFe et d'aluminium. La courbe rouge correspond à l'expression du modèle unidimensionnel dont les paramètres sont ajustés. Les carrés gris représentent les signaux de spin simulés par utilisation de la méthode des éléments finis, utilisant pour paramètres ceux tirés de l'ajustement par le modèle analytique. b) Graphique similaire pour l'étude des structures composées de CoFe et de cuivre.

Bien que les paramètres géométriques soient connus, et que certains paramètres matériaux puissent être estimés indépendamment (comme la résistivité), il est difficile de décorréler le rôle des différents paramètres matériaux. L'atténuation du signal de spin en fonction de la distance inter-électrode est principalement gouvernée par la longueur de diffusion de spin du matériau non-magnétique λ_N , et l'obtention de cette valeur est relativement fiable. Les autres

paramètres inconnus, tel que la polarisation P_F ou la longueur de diffusion de spin λ_F du matériau ferromagnétique sont quant à eux plus délicats à estimer indépendamment. Lors de l'étude initialement réalisée¹³⁷, il avait donc été choisi de fixer la longueur de diffusion de spin du CoFe. En supposant la grandeur $\rho_F \times \lambda_F$ invariante en température, et en utilisant les valeurs mesurées par Ahn et al.¹⁴⁰, un intervalle de valeurs possibles de λ_F à température ambiante avait été déterminé comme compris entre 2,4 et 6,5 nm. La longueur de diffusion de spin postulée du CoFe a donc été choisie parmi les valeurs intermédiaires de cet intervalle. La longueur de diffusion de spin du NiFe étant 3.5nm, celle du CoFe a été considérée comme similaire. Le modèle analytique 1D présenté plus haut (Équation 29) a été utilisé pour obtenir les paramètres matériaux λ_N et P_F . Le tableau ci-dessous permet de récapituler les valeurs des différents paramètres estimés à température ambiante :

<i>Ferromagnétique</i>	<i>Non-magnétique</i>	λ_N (nm)	P_F (θ)	ρ_N ($\mu\Omega.cm$)	ρ_F ($\mu\Omega.cm$)
CoFe	Cu	350	0.50	4.5	28
	Al	550	0.58	6.3	28
NiFe	Cu	290	0.15	4.5	23
	Al	450	0.22	6.3	23

Tableau 1

Une première constatation possible est que les polarisations extraites pour CoFe sont très supérieures à celles extraites pour NiFe. Cette différence de polarisation permet d'expliquer la forte augmentation de signal observée lors du remplacement du NiFe par CoFe.

3.2.2 Vérification par simulation numérique

Au cours de cette expérience, des mesures non-locales ont également été réalisées sur le système à base de CoFe à 10K, mais l'ajustement de la courbe théorique et des résultats expérimentaux menait à des valeurs de λ_N bien supérieures aux valeurs attendues. La question de la validité du modèle unidimensionnel pour des vannes de spin latérales de petites dimensions a donc été soulevée. En effet, les échelles sont ici considérablement réduites, et l'assimilation de la géométrie à des fils unidimensionnels est une approximation forte¹⁴⁸, surtout pour les échantillons ayant des distances inter-électrodes faibles (*i.e.*, de longueurs comparables aux largeurs et aux épaisseurs des nanofils). Cette limite pourrait conduire à des erreurs d'estimation des valeurs de λ_N et P_F .

Ainsi, afin d'améliorer la précision de nos mesures, des simulations de l'injection non locale ont été effectuées via la méthode des éléments finis. Les paramètres matériaux proviennent des paramètres connus, ou extraits en utilisant l'équation analytique. Les signaux de spin simulés sont ensuite comparés aux points expérimentaux. La simulation a été réalisée à l'aide de GMSH¹⁴⁹ pour la construction géométrique, le maillage et la partie de post-traitement, et à l'aide de GETDP¹⁵⁰ comme solveur associé. Les simulations sont basées sur un modèle diffusif

considérant les deux populations de spin (de potentiels $\mu^\uparrow$ et $\mu^\downarrow$)¹⁵¹ résultant de l'expression variationnelle du modèle de Valet-Fert (cf. Annexe III).

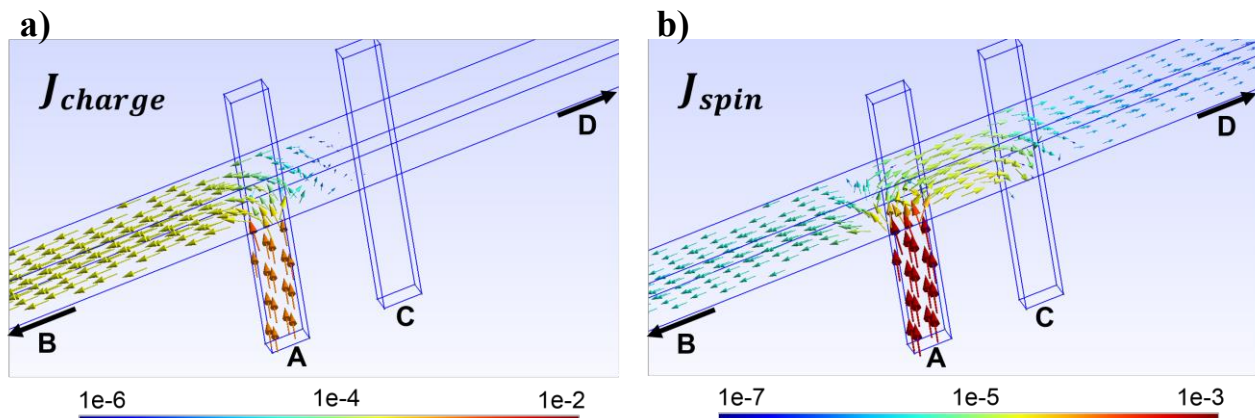


Figure 15

a) Représentation de la densité de courant de charge simulée par méthode des éléments finis. La résolution du maillage est de 1.5nm au plus fin. Le courant (1 Ampère) est ici injecté de A vers B, en utilisant des conditions aux limites de type Neumann. La différence de potentiel mesurée se fait entre C et D. Les aimantations des électrodes sont ici choisies comme parallèles. b) Représentation de la densité de courant de spin pour la même simulation.

Les amplitudes des signaux de spin simulées et mesurées sont de même ordre de grandeur. Cet argument prêche à penser que les valeurs extraites par le modèle 1D sont relativement fiables, même pour ces petites dimensions. Une approche analytique unidimensionnelle reste néanmoins limitée, ce qui peut s'observer par exemple en constatant que le signal de spin obtenu par simulation 3D est toujours légèrement inférieur aux valeurs réelles.

La simulation numérique étant plus réaliste que le modèle analytique, la polarisation effective extraite en utilisant le modèle unidimensionnel doit être considérée comme une limite inférieure de la valeur réelle. Le profil d'atténuation du signal de spin en fonction de la distance inter-électrodes est similaire pour les résultats expérimentaux et les simulations, ce qui pousse à considérer que la valeur extraite de λ_N est fiable.

3.3 Apports et limites de l'étude de la mesure non-locale

Les valeurs simulées précédemment étant relativement proches de l'expérience, la limite du modèle 1D ne semble pas expliquer la difficulté d'ajustement de la courbe théorique et des points expérimentaux à 10K.

Dans la suite de cette thèse, les différents paramètres matériaux du CoFe ont pu être déterminés par des méthodes plus sensibles aux variations des différents paramètres (cf. Chapitre III et IV). Ainsi λ_F a pu être estimée à 6.1nm à 300K et à 8.3nm à 10K. De même, nous avons mesuré la résistivité du CoFe ($\rho_F^{CoFe} = 20\mu\Omega.cm$) par des mesures quatre terminaux pour de nombreux échantillons. Nous avons obtenu une résistivité différente de celle déterminée initialement

($\rho_F^{CoFe} = 28\mu\Omega.cm$). L'analyse des résultats expérimentaux a été réalisée une seconde fois à la lumière de ces précisions.

3.3.1 Analyse ultérieure des résultats

Comme le processus d'analyse réalisé pour cette deuxième étude est identique au précédent, je détaillerai cette seconde étude plus succinctement, m'intéressant en revanche aux résultats de cette analyse. La Figure 16 permet de visualiser les résultats expérimentaux, ainsi que les résultats des études analytiques et simulations réalisées. Le modèle unidimensionnel est identique à celui présenté (et permettant d'aboutir à l'Équation 29).

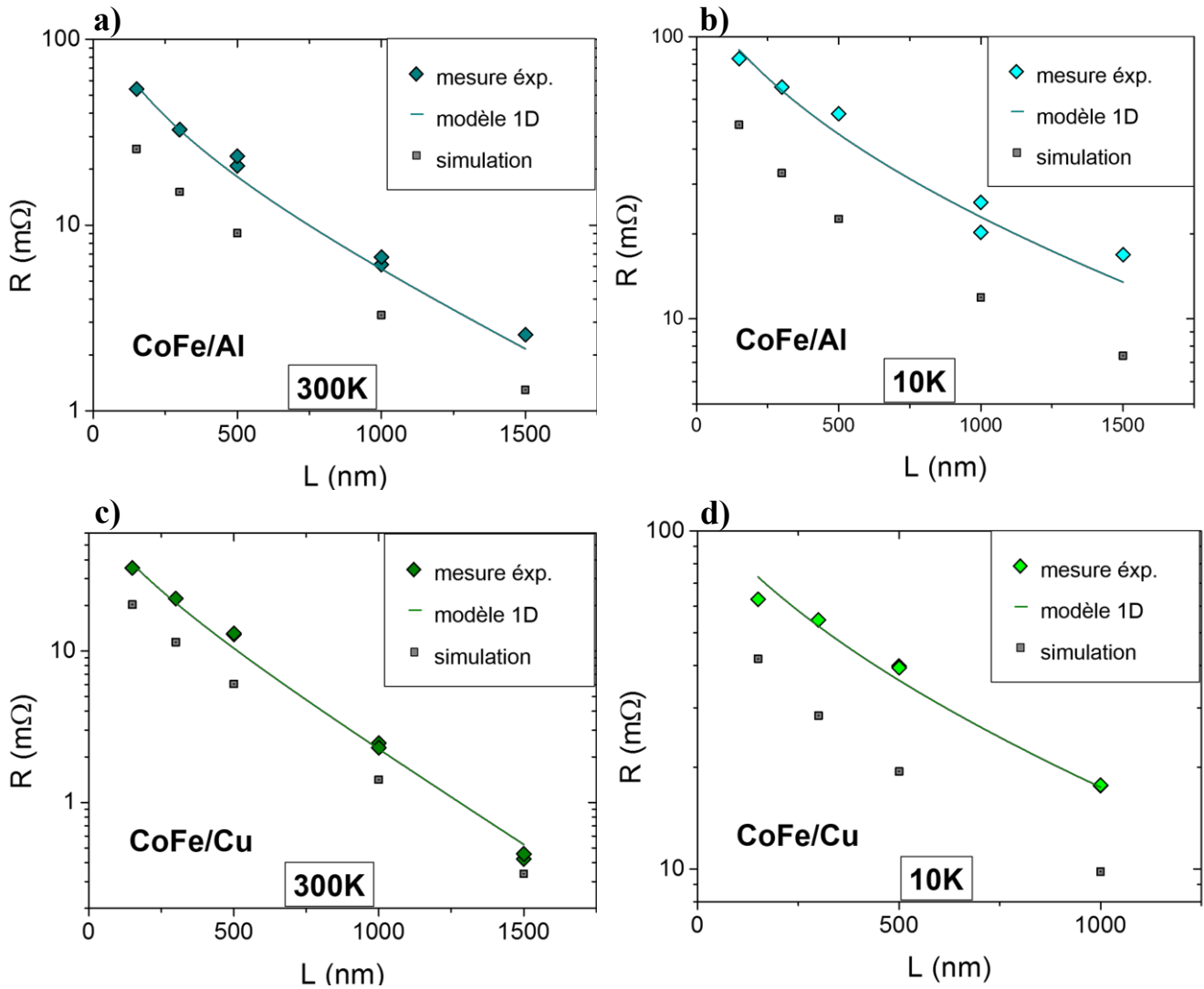


Figure 16

a) Graphique représentant l'amplitude de signal de spin non-local mesuré à 300K sur différents échantillon (losanges bleus) en fonction de la distance inter-électrode de chaque échantillon (de la même manière que pour la Figure 14). Les structures sont composées de CoFe et d'aluminium. La courbe rouge correspond à l'expression du modèle unidimensionnel dont les paramètres sont ajustés. Les carrés gris représentent les signaux de spin simulés par utilisation de la méthode des éléments finis, utilisant pour paramètres ceux obtenus du modèle analytique. Les graphiques (b), (c) et (d) correspondent respectivement aux études similaires pour les mesures sur les structures CoFe/Al à 10K, les structures CoFe/Cu à 300K et les structures CoFe/Cu à 10K.

De la même manière que pour l'analyse précédente, les simulations réalisées donnent lieu à des signaux de spin inférieurs aux signaux expérimentaux. Cette différence d'amplitude de signal peut ici encore résulter de la limite du modèle analytique unidimensionnel. Les résistances d'interfaces sont ici considérées comme transparentes, de même que dans l'étude précédente. Le tableau ci-dessous présente les paramètres matériaux obtenus lors de cette seconde analyse:

<i>Température (K)</i>	<i>Ferromagnétique</i>	<i>Non- magnétique</i>	λ_N (nm)	λ_F (nm)	P_F (θ)	ρ_N ($\mu\Omega.cm$)	ρ_F ($\mu\Omega.cm$)
300K	CoFe	Cu	350	6.1	0.4	3.5	20
		Al	550	6	0.47	6.3	20
10K		Cu	1090	8.0	0.45	2.5	15.5
		Al	1400	8.6	0.47	3.1	15.5

Tableau 2

3.3.2 Paramètres de transport du matériau ferromagnétique

Dans la suite de cette thèse, les résistances d'interfaces CoFe/Al et CoFe/Cu ont été estimées via une mesure quatre points¹⁵². Ces résistances étant faibles (respectivement 4.7 f $\Omega.m^2$ et 4.10⁻² f $\Omega.m^2$), leur prise en compte relèverait d'une variation du deuxième ordre. De plus, l'ajout de paramètres inconnus tels que la polarisation de l'interface induirait une extraction du jeu de paramètre moins fiable. En effet, l'estimation indépendante de la polarisation de l'interface et de celle du CoFe est délicate dans le cadre de cette expérience.

Les valeurs de la LDS dans les matériaux N sont en bon accord pour les deux analyses. La détermination des paramètres de transport du canal semble donc fiable. A l'inverse, plusieurs couples de paramètres λ_F et P_F peuvent mener à un signal identique.

Une comparaison intéressante de ces paramètres matériaux passe par l'étude de la résistance de spin des matériaux. En effet, les profils d'accumulation de spin sont principalement déterminés par les différences de résistance de spin entre les matériaux. Ces paramètres effectifs déterminent quelle proportion de l'AS est absorbée par les différents nanofils, et à quelle efficacité ceux-ci permettent à l'accumulation de spin de relaxer. Il est possible de constater que, à température ambiante, la résistance de spin normalisée du CoFe ($\frac{\rho_{CoFe} \lambda_{CoFe}}{1-P_{CoFe}^2}$) est relativement proche dans ces deux analyses.

$\frac{\rho_{CoFe} \lambda_{CoFe}}{1-P_{CoFe}^2}$ (Ω)	<i>Analyse 1 (300K)</i>	<i>Analyse 2 (300K)</i>	<i>Analyse 2 (10K)</i>
Cu	1,31 10 ⁻¹⁵	1,45 10 ⁻¹⁵	1,55 10 ⁻¹⁵
Al	1,48 10 ⁻¹⁵	1,54 10 ⁻¹⁵	1,71 10 ⁻¹⁵

Tableau 3

4. Conclusion

Dans cette étude préliminaire, nous avons montré que l'utilisation du CoFe comme matériau ferromagnétique dans des structures latérales métalliques permet d'obtenir des amplitudes de signal un ordre de grandeur supérieur aux résultats recensés dans la littérature pour l'utilisation de NiFe. L'exploitation des variations de signal obtenues par la dépendance géométrique d'une vanne de spin est au final une bonne méthode pour appréhender les différentes grandeurs physiques mises en jeu dans des expériences de transport de spin. La forte amplitude de signal de spin observée sur des structures à base de CoFe s'explique notamment par la forte résistance de spin de ce matériau.

Le paramètre ayant un rôle déterminant sur le signal de spin en fonction de la distance inter-électrode est la longueur de diffusion de spin du matériau non-magnétique. La valeur de ce paramètre a été extraite pour le cuivre et l'aluminium pour les températures de 300K et 10K. Ces valeurs sont en bon accord avec les valeurs référencées dans la littérature^{112,126}. La valeur de résistance de spin du matériau ferromagnétique influe grandement sur la réabsorption de l'accumulation de spin dans ce matériau, et donc sur l'amplitude de signal. Néanmoins, plusieurs couple paramètres λ_F et P_F mènent à une résistance de spin identique. De plus, la dépendance du signal en fonction de la distance inter-électrode est principalement fonction de la LDS du canal non magnétique, les propriétés matériaux du CoFe ne jouant qu'un rôle de préfacteur. De ce fait il devient difficile de déconvoluer les paramètres de polarisation et de LDS du matériau ferromagnétique. Nous avons donc réalisé différentes expériences de transport de spin au cours de cette étude qui permettent d'obtenir de manière indépendante les différents paramètres fondamentaux du transport, et de vérifier leur fiabilité. Ces différentes méthodes sont présentées dans les Chapitres III et IV.

Chapitre III : Méthode de caractérisation des matériaux ferromagnétiques et matériaux à fort couplage spin-orbite via les mesures d'absorption de spin

Ce chapitre présente une méthode de mesure consistant à ajouter un canal de relaxation de spin supplémentaire entre les électrodes d'injection et de détection d'une vanne de spin latérale. Cette mesure permet de caractériser les propriétés de transport de spin du matériau utilisé comme canal de relaxation.

Section I : mesures d'absorption de spin en régime colinéaire

1. Méthode de caractérisation des paramètres de transport de spin

1.1 Méthodes de caractérisation de la longueur de diffusion de spin

Parmi les paramètres du transport de spin les plus importants, la longueur de diffusion de spin intervient dans tous les mécanismes de transport de spin. Les caractérisations pionnières de ce paramètre dans l'étude de transport de spin^{81,153,154} ont été réalisées sur des structures verticales, notamment par des mesures CPP (*current perpendicular to plane*) dans plusieurs multicouches dont les épaisseurs variaient. Néanmoins, les données disponibles sur le sujet sont souvent limitées à la température de mesure de 4K. Près de deux décennies plus tard, la détermination de longueurs de diffusion de spin courtes, typiquement dans des matériaux tels que les alliages ferromagnétiques ou les métaux lourds (ayant des couplages spin-orbite forts), reste difficile et indirecte dans de nombreuses études. Cela a notamment suscité des controverses importantes¹⁴⁷ dans la détermination des angles de SHE, et ce même dans des matériaux de référence tels que le Platine.

Ainsi, le développement de la spinorbitronique a mis en évidence la nécessité de développer de nouvelles techniques de caractérisations des propriétés de transport de spin. Comme présenté précédemment, l'utilisation des VSLs, et notamment l'étude des signaux de spin non-locaux en fonction de la distance inter-électrode permet d'estimer les paramètres caractéristiques régissant le transport de spin dans les matériaux ferromagnétiques et non-magnétiques^{137,142}. Néanmoins, si l'estimation de la LDS du matériau non-magnétique est relativement fiable, la valeur des paramètres de transport des matériaux ferromagnétiques reste difficile à déterminer.

D'autres techniques se sont montrées plus précises pour déterminer la LDS des matériaux à courte longueur de diffusion. Les mesures de pompage de spin, via des dépendances d'épaisseur, ont été utilisées pour étudier les métaux lourds avec un fort couplage spin-orbite^{155,156}. Néanmoins, même pour le matériau Pt, qui est censé être le matériau SHE de référence, les valeurs extraites affichées dans la littérature sont largement dispersées^{120,147,157,158}. Dans le cas du platine, ces variations pourraient provenir du changement de résistivité qui s'observe lorsque l'épaisseur des couches varie et des effets d'interfaces¹⁵⁷.

Ces matériaux dotés de forts couplages spin-orbite ont aussi été caractérisés à l'aide de méthodes exploitant des géométries latérales⁶¹. Ces structures se basent principalement sur des croix de Hall¹⁵⁹ ou des VSLs utilisant ces matériaux comme électrodes¹²⁰. Néanmoins, de telles études requièrent des matériaux dotés de forts couplages spin-orbite (et de grandes LDS dans le cas d'études basées sur des croix de Hall) afin de pouvoir mesurer un signal de spin. De plus ces techniques se basent elles aussi sur des dépendances d'épaisseur.

Une autre méthode permettant de caractériser les propriétés de transport de spin a également été proposée pour le cas des matériaux à faible LDS^{68,69,70}. Celle-ci se base sur l'absorption d'un courant spin via un canal de relaxation supplémentaire. Cette méthode est détaillée et exploitée au cours de ce chapitre.

1.2 Intérêt de la mesure d'absorption de spin

1.2.1 Présentation de la mesure d'absorption de spin au travers de VSLs

Les longueurs de diffusion de spin de certains métaux lourds ayant un fort couplage spin-orbite ont été extraites en utilisant des mesures non locales dans les structures équivalentes à des VSLs^{68,69,70}. La méthode consiste à ajouter à une VSL un nanofil connectant le canal conducteur entre les électrodes ferromagnétiques (cf. Figure 17). Le signal de spin détecté diminue par rapport à celui mesuré dans une VSL équivalente mais exempte de nanofil inséré. Cette diminution est liée à la proportion de pur courant de spin absorbée dans le fil inséré, et donc à la résistance de spin du matériau. Une telle mesure permet ainsi de déterminer la longueur de diffusion de spin du matériau absorbeur. Il est important de noter que, en utilisant cette technique, il n'est pas nécessaire de faire varier l'épaisseur du matériau étudié. Ceci est particulièrement important du fait que les variations d'épaisseurs induisent un changement de la résistance de la couche. Comme la résistivité est usuellement inversement proportionnelle à

la LDS^{110,158,160}, les variations en épaisseur ne sont pas des méthodes adaptées pour déterminer les longueurs de diffusion de spin.

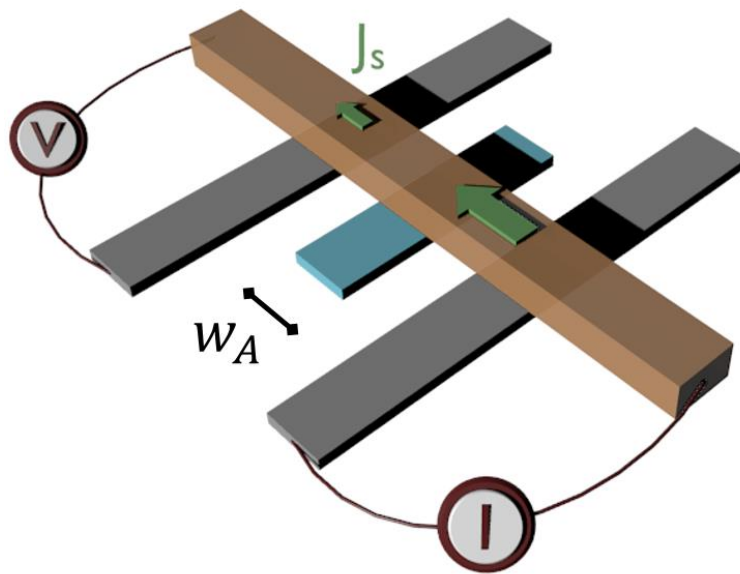


Figure 17

Schéma présentant une structure latérale permettant de réaliser des études d'absorption de spin. La structure est constituée d'une VSL (les éléments ferromagnétiques sont représentés en gris, le canal est quant à lui représenté en marron), ainsi que d'un élément servant à l'absorption du pur courant de spin (représenté ici en bleu).

Dans ce chapitre, il est montré que cette technique peut être adaptée à l'étude de transport de spin dans les matériaux ferromagnétiques, les mesures d'absorption ayant jusqu'à présent été exploitées pour caractériser le transport de spin dans des matériaux non-magnétiques. Des matériaux parmi les plus fréquemment utilisés dans le domaine de la spinorbitronique et notamment au sein de mon équipe ont par ailleurs été étudiés via des méthodes d'absorption de spin. Ces caractérisations portent aussi bien sur des matériaux ferromagnétiques (CoFe, NiFe, Co) que sur des métaux à forts couplages spin-orbite (Pt, Ta).

1.2.2 Présentation des nanostructures

Les dispositifs nanofabriqués et mesurés au cours de cette étude sont des VSLs, constituées de deux nanofils ferromagnétiques reliés par un canal perpendiculaire non magnétique. Dans certains dispositifs, un nanofil agissant comme un canal de relaxation supplémentaire pour l'accumulation de spin (AS) a été inséré entre les électrodes ferromagnétiques (cf. Figure 17 et Figure 18). Les dispositifs ont été réalisés par lithographie électronique sur un substrat de SiO₂. Les nanofils servant d'absorbeurs ont en premier lieu été fabriqués par évaporation à travers un masque de résine PMMA suivi d'un retrait par lift-off. Par une deuxième étape de lithographie, les électrodes ferromagnétiques et le canal non magnétique ont été réalisés par dépôt dit multi-angles¹⁶¹ (cf. Annexes I).

Un nettoyage des surfaces par utilisation d'un faisceau ionique d'argon a permis d'obtenir des interfaces transparentes entre le canal non magnétique et les matériaux servant d'absorbeurs. La question du nettoyage par gravure ionique a motivé le choix atypique dans l'ordre de déposition (deux lithographies, une pour l'élément absorbant, puis une pour les électrodes et le canal). En effet, réaliser trois lithographies aurait été possible, mais l'échantillon aurait présenté deux types d'interfaces qu'il aurait été nécessaire de nettoyer (entre l'absorbeur et le canal et entre les électrodes et le canal). Les temps de gravures étant différents pour certains matériaux

(notamment entre le Platine et le CoFe), nous avons décidé de réaliser le dépôt des électrodes et du canal in situ pour s'affranchir de ce problème.

Dans les cas pour lesquels les matériaux absorbants sont ferromagnétiques, les électrodes et le fil absorbant sont constitués du même élément. Par conséquent, une seule étape de lithographie et de dépôt multi-angle a été utilisée. Tous les nanodispositifs sont géométriquement identiques, à l'exception de la largeur des fils absorbant (cf. Figure 18 b).

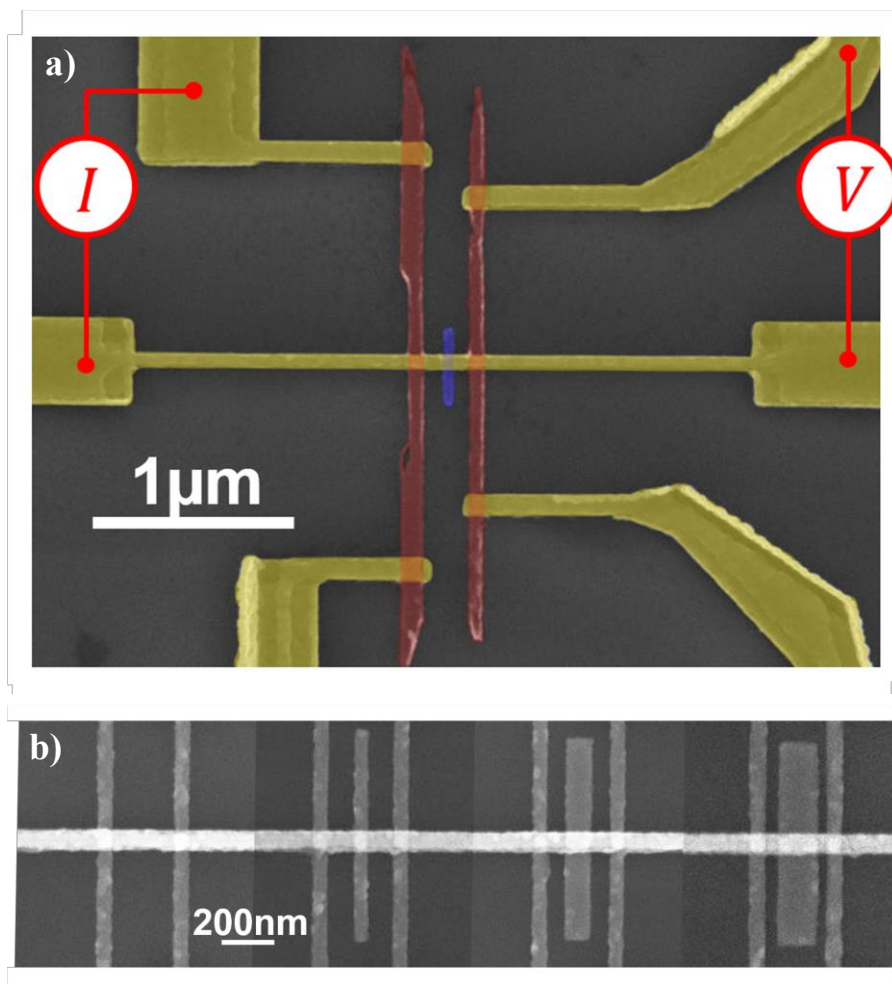


Figure 18
a) Image MEB d'une VSL munie d'un absorbeur. Les différents matériaux ont été colorés afin de faciliter la lecture. Les électrodes de CoFe sont ici marquées en rouge, le canal de Cuivre est représenté en jaune, et l'absorbeur est ici coloré en bleu. b) Images MEB de différentes structures présentant des absorbeurs de largeurs variés, le premier étant une VSL classique de référence. La largeur des absorbeurs sur les autres structures sont respectivement, de gauche à droite, de 50nm, 100nm, 150nm.

Dans le cas d'un élément absorbant non magnétique, toutes les électrodes ferromagnétiques sont constituées de CoFe. Le Cuivre a été utilisé comme matériau non magnétique pour le canal conducteur, afin d'optimiser la qualité des interfaces et de limiter les relaxations interfaciales de l'accumulation de spin. En effet, l'étude¹⁵² des résistances d'interfaces (notamment Al/CoFe) a montré que ces choix de matériaux induisent des interfaces faiblement résistives (cf. Chapitre I). Les fils ferromagnétiques et les absorbeurs ont une épaisseur de 20nm, alors que les canaux non magnétiques ont une épaisseur de 80nm.

Les Figure 17 et Figure 18 (a) présentent la configuration de mesure utilisée. Elle correspond aux mesures classiques non locales dans les VSLs. Les méthodes de mesures sont rigoureusement équivalentes à celles présentées Chapitre II.

1.2.3 Résultats expérimentaux des mesures d'absorption de spin

Comme présenté dans le chapitre précédent, l'AS induite par le passage du courant à travers l'interface ferromagnétique/non magnétique entraîne la génération de purs courants de spin. Une partie de celui-ci se propage dans le canal non magnétique et atteint la seconde électrode. La mesure de tension utilisant cette seconde électrode permet de détecter l'accumulation de spin locale résiduelle.

L'amplitude de signal de spin correspond à la différence entre les tensions obtenues selon que les électrodes ont des aimantations relatives parallèles ou antiparallèles. L'insertion d'un nano-élément additionnel le long du canal induit une nouvelle source de relaxation de l'AS. Le pur courant de spin se propageant dans le canal magnétique au-delà de cet élément absorbant diminue donc d'autant. Cette absorption peut alors être estimée par l'étude des signaux de spin obtenus. De telles études ont déjà été réalisées pour des éléments non-magnétiques comme Pt⁶⁹ ou AuW⁷⁰.

Dans le cadre de ma thèse, les matériaux Pt et Ta ont été étudiés en utilisant la même méthode. Les mesures non locales de la Figure 19 ont été obtenues pour des nanodispositifs possédant des nanofils de platine insérés ayant différentes largeurs. La courbe en haut de la figure (en gris) correspond à un échantillon de référence (c'est-à-dire une VSL classique, sans absorbeur de Pt). Pour les VSLs ayant des nanofils de Pt insérés, l'amplitude du signal de spin diminue du fait de la part de courant de spin absorbée^{68,69,70}. Ainsi, les propriétés de transport de spin de l'absorbeur peuvent être déterminées sous réserve que les propriétés de transport de spin du canal et des électrodes soient connues.

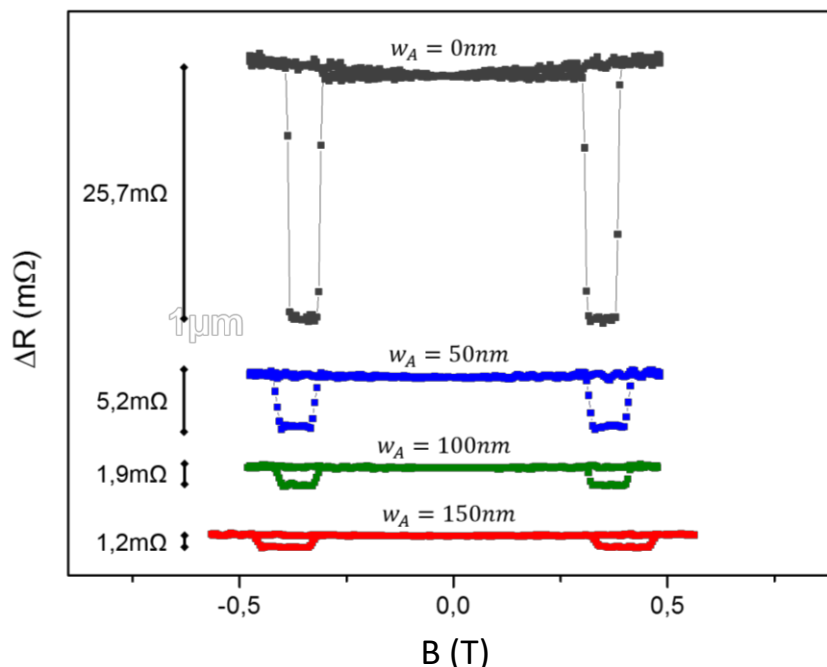


Figure 19

Courbes représentant les mesures non-locales obtenues à 300K à l'aide de structures dont l'élément absorbant est le Pt. Lorsque les dimensions des absorbeurs augmentent, le signal de spin observé diminue.

Dans la sous-section ci-après, les modèles analytiques existants sont détaillés. Ces modèles décrivant les nanostructures dont l'absorbeur est non-ferromagnétique, seront aussi adaptés aux cas des absorbeurs ferromagnétiques. L'extraction des paramètres de transport du Pt et du Ta nécessitent de connaître les paramètres matériaux du canal (Cu) et des électrodes (CoFe). De

ce fait, les expériences utilisant des absorbeurs de CoFe, Co et NiFe seront analysées dans un premier temps.

2. Analyse de l'absorption de spin

2.1 Modèles analytiques

La variation du signal de spin peut être décrite analytiquement. En effet, en utilisant les équations de Valet-Fert il est possible de calculer les profils d'accumulation de spin dans une nanostructure.

Cette approche unidimensionnelle, similaire à celle présentée dans le chapitre II, peut être méthodiquement calculée de façon matricielle⁹⁵. Pour ce faire, considérons une nanostructure équivalente à la structure 1D présentée Figure 20. La structure est ramenée à un circuit de résistances de spin, caractérisé par une matrice. Cette méthode se rapporte ici au modèle de Valet Fert, considérant un transport colinéaire de deux populations de spin au travers d'interfaces transparentes. Plus de détails sont fournis en Annexe II.

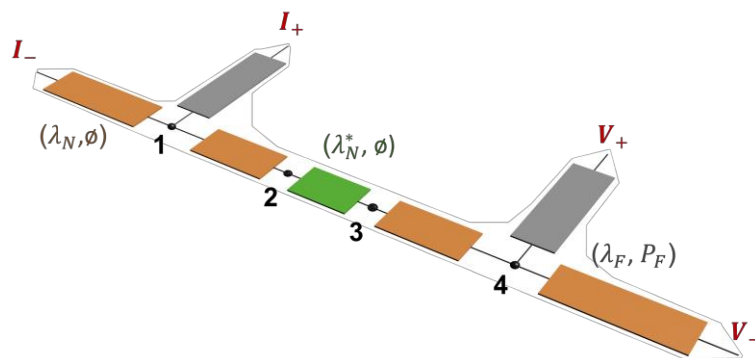


Figure 20

Circuit de résistances de spin équivalant à la nanostructure étudiée. Les résistances correspondent aux différents éléments de la nanostructure (les éléments ferromagnétiques sont représentés en gris, et le canal non-magnétique en marron). La résistance de spin verte correspond à la bicouche constituée de l'élément absorbant et du canal). Les nœuds sont indicés de 1 à 4 afin de définir les indices matriciels. Le courant injecté et la tension détectée sont également représentés.

Les études d'absorption de spin ont principalement été analysées à l'aide d'un modèle dans lequel le nanofil absorbant connectait le canal non-magnétique de manière ponctuelle⁶⁸. Dans cette description, le volume de relaxation de l'absorbeur est bien pris en compte, mais la surface du contact ne l'est pas, entraînant une erreur d'estimation de la longueur de diffusion de spin dans le cas d'un absorbeur de faible LDS, comme l'illustrent les travaux de P. Laczkowski *et al.*⁷⁰. Une seconde description a donc été proposée en considérant la bicouche (l'élément absorbant et le canal) comme un matériau effectif sur la longueur de contact (Figure 20). Ce matériau a ici pour LDS efficace :

$$\lambda_N^* = \frac{\lambda_N}{\sqrt{1 + \frac{\rho_N (1 - P_A^2)}{\rho_A} \frac{\lambda_N^2}{\lambda_A t_N} \tanh\left(\frac{t_A}{\lambda_A}\right)}}$$

Équation 30

où λ_i , ρ_i , P_i et t_i sont respectivement la longueur de diffusion de spin, la résistivité, la polarisation et l'épaisseur des nanofils composés du matériau i . Le matériau A correspond au matériau absorbant étudié, alors que le matériau N est ici le cuivre. Cette LDS effective reflète l'existence de deux canaux de relaxation parallèles que sont les éléments A et N le long du contact. Cette approche permet de mieux tenir compte des géométries réelles de la structure. L'expression de λ_N^* a été adaptée par rapport à la formule initialement proposée⁷⁰, afin de tenir compte de la polarisation de l'absorbeur (Équation 30).

En considérant l'expression analytique de λ_N^* , la LDS effective du canal diminue lorsque celui-ci est en contact avec un élément absorbant. Dans cette étude, la largeur du nanofil absorbant varie au lieu de l'épaisseur. Étant donné que la longueur de diffusion de spin effective est considérée sur toute la longueur de contact (c'est-à-dire la largeur w_A du nanofil absorbant), un élargissement de ce fil induit a priori une réduction de l'amplitude du signal de spin, tel que constaté dans l'expérience.

Le calcul de l'expression analytique détaillé en Annexe II permet de d'obtenir l'expression analytique du signal de spin :

$$\Delta R_s = \frac{2r^2 s P_F^2}{(r^2 - pq)^2 - p^2 s^2}$$

Équation 31

Avec p , q , r et s correspondant respectivement à :

$$\begin{aligned} p &= \frac{1}{R_N} + \frac{1 - P_F^2}{R_F} + \frac{1}{R_N \tanh\left(\frac{L - w_A}{2\lambda_N}\right)} \\ q &= \frac{\lambda_N}{R_N \lambda_N^* \tanh\left(\frac{w_A}{\lambda_N^*}\right)} + \frac{1}{R_N \tanh\left(\frac{L - w_A}{2\lambda_N}\right)} \\ r &= \frac{1}{R_N \sinh\left(\frac{L - w_A}{2\lambda_N}\right)} \\ s &= \frac{\lambda_N}{R_N \lambda_N^* \sinh\left(\frac{w_A}{\lambda_N^*}\right)} \end{aligned}$$

Équation 32

Ici, $R_i = \frac{\rho_i \lambda_i}{A_i}$ est la résistance de spin des nanofils composés du matériau i , et A_i est leurs sections efficaces. Le matériau F est le matériau constituant les électrodes. L est la distance inter-électrode.

2.2 Détails du modèle utilisé

Dans le cas de l'étude des matériaux ferromagnétiques, il est nécessaire que l'analyse permette de décorréler P_A et λ_A . Il a été mentionné au début de ce chapitre, l'obtention indépendante de P et λ est difficile pour la plupart des études expérimentales. Dans un premier temps, les structures avaient été réalisées avec des électrodes en CoFe, et ce quel que soit le matériau constituant l'absorbeur (CoFe, Co, NiFe, Pt, Ta). Ce choix était motivé par le fort signal obtenu pour des électrodes de CoFe, ce qui facilite la comparaison des différents signaux. Néanmoins, l'analyse des résultats était délicate pour les études portant sur l'absorption de spin des éléments NiFe et Co.

En effet comme dans de nombreuses études, plusieurs couples (λ_A, P_A) peuvent correspondre à une même évolution du signal de spin. En analysant l'Équation 30, la LDS effective peut s'écrire comme fonction d'un paramètre matériau global η_A :

$$\eta_A = \frac{(1 - P_A^2)}{\lambda_A \rho_A} \tanh\left(\frac{t_A}{\lambda_A}\right)$$

Équation 33

Ici, η_A est la conductance de spin de l'absorbeur, corrigée par la diminution de l'absorption lorsque l'épaisseur t_A du nanofil devient comparable ou inférieure à λ_A . Puisque, à l'exception de w_A (d'après les Équation 31 et Équation 32), les paramètres propres à l'élément A n'interviennent que dans l'expression de λ_N^* (Équation 30), l'expression du signal de spin est lui aussi fonction de ce paramètre global. Ainsi, pour obtenir indépendamment λ_A et P_A , la réalisation d'une dépendance en épaisseur devient nécessaire. Outre les complications dues aux contraintes de nano-fabrications, la variation lente du signal (en $\tanh\left(\frac{x}{\lambda_A}\right)$) induirait une forte imprécision dès lors que les épaisseurs de nanofil dépassent λ_A . Or pour de faibles épaisseurs, la résistivité de la couche est supposée augmenter, menant à une diminution de λ_A .

Une autre approche permet ici de décorréler le couple λ_A et P_A dans le cas où les électrodes et l'absorbeur sont réalisés dans un même matériau. Les paramètres de transport de ce dernier interviennent à la fois dans le processus d'injection et de détection de spin, et dans le processus d'absorption de spin.

Si l'efficacité d'absorption de spin est responsable de la diminution de signal en fonction de w_A , l'efficacité de l'injection/détection de spin détermine simplement l'amplitude de référence. Or les mécanismes d'absorption de spin dépendent de η_A , alors que l'injection de spin dépend

principalement du paramètre $\frac{P_A^2}{1-P_A^2}R_A$ (tel que vu dans le chapitre II, Équation 29). Ceci implique que différents couples λ_A et P_A ne peuvent pas, dans cette expérience d'absorption, conduire aux mêmes variations de signal. L'analyse des résultats permettra dans ce cas d'extraire plus fiablement ces valeurs que dans la méthode proposée au chapitre II basée sur la seule dépendance de l'amplitude du signal en fonction de la longueur du canal.

De manière plus qualitative, l'augmentation du paramètre de polarisation conduit à une hausse de l'efficacité d'injection et détection de l'AS (modifiant l'amplitude du signal de spin), ainsi que d'une hausse de l'efficacité d'absorption du nanofil central (modifiant l'atténuation du signal en fonction de w_A). De même, l'augmentation de la LDS conduit à une hausse de l'efficacité d'injection et détection de l'accumulation de spin, mais induit à l'inverse une baisse de l'efficacité d'absorption.

2.3 Confrontation du modèle aux résultats expérimentaux

Les paramètres géométriques des dispositifs ont été caractérisés par SEM. Les paramètres de transport de spin utilisés pour le cuivre proviennent des autres études de transport réalisées^a. Des mesures de résistivité ont été effectuées pour tous les éléments étudiés, en utilisant la méthode de Van der Pauw dans des croix de Hall.

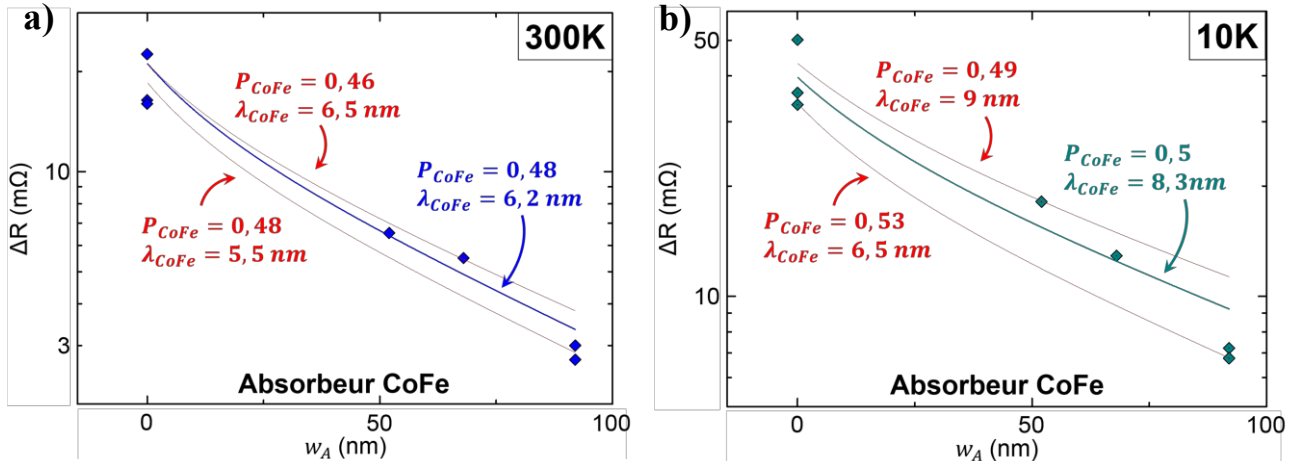


Figure 21

a) Profil d'atténuation du signal de spin observé à 300K en fonction de la largeur de l'absorbeur. L'élément absorbant est constitué de CoFe. Les mesures expérimentales sont représentées par des losanges. Les différentes courbes correspondent au tracé de l'expression analytique pour différentes valeurs de λ_{CoFe} et P_{CoFe} . Ces valeurs sont indiquées sur la figure. Les courbes rouges correspondent aux choix de paramètres servant de bornes à l'intervalle de confiance, alors que la courbe bleue correspond à l'ajustement optimal de l'expression. b) Profil d'atténuation identique à la figure (a), pour les résultats obtenus à 10K

^a Les paramètres de transport du cuivre ont été obtenus à température ambiante et à basse température lors des Chapitres II et IV. Si ces paramètres correspondent à température ambiante, ils diffèrent légèrement à basse température (10K). Les paramètres utilisés dans le cas des mesures à basse température correspondent aux paramètres obtenus Chapitre IV.

Des dispositifs avec des électrodes et des absorbeurs en CoFe, NiFe et Co ont été étudiés afin de mesurer leurs longueurs de diffusion de spin et leurs polarisations, à 300K et 10K. L'évolution du signal de spin en fonction de la taille des absorbeurs est présentée à la Figure 21 et à la Figure 22. L'ajustement de l'expression analytique aux résultats expérimentaux est décrit Figure 21 pour le cas du CoFe, et sur la Figure 22 pour les autres matériaux.

L'extraction des paramètres matériaux du CoFe est ici plus détaillée, le cas du Co et du NiFe étant similaires. Sur la Figure 21, un intervalle de confiance est défini pour les paramètres λ_{CoFe} et P_{CoFe} lors de l'extraction. En effet des courbes correspondant à l'expression analytique ont été tracées pour des couples de valeurs s'écartant légèrement du jeu de paramètres optimal. Il est possible de voir que ces paramètres mènent à des profils d'atténuation du signal encadrant les valeurs expérimentales. La courbe analytique qui s'ajuste au mieux aux points expérimentaux permet de définir le couple de paramètres choisi. Les paramètres de transport du canal non-magnétique ont été extrait indépendamment (cf. Chapitres II et IV)

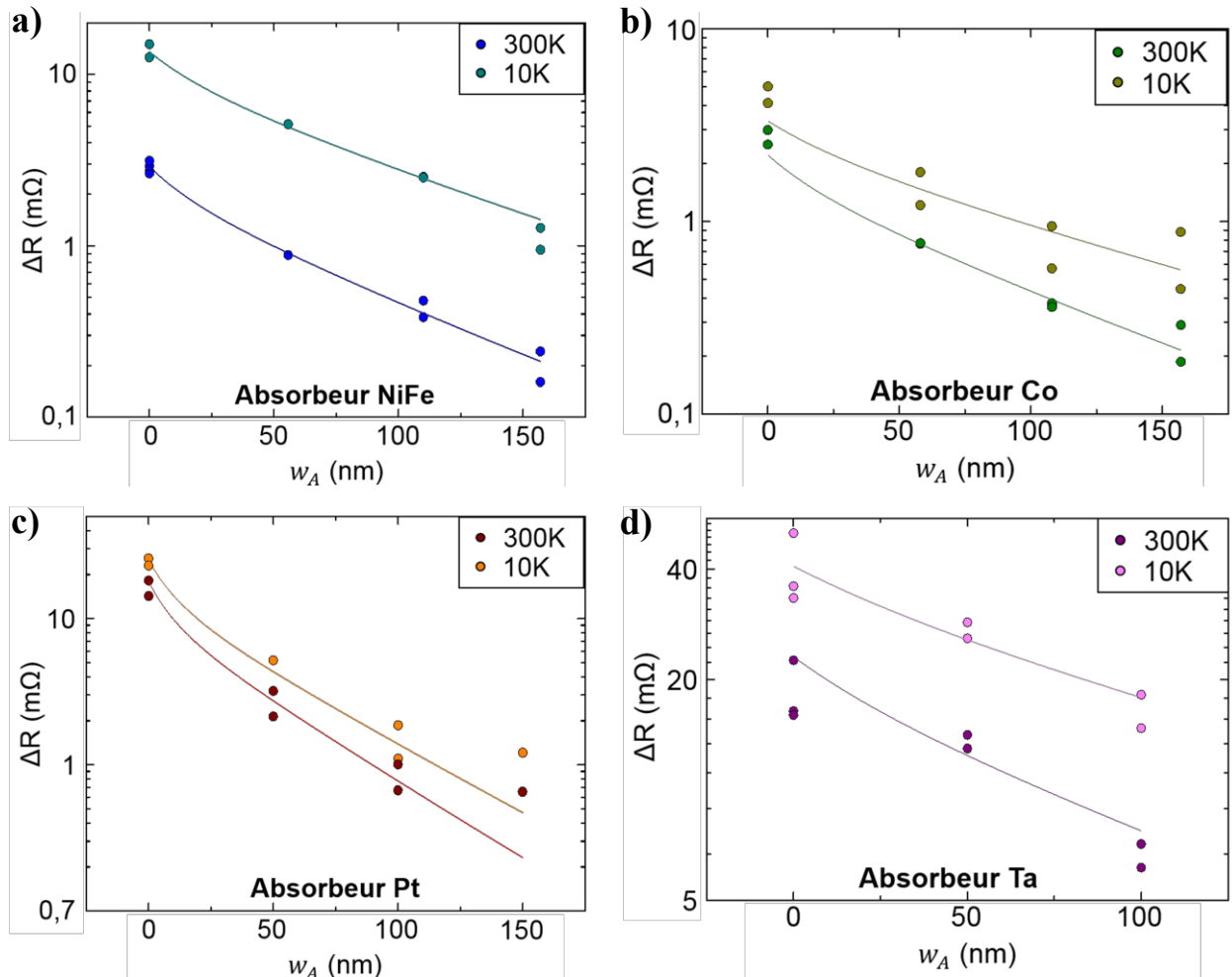


Figure 22

a) Profil d'atténuation du signal de spin observé en fonction de la largeur de l'absorbeur. L'élément absorbant est constitué de NiFe. Les mesures expérimentales sont représentées par des ronds. Les résultats sont présentés pour les mesures réalisées à 300K et 10K. Les différentes courbes correspondent au tracé de l'expression analytique pour les paramètres de λ_{CoFe} et P_{CoFe} optimaux (à 300K et 10K). b), c) et d) Figures identiques à la figure (a), pour des absorbeurs de Co, Pt et Ta respectivement.

Une fois les paramètres du CoFe obtenus, l'extraction des paramètres de transport de spin du platine et du tantale a été réalisée. Cet ajustement de la courbe théorique s'obtient facilement, puisqu'une fois les paramètres des électrodes et du canal connus, le seul paramètre restant est λ_A (A étant non magnétique, $P_A = 0$). Les paramètres obtenus pour l'ensemble des matériaux sont résumés dans le tableau ci-dessous.

	ρ (300K)	P (300K)	λ (300K)	ρ (10K)	P (10K)	λ (10K)
CoFe	20 $\mu\Omega$.cm	0.48	6.2nm	15.5 $\mu\Omega$.cm	0.5 $\pm$ 0.02	8.3 $\pm$ 0.5nm
NiFe	30 $\mu\Omega$.cm	0.22 $\pm$ 0.03	5.2 $\pm$ 0.4nm	21.7 $\mu\Omega$.cm	0.4 $^{+0.05}_{-0.02}$	5.8 $\pm$ 0.7nm
Co	25 $\mu\Omega$.cm	0.17 $\pm$ 0.05	7.7 $\pm$ 2nm	14.8 $\mu\Omega$.cm	0.18 $\pm$ 0.05	12.5 $\pm$ 3.5nm
Pt	18 $\mu\Omega$.cm	$\emptyset$	3.8 $^{+0.2}_{-0.5}$ nm	13 $\mu\Omega$.cm	$\emptyset$	4.8 $\pm$ 1nm
Ta	200 $\mu\Omega$.cm	$\emptyset$	1.9 $\pm$ 0.3nm	200 $\mu\Omega$.cm	$\emptyset$	2.0 $\pm$ 0.3nm

Tableau 4

2.4 Comparaison avec la littérature

Ces paramètres extraits sont relativement proches de ce qui peut être trouvé dans la littérature concernant ces différents matériaux Pt^{147,157}, Ta¹²⁰, CoFe^{129,140} et NiFe^{81,112,154}. Pour Pt, nous trouvons notamment un très bon accord avec les résultats de mesures récentes de pompage de spin^{147,157}.

La longueur de diffusion de spin du Co obtenu dans certaines études est notoirement plus longue⁸¹. Une première explication est que les mesures d'absorptions de spin permettent de caractériser précisément les matériaux fortement absorbants, mais qu'une absorption plus faible de l'accumulation de spin induit naturellement de plus grandes incertitudes. De plus, pour une grande proportion des expériences, les influences de λ et de P sur la mesure sont liées. Par conséquent, des variations du couple (λ , P) peuvent apparaître d'une étude à l'autre, mais les valeurs de ($\frac{\rho_F \lambda_F}{(1-P_F^2)}$) devraient être proches. Enfin, les résistances de spin obtenues à 10K peuvent être comparées à celles du groupe MSU⁸¹, qui tient lieu de référence de l'analyse de CPP-GMR. Une cause possible des différences de LDS obtenue pour le Co proviendrait de la différence de résistivité utilisée dans l'analyse. En effet, dans les expériences menées par le groupe MSU, la résistivité a habituellement été mesurée sur des films de 100 nm d'épaisseur, avec une résistivité résiduelle beaucoup plus petite à basse température que celle des couches d'épaisseur de 20 nm utilisées ici.

3. Conclusion

Ainsi l'utilisation des mesures d'absorption peut s'étendre au cas des matériaux ferromagnétiques. L'étude d'absorption de spin dans des VSLs a par ailleurs permis d'obtenir les paramètres de transports de divers autres matériaux clefs de la spintronique. Cette méthode de caractérisation est intéressante de par son adaptabilité à un grand nombre de matériaux, et par sa capacité à déterminer avec fiabilité la longueur de diffusion de spin de ces derniers. De tels résultats peuvent se montrer majeurs pour les matériaux SHE, dont la LDS est habituellement couplée au paramètre d'efficacité de conversion^{120,147,157,158} θ_{SHE} . Nous présentons également pour la première fois une étude et une analyse de l'absorption en spin de matériaux ferromagnétiques, permettant d'obtenir leurs LDSs et leurs polarisations.

Section II : anisotropie de l'absorption de spin d'un matériau ferromagnétique

L'étude présentée dans la section précédente est donc une méthode polyvalente permettant d'obtenir les différents paramètres de transport de matériaux à faible résistance de spin. Dans le cas des matériaux ferromagnétiques, l'absorption de spin a été réalisée dans le cas particulier où l'aimantation de l'absorbeur est colinéaire à l'axe des spins injectés. Cette accumulation relaxe donc uniquement par renversement ponctuel des spins, et la longueur d'amortissement caractéristique est bien la LDS.

Nous nous intéresserons dans cette section au cas pour lequel l'aimantation de l'absorbeur et les spins des électrons $\mathbf{s}$ sont orthogonaux, et qui permet de caractériser le transport de spin non-colinéaire.

1. Etudes expérimentales du transport de spin en régime non-colinéaire

Comme montré lors du Chapitre I, les mécanismes de relaxations de spin dépendent de l'orientation de ces spins vis-à-vis de la direction d'aimantation du matériau. Les modèles de S. Zhang *et al.*⁹⁶ ou de C. Petitjean *et al.*⁹⁷ permettent notamment de décrire le transport dans le cas non-colinéaire. Ceux-ci mettent en évidence l'existence d'une longueur effective d'absorption transverse $\lambda_{\perp}$, supposée plus courte que la LDS.

Néanmoins, peu de méthodes expérimentales ont été proposées afin de déterminer les propriétés de transports de spin non-colinéaire dans un matériau ferromagnétique ou au travers d'une interface.

La méthode de pompage de spin est aujourd'hui une des méthodes les plus utilisées pour la caractérisation de l'efficacité d'injection de spin au travers de différentes interfaces F/N, notamment dans le but d'étudier les taux de conversion charge spin des matériaux à fort couplage spin-orbite. De ce fait, des expériences basées sur les méthodes de pompage de spin ont permis d'extraire¹⁵⁶ de valeurs de conductance avec mélange de spin $G^{\uparrow\downarrow}$ de différentes interfaces (NiFe/Pt¹⁵⁶, Ag/Bi⁵⁴, NiFe/Ag¹⁶², NiFe/Ta¹⁶³). Néanmoins, cette méthode de caractérisation est délicate^{162,163}, et peut mener à des valeurs obtenues fortement dispersées dans la littérature.

L'étude du transport de spin au travers de parois de domaines magnétiques requiert de même une prise en compte du transport non-colinéaire. P.M. Levy et S. Zhang ont proposé un modèle¹⁶⁴ permettant de décrire la diffusion électronique générée par une paroi de domaine. Des mesures de la magnétorésistance de paroi ont depuis lors été réalisées pour différents matériaux ferromagnétiques^{165,166}. Néanmoins il est difficile dans de telles études de déterminer le profil exact des parois de domaines.

Les mesures de transport de spin dans des VSLs ont aussi été exploitées en vue de caractériser le transport non-colinéaire. Les effets Hanle^{66,67} ont notamment permis d'étudier la propagation d'un pur courant de spin sous l'influence d'un champ extérieur appliqué. Celui-ci induit la précession du spin des électrons de conduction. Une approche proposée par Idzuchi H. *et al.*¹⁶⁷ permet de tenir compte du transport non-colinéaire au sein du matériau F lors d'une mesure de Hanle. Ces travaux ont mené à la détermination la valeur de $G^{\uparrow\downarrow}$ d'une interface NiFe/Ag.

Enfin, une méthode proposée en 2012 par Nonoguchi S. *et al.*¹⁶⁸ est basée sur l'absorption de spin afin de déterminer les propriétés de transport non-colinéaire du NiFe. L'échantillon utilisé consiste en une vanne de spin latérale NiFe/Cu dotée d'un absorbeur ferromagnétique. La géométrie des électrodes d'injection et de détection permet de piéger des parois de domaines magnétiques aux abords de l'interface F/N. Ainsi l'aimantation sous l'interface peut être contrôlée, permettant d'injecter des spins dont l'orientation est colinéaire au canal magnétique. Néanmoins, pour une telle géométrie, l'aimantation des électrodes n'est pas uniforme dans la zone d'injection et de détection, complexifiant l'analyse quantitative des résultats.

Au cours de cette section, nous étudierons l'absorption de spin transverse du CoFe par une étude similaire à celle présentée par Nonoguchi S. *et al.*¹⁶⁸. Contrairement à cette dernière, les électrodes d'injection et de détection consistent en deux nanofils droits, de géométrie similaire à celle des VSLs usuelles. L'angle entre l'orientation des spins injectés et l'aimantation du nanodisque est contrôlée en modifiant la direction d'aimantation de ce dernier. Cette méthode permet de conserver les aimantations des électrodes et de l'absorbeur uniformes.

2. Absorption de spin transverse dans un nanodisque de CoFe

Nous avons étudié l'absorption sur une même structure dans deux cas : celui où les aimantations sont colinéaires, et celui où l'absorbeur est perpendiculaire. Pour cela nous allons utiliser un absorbeur mis sous forme d'un nanodisque, et dont l'aimantation peut être contrôlée à souhait, et à bas champ, dans le plan de l'échantillon.

2.1 Mesures d'absorption sous champ colinéaire

L'expérience d'absorption de spin en régime non-colinéaire est similaire à celle présentée lors de la section précédente. Elle se base sur la relaxation partielle de l'AS via un absorbeur contactant le canal non-magnétique d'une VSL. Ainsi, la géométrie de la structure utilisée ici

(cf. Figure 23) correspond à celle des Figure 17 et Figure 18, à l'exception des absorbeurs, lithographiés sous la forme de nanodisques.

Les deux électrodes et le nanodisque présentés Figure 23 sont constitués de CoFe, tandis que le canal conducteur est en cuivre. Chaque nanofil a une largeur nominale de 50nm, et le nanodisque a pour rayon 40 nm. Les éléments en CoFe et en Cu sont respectivement de 20nm et de 60nm d'épaisseur.

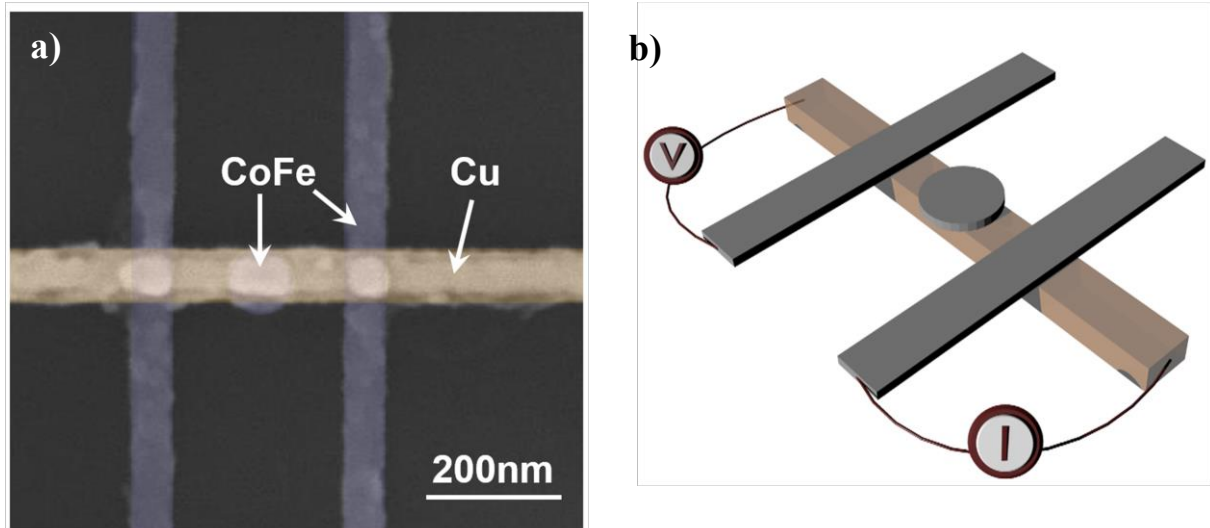


Figure 23

a) Image MEB d'une des structures utilisée. Elle correspond à une VSL composée de CoFe et Cu. Au centre du canal, un nanodisque de CoFe est inséré. Les différents éléments sont colorisés afin de faciliter la visibilité : le CoFe est bleu, et le Cu est brun. Lors des zones de chevauchement, le relief subi par le cuivre mène à un changement de contraste. b) Schéma de la structure et de la configuration de mesure non-locale. Pour des questions de visibilité, les électrodes et le nanodisque sont représentés au-dessus du canal. Le canal a en réalité été déposé au dessus des éléments en CoFe lors de la nanofabrication.

De la même manière que précédemment, la structure est mesurée via une configuration non locale. Sur la Figure 24, les mesures obtenues pour deux nanostructures différentes sont

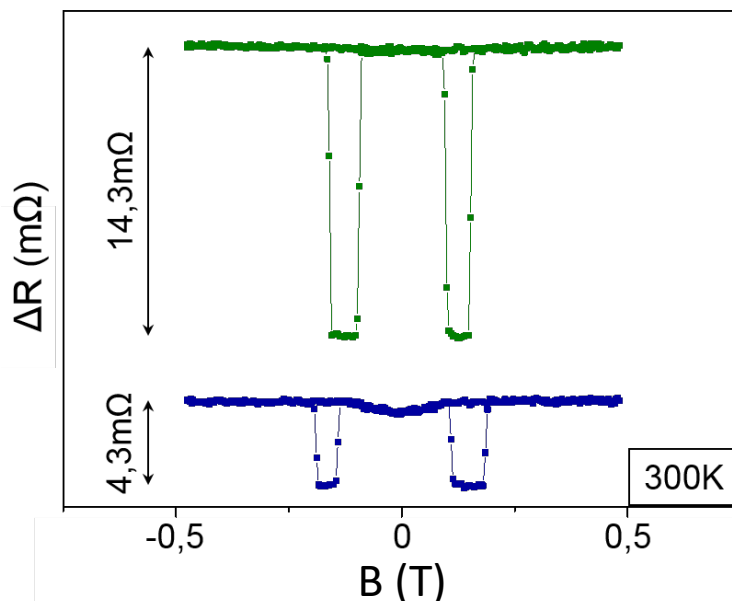


Figure 24

Mesures non locales obtenues à température ambiante pour deux nanostructures différentes. Le champ est appliqué de manière colinéaire aux électrodes ferromagnétiques (selon Y). La courbe verte correspond à des mesures réalisées à l'aide d'un dispositif de référence, c'est-à-dire une VSL classique. La courbe bleue correspond à la mesure d'un dispositif doté d'un nanodisque ferromagnétique.

présentées. A l'instar de ce qui a été observé lors de la partie précédente, le signal obtenu en présence d'un absorbeur est inférieur au signal de référence, dû à l'absorption partielle de l'accumulation de spin au travers de l'absorbeur.

En considérant en détail la courbe obtenue sur la structure disposant d'un absorbeur (Figure 25), il est possible d'observer une baisse du signal à bas champ. Des simulations micromagnétiques réalisées via OOMMF¹⁶⁹ (cf. Annexe III), permettent d'interpréter cette baisse de signal. L'état fondamental du nanodisque à champ nul est une configuration en vortex (cf. Figure 25). Lorsque l'intensité du champ augmente, le cœur du vortex est déporté vers le bord du nanodisque jusqu'à ce qu'il soit expulsé à un champ de 250mT dans les simulations. Au-delà de ce champ, un état uniforme d'aimantation selon Y est obtenu.

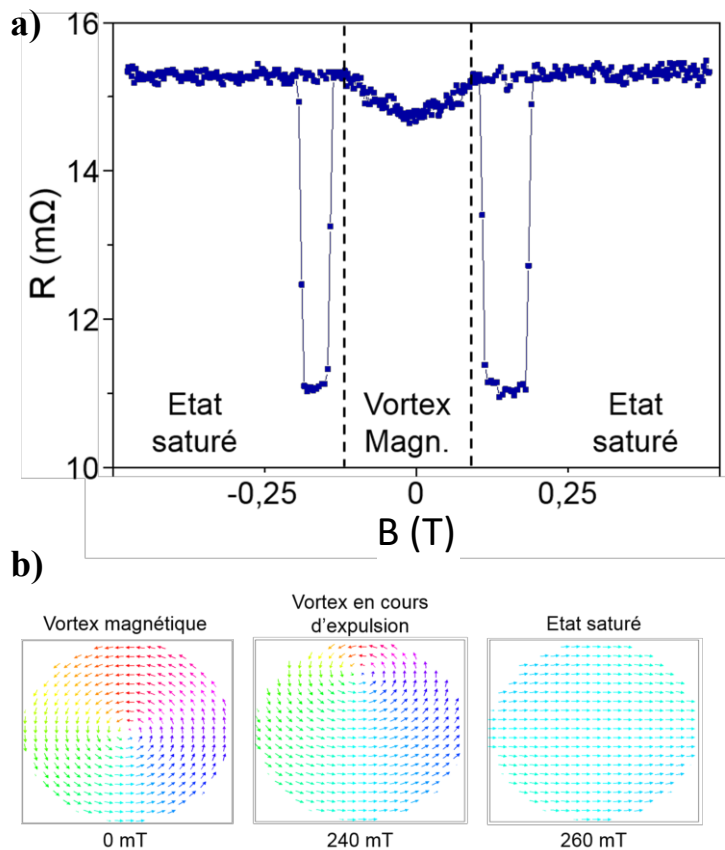


Figure 25

a) Mesure non-locale réalisée à température ambiante. La nanostructure dispose d'un absorbeur ferromagnétique. Le signal est délimité en trois sections, correspondant à trois intervalles de champ. Ces intervalles correspondent aux champs pour lesquels l'aimantation du nanodisque varie. A bas champs, le nanodisque magnétique est supposé avoir pour configuration un vortex, alors qu'à haut champ, ce dernier dispose d'une aimantation saturée. b) Résultats de simulations micromagnétiques permettant de déterminer le comportement magnétique du nanodisque au cours d'un cycle en champ.

En se basant sur ces simulations et sur la courbe expérimentale obtenue, le signal de spin semble décroître lorsque l'aimantation du nanodisque a pour configuration un vortex. Cette amplitude de signal augmente au fur et à mesure que l'aimantation de l'absorbeur se rapproche de l'état saturé colinéaire. Le champ de saturation correspondrait alors au champ pour lequel le signal atteint une valeur maximum. Ce champ est égal à 120 mT, ce qui est inférieur à celui obtenu par les simulations. Cette différence peut s'expliquer par le biais de l'activation thermique^{170,171}, dont la simulation OOMMF ne tient ici pas compte. En effet, les excitations thermiques subies par l'aimantation permettent à cette dernière d'outrepasser certaines barrières d'énergie, facilitant la modification des configurations magnétiques¹⁷². Les mesures expérimentales présentées ici ayant été effectuées à température ambiante, cette différence peut s'avérer conséquente. En outre, les incertitudes sur les paramètres géométrique de la structure et sur les

paramètres matériaux (tel que l'énergie d'échange) peuvent aussi contribuer à la différence entre les champs de dépiégeage observés et simulés.

Ainsi cette baisse de signal montre que l'efficacité d'absorption de spin dépend de la configuration d'aimantation de l'absorbeur comme il l'a été montré par S. Nonoguchi *et al.*¹⁶⁸. Dans la sous-section suivante, une mesure sous champ transverse est réalisée et détaillée. Celle-ci permet de caractériser l'effet de la direction d'aimantation sur l'efficacité d'absorption, et cette dépendance sera étudiée plus finement.

2.2 Mesures d'absorption sous champ non-colinéaire

Une mesure non-locale a été réalisée pour un champ magnétique appliqué le long du nanofil non-magnétique (selon X). La Figure 26 (a) présente le signal obtenu (courbe rouge), ainsi que le signal sous champ colinéaire présenté en Figure 25 (courbe bleue). Pour faciliter la compréhension de la mesure d'absorption sous champ transverse (selon X), les configurations magnétiques des trois éléments ferromagnétiques sont illustrées en plusieurs points du cycle en champ (cf. Figure 26 b). Ces différentes étapes du cycle ainsi que les états magnétiques correspondants sont indentés de 1 à 7 et de A à B.

Le cycle en champ a été appliqué avec les électrodes en configuration d'aimantation antiparallèles. Puisque le champ appliqué est nul, l'aimantation du nanodisque forme un vortex. Cet état initial est représenté par l'état 1. Lorsque le champ augmente, le vortex magnétique est expulsé du nanodisque, et un renversement brutal est visible sur la Figure 26. Pour des champs de plus forte intensité, l'aimantation du nanodisque reste saturée le long de ce champ, selon X.

D'autre part, les aimantations des électrodes sont progressivement désaxées de leur direction d'aimantation facile (selon Y) en raison du champ magnétique transverse (états 2 et 3). Malgré la composante de leur aimantation selon Y qui reste antiparallèle, les composantes transverses (le long du champ, selon X) sont parallèles.

À 550mT, l'aimantation d'une électrode se renverse, menant l'aimantation des électrodes à un état parallèle. Néanmoins, cet état parallèle correspond à une direction qui n'est ni selon X ni selon Y, le champ s'opposant à l'anisotropie de forme. Un angle non-nul perdure ainsi entre l'aimantation du nanodisque (selon X) et les aimantations des électrodes (inclinées). Un champ magnétique d'intensité suffisante permettrait la saturation selon X des aimantations des trois éléments (état 4).

Lors de la diminution de l'amplitude de champ, les électrodes voient progressivement leurs aimantations se réorienter selon leur axe d'aimantation facile (états 5 et 6). A bas champ, l'aimantation du nanodisque n'est plus uniforme, et un vortex apparaît (état 7).

La mesure réalisée pour un champ colinéaire (appliqué suivant Y) présentée précédemment mène aux états indentés A, B et 7.

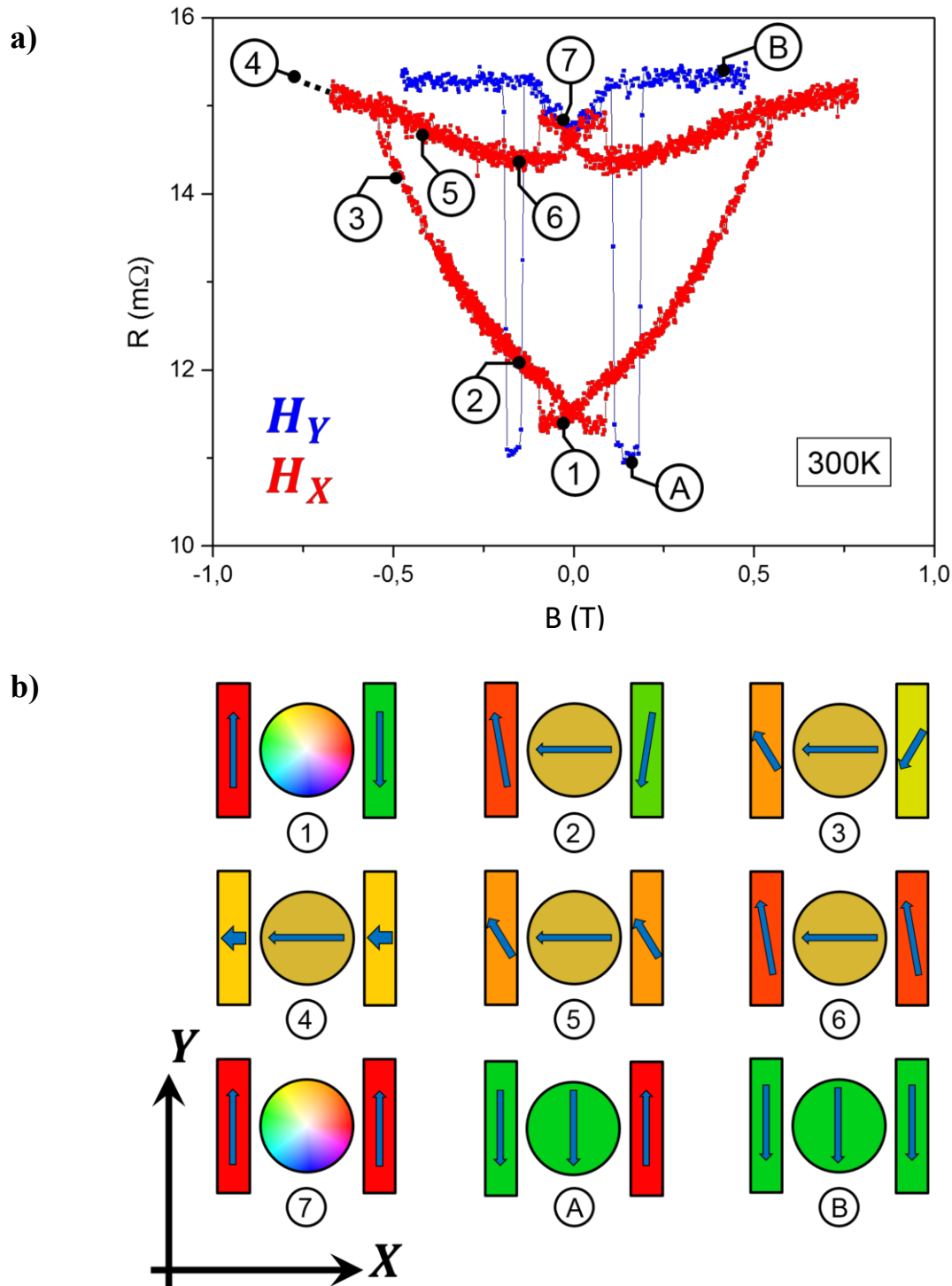


Figure 26

a) Mesures non-locales réalisées à température ambiante en présence d'un champ colinéaire à l'axe des électrodes (selon Y) ou transvers à celui-ci (selon X). b) Représentation graphique des configurations magnétiques notées sur la figure (a).

2.3 Caractérisation de la composante de spin transverse

Lors de l'expulsion du vortex menant l'aimantation du nanodisque à saturer selon X (correspondant aux états 1 vers 2 et 7 vers 6), l'amplitude du signal de spin diminue sensiblement. Ceci est dû au fait que la longueur effective d'absorption transverse $\lambda_{\perp}$ est plus courte que la LDS λ_{CoFe} . Lorsque le champ augmente et que les électrodes saturent progressivement selon X (correspondant aux états 2, 3 et 4), leurs composantes selon Y sont antiparallèles, alors que leurs composantes selon X sont parallèles. Ceci explique que le signal augmente progressivement, passant continument d'un niveau de signal de spin AP vers un signal de spin P. Dans l'état théorique 4 de saturation totale, le signal de spin attendu est équivalent au signal parallèle pour un absorbeur colinéaire, c'est-à-dire l'état B.

L'amplitude de signal de spin pour une absorption de spin colinéaire ($R_{\parallel}$) correspond à la différence de signal obtenue entre les états A, et B (cf. Figure 26 b). L'amplitude de signal obtenue pour une absorption via un vortex magnétique correspond à la différence de signal obtenue entre les états 1 et 7. L'amplitude de signal de spin attendu pour une absorption de spin transverse correspond à la différence de signal entre les états Q et R (cf. Figure 27), qui ne sont pas atteints au cours du cycle en champ.

Néanmoins, il est possible de déterminer le signal de spin attendu. En effet, les états Q et R sont proches des états 2 et 6, l'aimantation des électrodes étant faiblement désaxée. Afin de corriger le signal de spin de cette perturbation, il est nécessaire de connaître l'inclinaison angulaire θ de leurs aimantations en fonction du champ. Par conséquent, une mesure de la magnétorésistance anisotrope⁸⁴ (AMR) a été effectuée. Celle-ci est détaillée plus précisément au chapitre IV.

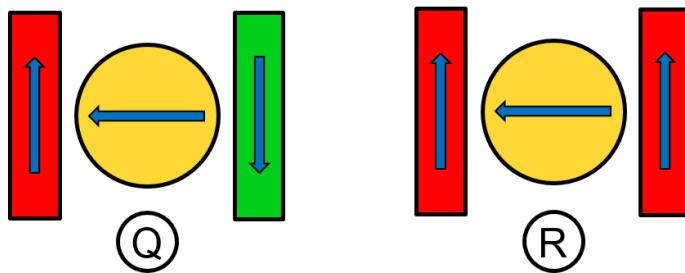


Figure 27

Représentation graphique des configurations magnétiques appelées Q et R. Ces configurations correspondent à une absorption de spin via un absorbeur d'aimantation purement transverse aux spins absorbés. Cette configuration n'est pas parfaitement obtenue lors des cycles en champ

Dans la configuration de l'état 2, la composante des aimantations des électrodes selon X est antiparallèle. Cette composante du signal est atténuée par une absorption de spin ayant pour absorbeur une aimantation transverse. Par conséquent, la composante de l'aimantation selon X induit un signal de spin correspondant à l'état P ($R_{s|Q}$).

La composante des aimantations selon Y est parallèle. Cette composante du signal est atténuée par une absorption de spin via un absorbeur d'aimantation colinéaire, et induit donc un signal de spin correspondant à l'état B ($R_{s|B}$). Puisque les aimantations des électrodes sont toutes deux désalignées d'un angle θ , le signal de spin de l'état 2 peut s'écrire :

$$R_{s|2}(H) = R_{s|Q} \cos(\theta(H))^2 + R_{s|B} \sin(\theta(H))^2$$

Équation 34

Dans le cas de l'état 6, les deux composantes des aimantations des électrodes sont parallèles. Le signal dans l'état 6 est donné par :

$$R_{s|6} = R_{s|R} \cos(\theta(H))^2 + R_{s|B} \sin(\theta(H))^2$$

Équation 35

Les mesures présentées Figure 26 permettent d'obtenir les valeurs de $R_{s|2}$ et $R_{s|6}$ pour une valeur de champ donné (ici 130mT), ainsi que le signal $R_{s|B}$, tandis que la mesure d'AMR fournit la valeur de θ pour le champ choisi. De cette façon, les valeurs de $R_{s|Q}$ et $R_{s|R}$ ont pu être estimées. Celles-ci sont représentées sur la Figure 28 par les deux losanges verts. La différence entre ces deux niveaux de signal de spin permet d'estimer l'amplitude de signal de spin attendu pour un nanodisque d'aimantation transverse ($R_{\perp} = R_{s|R} - R_{s|Q}$). Les valeurs de signal de spin exploitées ($R_{s|2}$ et $R_{s|6}$) ont été choisies pour un champ faiblement supérieur au champ de nucléation/annihilation du vortex magnétique (130 mT) afin d'avoir des états aussi proches que possible des états Q et R (*i.e.* un angle θ aussi faible que possible).

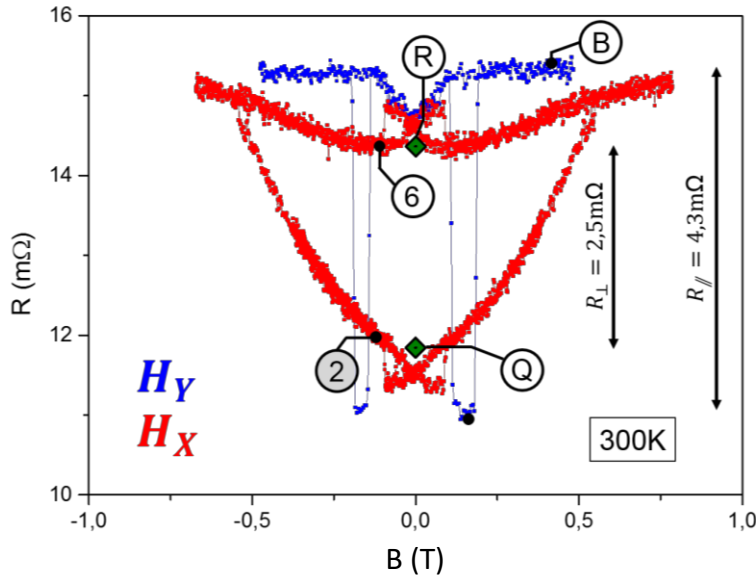


Figure 28

Figure représentant les mesures non-locales obtenues précédemment (Figure 26 a). Les niveaux de signal de spin estimés pour les états Q et R sont affichés via des losanges verts. Les amplitudes de signal de spin sont visibles pour une absorption colinéaire et transverse.

Ainsi, l'absorption de spin via un élément ferromagnétique mène, selon la direction de son aimantation, à deux amplitudes de signal différentes, $R_{\parallel}$ valant 4,3 mΩ alors que $R_{\perp}$ est d'environ 2,5 mΩ. Le passage d'une aimantation colinéaire à une aimantation transverse induit donc une diminution du signal de 28%. En comparant ces amplitudes de signal à celle de référence (14,3 mΩ) présentée Figure 24, les amplitudes de signal $R_{\parallel}$ et $R_{\perp}$ sont respectivement 70% et 78% plus faibles. Grâce à ces diminutions de signal, il est possible de déterminer de la même manière que dans l'étude réalisée par S. Nonoguchi *et al.*¹⁶⁸, une longueur effective d'absorption transverse $\lambda_{\perp}$, en se basant sur les méthodes utilisées lors de la première partie de

ce chapitre. Il est néanmoins nécessaire de s'intéresser dans un premier temps aux autres contributions mises en jeu pouvant altérer l'amplitude du signal de spin.

3. Contributions de l'Effet Hanle

Le mécanisme de relaxation de spin dit de Hanle^{65,66,67} provient de la précession des spins des électrons $\mathbf{s}$ sous l'effet d'un champ magnétique transverse. Le spin des électrons se déphase donc au cours du temps, et l'accumulation de spin voit son orientation moyenne se modifier. Cette précession, dans le cadre d'un régime électronique diffusif, peut entraîner une perte de cohérence de l'AS, et donc une baisse de l'amplitude de signal de spin. Dans le contexte des mesures réalisées ici, le champ extérieur appliqué ainsi que le champ démagnétisant du nanodisque peuvent ainsi engendrer une baisse de l'amplitude de spin via l'effet Hanle. Au cours de cette sous-section, nous démontrerons que les effets Hanle sont ici négligeables et n'influent pas sur la mesure.

Le champ extérieur (appliqué selon X) est orthogonal à l'orientation du spin des électrons $\mathbf{s}$. Ainsi, une contribution de Hanle est présente, diminuant l'amplitude de spin du signal. Néanmoins, la longueur du canal non-magnétique (300nm) est relativement courte, ce qui limite l'importance de cette contribution^{66,67}. De plus, les valeurs de signal de spin exploitées ($R_{s_{12}}$ et $R_{s_{16}}$) ont été choisies pour un champ faiblement supérieur au champ de nucléation/annihilation du vortex afin d'avoir des états aussi proches que possible des états Q et R. Il est possible de réaliser une estimation quantitative de la baisse de signal engendrée par effet Hanle (cf. Chapitre IV et Annexe II). Pour le champ considéré (130 mT) et tenant compte de la longueur du canal non-magnétique, l'amplitude attendue de l'effet Hanle correspond à une baisse de 0,4% de l'amplitude de spin. Ainsi, l'effet Hanle induit par le champ extérieur appliqué peut être négligé.

Le champ démagnétisant du nanodisque est une seconde source pouvant engendrer un effet Hanle, et mener à une diminution de l'accumulation de spin. Afin d'appréhender l'ampleur de cet effet, des simulations micromagnétiques ont été réalisées à l'aide du logiciel OOMMF¹⁶⁹ (cf. Annexe III). Celles-ci permettent de déterminer le profil du champ de fuite autour du nanodisque (cf. Figure 29), à la fois pour des aimantations de configuration en vortex et des aimantations saturées.

Ainsi les profils de champs obtenus permettent d'estimer la perte de signal dans le canal non magnétique engendrée par l'effet Hanle. En remarquant que ce champ s'atténue sur le diamètre du nanodisque dans le cas du vortex magnétique (Figure 29 a) ou sur deux fois cette longueur dans le cas d'une aimantation uniforme (Figure 29 b), il est facile de majorer fortement cet effet en considérant l'application d'un champ égal au champ maximal obtenu sur cette section. Dans le cas d'un vortex, le champ dipolaire maximal se situe au centre du disque, et vaut environ $\frac{M_s}{3} \sim 0,7T$. Dans le cas d'une aimantation saturée, Celui-ci se situe aux points B et C de la Figure 29 (b), et vaut environ $\frac{M_s}{2} \sim 1,1T$.

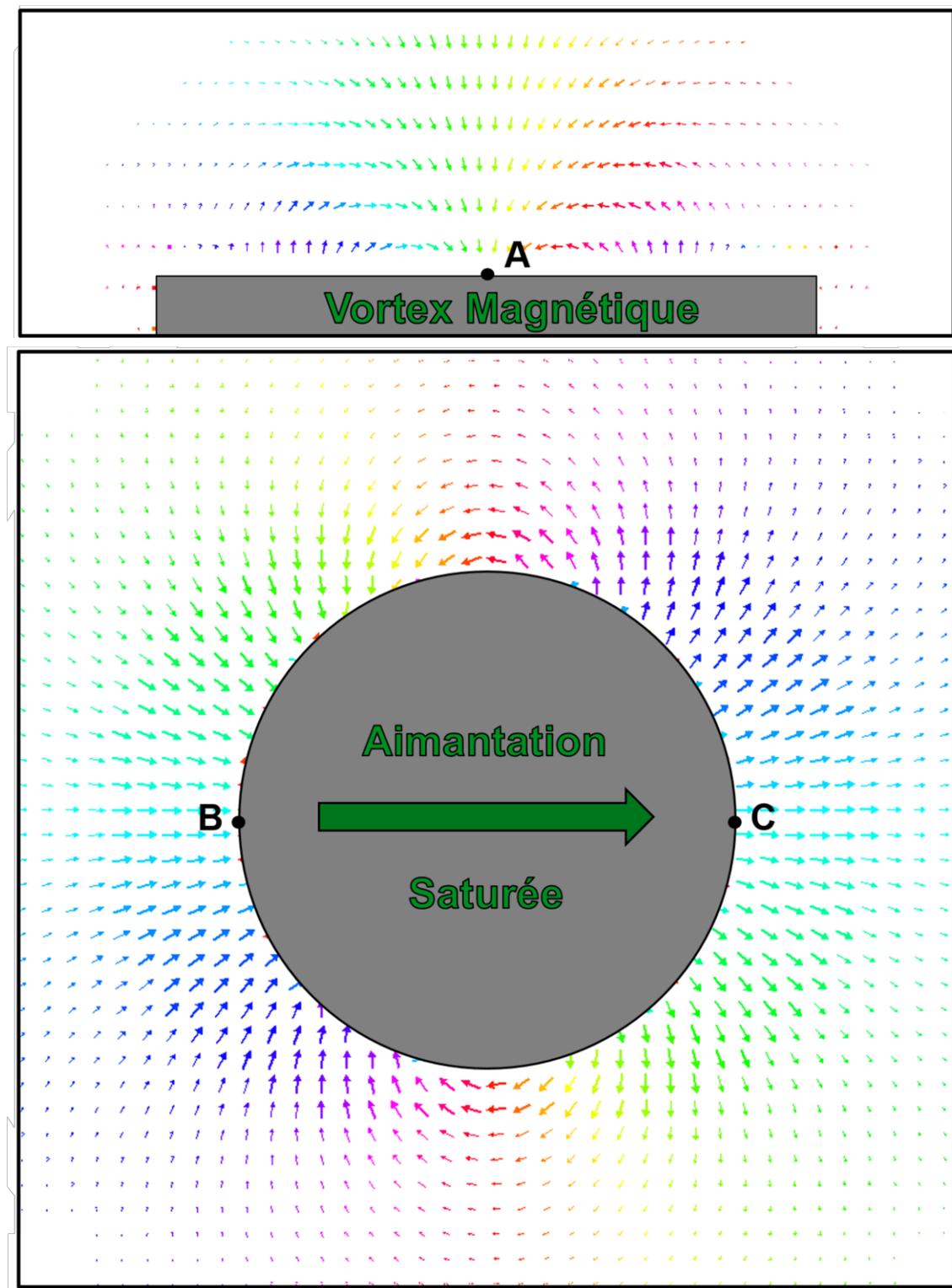


Figure 29

a) Vue en coupe (dans le plan $X=0$) du champ démagnétisant obtenu par simulation micromagnétique via OOMMF. Ce champ est obtenu considérant un nanodisque de dimensions identiques à celui considéré. Sa configuration magnétique est un vortex, obtenu par relaxation de la simulation à champ nul. Le point A correspond à la zone pour laquelle le champ obtenu est d'intensité maximale, ici environ égal à $\frac{M_s}{3} \sim 0,7T$. b) Vue en coupe (dans le plan (X, Y) coupant le nanodisque) du champ démagnétisant obtenu comme précédemment. L'aimantation est ici saturée sous un champ appliqué de 2T. Les points B et C correspondent aux zones pour lesquelles le champ démagnétisant obtenu est d'intensité maximale, ici environ égal à $\frac{M_s}{2} \sim 1,1T$.

L'application d'un champ uniforme de 0,7T sur tout le volume d'une section du canal longue de 80 nm mènerait à une baisse de signal d'environ 3,8%. L'application d'un champ de 1,1T sur une section du canal longue de 160 nm induirait quant à elle à une baisse de signal d'environ 10,8%. L'effet attendu du champ démagnétisant du nanodisque sur l'atténuation de signal de spin a ainsi pour majorant une dizaine de pourcents.

De plus, considérer la valeur maximale du champ dipolaire sur toute la portée de ce dernier est une majoration très forte. Lorsque le profil de ce dernier est considéré (Figure 29), celui-ci décroît très vite loin des zones correspondant aux extrémités dipolaires. Une meilleure majoration consisterait ainsi à considérer la moyenne de la norme de ce champ sur la zone d'effet. Pour ce faire, l'intensité des champs simulés a été moyennée sur les volumes correspondant au canal non-magnétique aux abords du nanodisque. Le champ moyen obtenu est de 14mT dans le cas d'un vortex, et de 110mT dans le cas saturé. Cela correspond à une atténuation de l'amplitude du signal de spin de 0.02% dans le cas d'un vortex, et de 0.2% dans le cas d'une aimantation transverse saturée.

Il semble donc que le champ dipolaire de la structure ne contribue pas de manière significative au signal.

Dans la sous-section ci-dessous, nous nous intéresseront à l'évolution du signal de spin sous champ transverse en ne considérant que l'anisotropie de l'efficacité d'absorption de spin du nanodisque.

4. Longueur d'absorption transverse

4.1 Détermination de la longueur effective d'absorption transverse

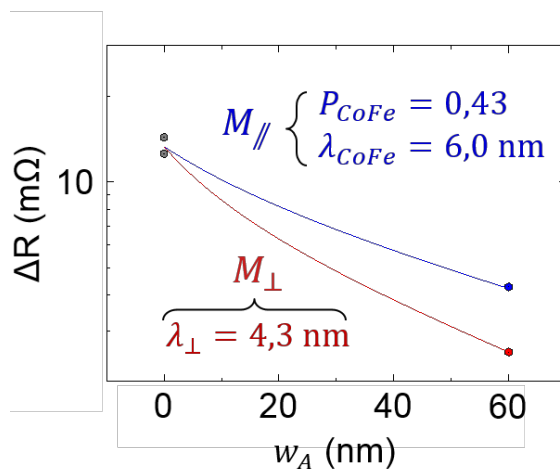


Figure 30

Profil d'atténuation du signal de spin observé pour le cas d'aimantation colinéaire (en bleu) et transverse (en rouge). Les points gris correspondent aux signaux de spin mesurés sur des structures de références, sans absorbeurs. La courbe bleue correspond au modèle analytique dans le cas colinéaire, pour des paramètres adaptés aux valeurs expérimentales. Celle-ci permet de retrouver les valeurs de λ_{CoFe} et P_{CoFe} . La courbe rouge correspond au même modèle analytique appliqué au cas transverse. Elle permet de déterminer la longueur effective d'absorption $\lambda_{\perp}$.

La mesure d'absorption de spin dans le cas colinéaire permet théoriquement de retrouver λ_{CoFe} et P_{CoFe} de manière identique à ce qui a été fait précédemment (cf. Figure 30). Ici, la largeur de l'absorbeur ($w_A = 60$ nm) a été fixée après observation de l'image MEB de la structure. Le nanodisque étant légèrement désaligné selon Y, la surface de contact est inférieure au diamètre de l'absorbeur (80 nm). De cette mesure, la polarisation et la LDS extraites sont respectivement $P_{CoFe} = 0,43$, et $\lambda_{CoFe} = 6,0$ nm. Ces valeurs correspondent qualitativement aux résultats précédents.

Dans le cas d'absorption de spin transverse, l'injection et la détection du courant de spin restent déterminées par les grandeurs λ_{CoFe} et P_{CoFe} . La longueur effective d'absorption devient par contre différente de λ_{CoFe} (et vaut $\lambda_{\perp}$). Afin d'extraire ce paramètre (cf. Figure 30), les valeurs de λ_{CoFe} et P_{CoFe} sont fixées et correspondent aux valeurs déterminées dans le cas colinéaire. L'adaptation de la décroissance du modèle analytique aux valeurs théoriques ne dépend donc que de $\lambda_{\perp}$. L'Équation 31 permet ainsi d'obtenir une longueur effective d'absorption transverse $\lambda_{\perp} = 4,3$ nm.

4.2 Interprétation de $\lambda_{\perp}$ et comparaison a la littérature

Par les amplitudes de signal obtenues pour différentes configurations magnétique, nous avons extrait une longueur effective d'absorption transverse de 4,3 nm. Du fait que cette étude ne permet pas de sonder les différentes composantes de l'accumulation de spin, cette longueur effective ne décrit que l'atténuation de la norme de cette AS. Ce terme ne permet pas de quantifier la précession des spins dans le matériau ferromagnétique tel que décrit dans le modèle de C. Petitjean *et al.*⁹⁷. Ainsi, la valeur effective d'absorption de spin extraite au cours de cette étude correspond à la partie réelle du terme défini lors du Chapitre I (Équation 28).

Nos résultats préliminaires obtenus sur des hétérostructures Co/Cu et NiFe/Cu semblent mener à des signaux de spin $R_{\parallel}$ et $R_{\perp}$ proches pour ces matériaux. Ainsi les longueurs effectives d'absorption transverse $\lambda_{\perp}$ des matériaux Co ou NiFe seraient a priori proches de leurs LDS.

Lorsque ces résultats sont comparés à la littérature, les calculs *ab initio* réalisés^{96,97} prédisent des longueurs caractéristiques de l'ordre de 1 à 5 nm pour les métaux de transition. De même, l'étude réalisée par Nonoguchi S. *et al.*¹⁶⁸ présente des résultats permettant d'estimer la longueur d'absorption transverse du NiFe à 1,8 nm à 77 K.

5. Conclusion

Au cours de cette étude nous avons mesuré l'anisotropie de l'absorption de spin dans un nanodisque de CoFe. Cette étude nous a permis de caractériser la longueur effective d'absorption transverse $\lambda_{\perp}$ de l'alliage CoFe.

Des études exploitant des structures de géométries équivalentes sont en cours afin de déterminer les paramètres des matériaux de NiFe et de Co. De plus, des simulations réalisées en partenariat avec l'équipe de D. Gusakova et J.C. Toussaint sont en cours afin de tenir compte des mécanismes de transport non-colinéaire au sein des nanostructures étudiées. Ces simulations utilisent la méthode des éléments finis et se basent sur le modèle de C. Petitjean *et al.*⁹⁷

La détermination des différents paramètres de transport non-colinéaire offre différentes perspectives, notamment dans le domaine des expériences de transfert de spin. En effet, le transfert de spin se décrit via l'équation étendue de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG)^{173,174,175,176,177}. Cette équation permet de décrire l'évolution de l'aimantation locale ($\vec{m}$) en tenant compte de du champ effectif ($\vec{H}_{eff}$), du courant injecté ($\vec{u}$) et du gradient de l'aimantation. Dans le cas de nanofils ferromagnétiques disposant de larges parois de domaines, l'étude de Thiaville A. *et al.*¹⁷⁶ présente notamment l'équation LLG sous la forme :

$$\dot{\vec{m}} = \gamma_e \vec{H}_{eff}(\vec{m}) \times \vec{m} + \alpha \vec{m} \times \dot{\vec{m}} - (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{m} + \beta \vec{m} \times ((\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{m})$$

Équation 36

Ici, α correspond au terme d'amortissement de la précession de l'aimantation (appelé terme de Gilbert). Le terme β correspond au préfacteur du couple non-adiabatique appliqué et vaut¹⁷⁶ :

$$\beta = \left(\frac{\lambda_{\perp}}{\lambda} \right)^2$$

Équation 37

La longueur de transport transverse $\lambda_{\perp}$ correspond ici à celle définie par le modèle de Zhang S. *et al.*⁹⁶. Le modèle de Petitjean C. *et al.* mène à une écriture légèrement différente⁹⁷ de ce paramètre, dépendant des longueur de libre parcours moyen l_e , de Larmor l_L , de LDS λ et de relaxation transverse $l_{\perp}$. Au final, la connaissance des paramètres de transport de spin non-colinéaire permet de déterminer des paramètres clefs pour les expériences de transfert de spin. Un approfondissement de notre étude théorique est nécessaire afin de lier la baisse de signal observée à ces différentes grandeurs.

Outre les contributions de volume, la prise en compte des contributions interfaciales dans de telles expériences permettrait de caractériser le terme de conductance avec mélange de spin $G^{\uparrow\downarrow}$. Une étude similaire a notamment été réalisée¹⁶⁷ à l'aide de VSL et de l'effet Hanle. La mise en place d'un modèle approprié permettant de décrire notre structure reste nécessaire à la détermination d'un tel paramètre.

Chapitre IV : Effet Hanle observé dans des mesures de magnétorésistance géante

Ce chapitre porte sur l'étude des mesures de GMR dans des structures latérales. Nous montrons qu'il est possible d'obtenir des résistances inférieures aux résistances de l'état GMR parallèle, ce qui n'est pas possible pour des mesures réalisées en configuration CPP ou CIP.

1. Magnétorésistance géante

1.1 Mesure conventionnelle de la magnétorésistance géante

La magnétorésistance géante (GMR) a été observée à l'origine dans les multicouches F/N, à l'aide d'une configuration CIP¹⁷⁸ (*current in plane*), et a par la suite été utilisée pour développer de nouvelles unités de lecture de disque dur¹⁷⁹. Il a rapidement été possible de mesurer les effets de GMR en utilisant une configuration CPP¹⁸⁰ (*current perpendicular to plane*), par exemple en utilisant des géométries à base de nanopilliers¹⁸¹. Les structures latérales, tel que les VSLs^{62,111,112,137} ont aussi permis d'exhiber des signaux de GMR.

La GMR consiste essentiellement en une dépendance de la résistivité électrique avec les orientations relatives de l'aimantation des électrodes, à l'instar des mesures non-locales. A l'inverse de celle-ci, un signal obtenu par une mesure de GMR présente un état de résistance faible lorsque les aimantations sont parallèles, et un état de résistance élevé lorsque les aimantations sont antiparallèles¹⁴.

Dans ce chapitre, nous montrons qu'il est possible d'obtenir des résistances inférieures à la résistance de l'état parallèle dans une structure latérale. Ce résultat surprenant provient de l'utilisation de champs magnétique externes hors du plan.

Ce phénomène sera expliqué et détaillé dans ce chapitre. Un modèle analytique a été développé et sera utilisé pour extraire les paramètres différents matériaux, en comparant ce modèle aux données expérimentales.

1.2 Mesures de GMR sous champ transverse

1.2.1 Détails expérimentaux

Les dispositifs étudiés consistent en des VSLs classiques, tel que décrites lors du chapitre II et présentées sur la Figure 31 (a). Ces VSLs ont été nanofabriquées par lithographie électronique sur un substrat de SiO₂, de la même manière que précédemment. Les nanofils ferromagnétiques ont été déposés par évaporation d'un creuset de Co₆₀Fe₄₀ à travers un masque de résine PMMA. Les fils non-magnétiques ont été réalisés dans une deuxième étape de lithographie. Une gravure ionique inerte (d'Argon) a été utilisée afin d'obtenir des interfaces transparentes entre le canal non magnétique et les électrodes ferromagnétiques. Cu et Al ont été utilisés comme matériaux non magnétiques, dans deux ensembles différents de VSLs. Chaque fil a une largeur nominale de 50 nm. Les nanofils CoFe ont une épaisseur de 15 nm et les fils non magnétiques de 80 nm d'épaisseur. Contrairement à l'étude du Chapitre II, les structures utilisées ont toute une distance-inter-électrode de 1,5µm. Toutes les mesures électriques ont été effectuées par détection synchrone (de la même manière que pour les études précédentes), le courant injecté étant de 100µA.

1.2.2 Un effet surprenant

Dans les chapitres précédents, les VSLs ont surtout été employées pour tirer avantage des mesures non locales¹³⁷. En effet, ces mesures permettent de s'affranchir des contributions parasites et de résistances de circuit et ainsi de détecter des effets relativement faibles^{62,111,112}. Néanmoins, il est possible de mesurer la magnétorésistance géante de tels dispositifs en injectant le courant au travers des deux électrodes ferromagnétiques et de l'espaceur non-magnétique (tel que présenté Figure 31 a). La tension est détectée via une mesure quatre points afin de limiter les résistances des amenées. Les mesures GMR ont pour avantage de générer des signaux deux fois supérieurs aux mesures non-locales, puisque des accumulations de spin sont

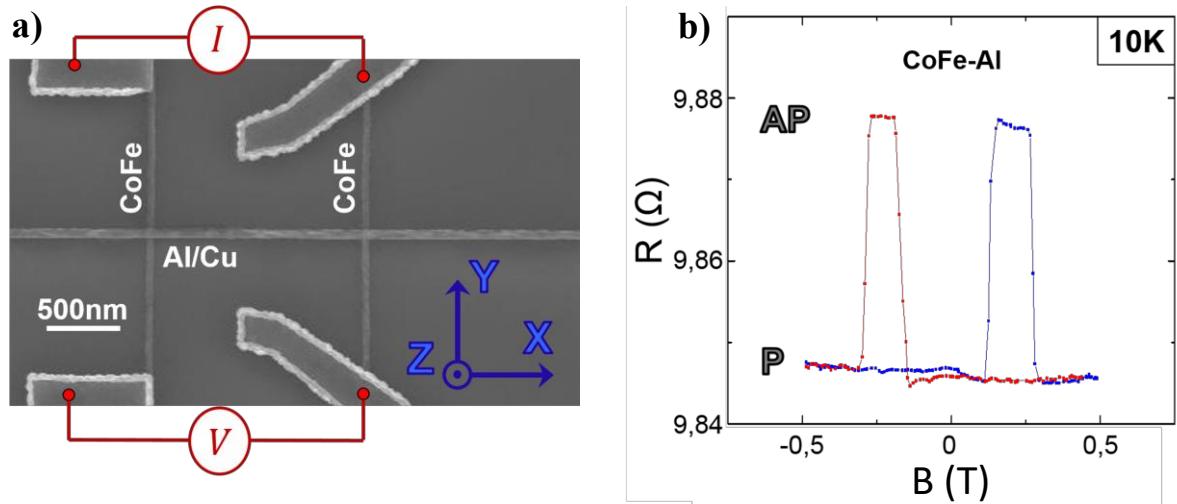


Figure 31

a) Image MEB d'une VSL. Les électrodes sont en CoFe, le canal non-magnétique étant en Cu ou Al. La largeur des nanofils est de 50nm. L'épaisseur des électrodes est de 15nm, alors que celles des parties non-magnétiques est de 80nm. La distance inter-électrode est de 1500 nm centre à centre. La configuration de mesure est présentée, ainsi que la base (X, Y, Z) utilisée dans la suite de ce chapitre. b) Mesure de GMR réalisée à 10K. Contrairement aux mesures non-locales, l'état AP présente une tension de sortie plus élevée que l'état P.

générées aux deux interfaces⁶². En appliquant un champ magnétique le long de l'axe des électrodes (soit la direction Y), il est possible de commuter l'aimantation des électrodes ferromagnétiques de la même manière que dans les études précédentes (Chapitre II et première section du Chapitre III). Les configurations magnétiques parallèles ou antiparallèles sont ainsi obtenues. Comme cela est visible sur la Figure 31 (b), et comme cela est attendu pour les signaux GMR, la résistance est inférieure à l'état P, et plus élevée dans l'AP.

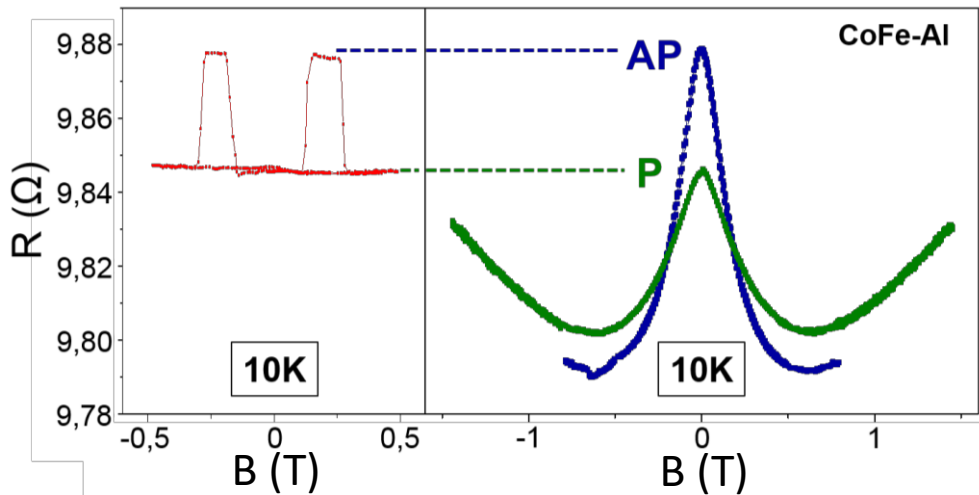


Figure 32

Mesures de GMR réalisées à 10K avec un champ externe appliqué selon les axes des électrodes (Y) ou hors du plan (Z). Le canal non-magnétique est constitué d'Al. La courbe rouge à gauche est aussi présentée Figure 31 (b). Les courbes présentées à droite correspondent à des mesures de GMR sous l'influence d'un champ hors du plan. La différence entre les courbes bleue et verte provient de la configuration magnétique initiale (états AP et P respectivement). Des variations de résistance de grande intensité sont visibles pour ces mesures.

Pourtant, l'application d'un champ magnétique normal au plan (l'axe Z) conduit à une diminution de la résistance, menant à une valeur de celle-ci bien au-dessous de la résistance de l'état P. Cette décroissance peut être observée à la température ambiante (cf. Figure 32) ainsi qu'à basse température (cf. Figure 36). Ces résultats sont obtenus aussi bien pour des VSLs ayant des canaux en Cu que des VSLs munis de canaux d'Al. De plus, ce changement de résistance observé est conséquent, notamment lorsqu'il est comparé aux variations classiques de GMR.

Les mesures de magnétorésistance anisotrope (AMR)⁸⁴ permettent de déterminer la direction d'aimantation des électrodes en fonction du champ appliqué. Ici, les électrodes saturent progressivement hors plan, le long du champ magnétique appliqué. Les mesures réalisées (Figure 39) montrent néanmoins que la saturation magnétique des nanofils pour un champ hors-plan est atteinte pour une amplitude de champ appliqué de 2.2T. Leurs aimantations se voient ici désalignées de moins de 12,5° à 0,3T. Ainsi, la diminution de la résistance, visible sur les figures pour des champs faibles, se produit lorsque l'aimantation des électrodes est encore presque planaire. La configuration magnétique est donc dans ce cas proche de l'état initial P ou AP.

Pour des champs élevés, la résistance augmente à nouveau, ce qui peut être simplement interprété par la saturation magnétique des électrodes hors du plan. Dans ce cas, l'état magnétique s'aligne progressivement au champ pour atteindre un état P (d'aimantations normales au plan).

Nous allons dans un premier temps interpréter et expliquer la présence de cet état de faible résistance, qui s'explique par les effets dit de Hanle. Pour cela nous nous rapporterons d'abord aux mesures de Hanle conventionnelles, après quoi les mesures de GMR seront détaillées. Puis dans un second temps, nous montrerons comment l'analyse de ces données permet de déterminer une fois encore les valeurs des différents paramètres de transport.

2. Effet Hanle

2.1 Mesure conventionnelle de l'effet Hanle dans une vanne de spin latérale

Cette diminution de la résistance peut être interprétée par l'effet Hanle⁶⁶, c'est-à-dire la précession et la décohérence de l'accumulation de spin due à un champ magnétique perpendiculaire.

Dans le cas des électrons des couches 3d d'un matériau ferromagnétique, une telle précession, à laquelle s'ajoutent les couplages interatomiques, mène à la création de magnons.

Dans le cas présent, celui de l'accumulation de spin dans le canal non magnétique, l'information est portée par le spin des électrons libres ($\mathbf{s}$). Dans le matériau non-magnétique, la précession

du spin de chaque électron se fait en l'absence de couplages inter-électrons. Cet effet dit de Hanle a déjà été observé dans des configurations non locales pour des systèmes entièrement métalliques^{66,65}, comprenant des interfaces résistives à l'aide de barrières tunnel^{71,108}, ainsi que dans les matériaux semi-conducteurs^{114,182} et dans le graphène^{183,184}. Il s'est par ailleurs avéré être un moyen de caractérisation efficace des propriétés de transport de spin de ces matériaux. Les mesures de Hanle conventionnelles (non-locales) seront ici présentées. Ces mesures ont été réalisées sur les mêmes structures que celles utilisées pour détecter les effets de Hanle lors de mesures GMR.

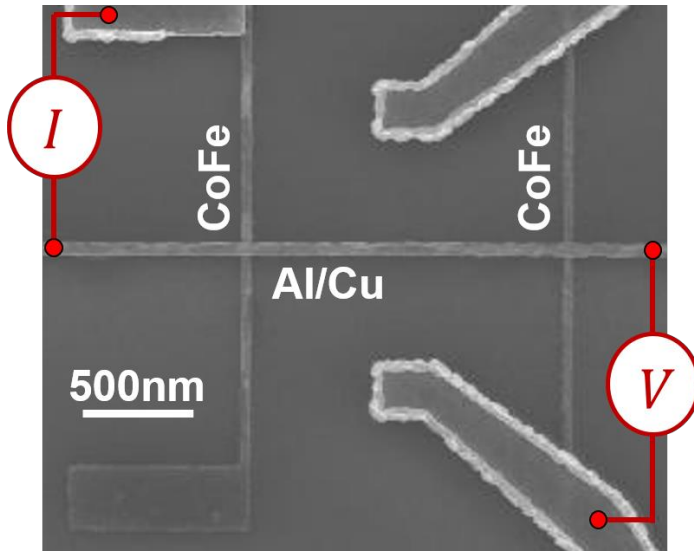


Figure 33

Image MEB d'une VSL ayant pour distance inter-électrode 1,5µm, avec le schéma de la configuration de mesure non locale.

La Figure 33 permet de visualiser la configuration d'acquisition utilisée dans les mesures non locales. De la même manière qu'aux chapitres précédents, l'accumulation de spin générée par le courant circulant au travers de l'interface ferromagnétique/non-magnétique génère un pur

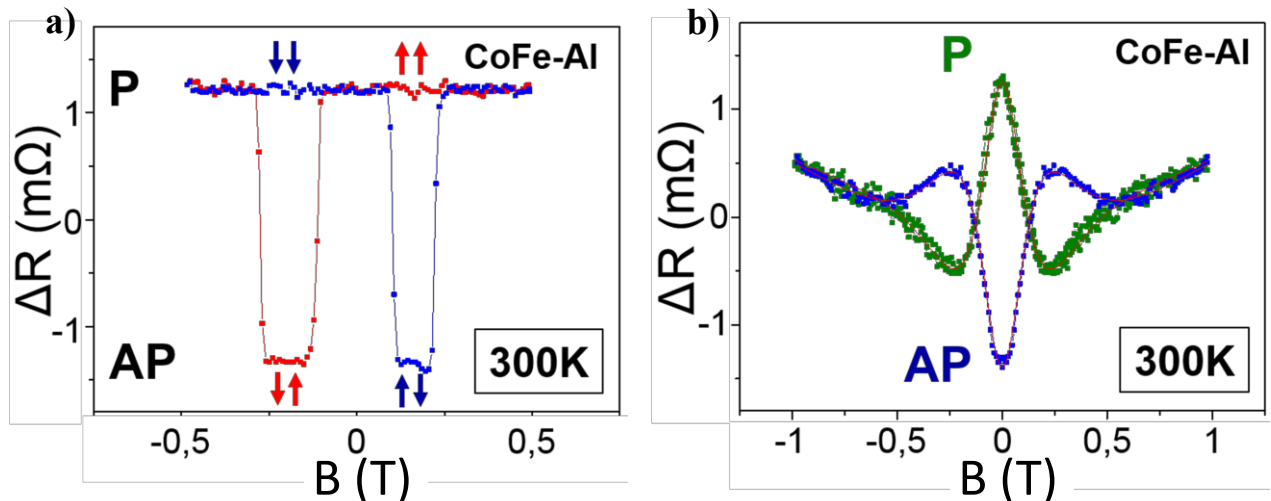


Figure 34

a) Mesure non locale réalisée à 300K sur une structure composée de CoFe et Al. Les états magnétiques sont présentés pour plusieurs points de la courbe d'hystérésis. Le champ magnétique est appliqué selon Y, c'est-à-dire selon l'axe facile d'aimantation des électrodes. b) Mesure de Hanle non locale réalisée sur le même échantillon à 300K. Le champ extérieur est orienté selon Z, c'est-à-dire hors du plan de la couche. Les courbes verte et bleue correspondent à des mesures faites pour des configurations magnétiques initiales d'état P et AP respectivement.

courant de spin dans le canal non magnétique. La mesure de tension sonde la différence de potentiel électrochimique entre les deux populations de spin au niveau de l'interface de détection.

Les Figure 34 (a et b) correspondent à des mesures de transport non locales. Les champs externes sont appliqués le long des fils ferromagnétiques dans la figure (a) et hors du plan dans la figure (b). Comme dans les chapitres précédents, le champ magnétique appliqué le long de l'axe des électrodes permet de commuter l'aimantation des électrodes, menant aux états P et AP. Les conventions de mesures utilisées pour les mesures non-locales mènent à un signal de spin plus élevé pour l'état P que pour l'état AP, à l'inverse des mesures GMR. L'amplitude du signal de spin est par ailleurs égale à la moitié de celle obtenue pour une mesure de GMR. En effet, dans la mesure non locale, le courant ne circule que par une interface F/N, ce qui réduit l'accumulation de spin d'une moitié. L'amplitude des signaux est exactement la même dans les deux expériences (Figure 34 a et b).

2.2 Description du transport sous l'influence d'un champ transverse

Lors de l'application d'un champ magnétique hors-plan, trois effets supplémentaires apparaissent, visibles sur la Figure 34 (b). En effet, comme expliqué précédemment, les spins des électrons s précessent dans le plan de l'échantillon sous l'effet du champ externe. Par conséquent, l'orientation de spin de ces électrons se déphase au cours du temps (cf. Figure 35). Puisque ces électrons diffusent spatialement vers la seconde électrode, l'accumulation de spin globale aura subi un déphasage lorsqu'elle atteint l'électrode de détection. La fréquence de précession augmente avec l'amplitude du champ appliqué. Ce déphasage s'accroît donc avec l'augmentation du champ, menant aux oscillations observées sur la Figure 34 (b). Au champ pour lesquels les courbes notées P et AP se croisent, le signal de spin est globalement nul pour ces deux états (P et AP) : l'orientation de spin l'AS a précessé de $\frac{\pi}{2}$ et la seconde électrode ne détecte plus d'accumulation de spin colinéaire à son aimantation. L'amplitude de signal de spin (la différence entre les états P et AP) présente à nouveau un extremum local au champ pour lequel l'accumulation de spin a précessé d'un angle π . Cette rotation d'un angle π est clairement visible sur la Figure 34 (b).

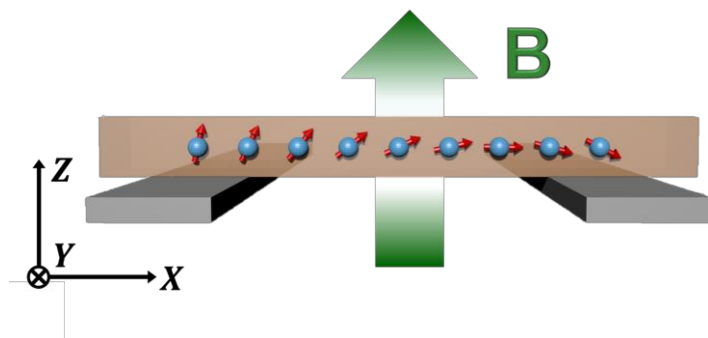


Figure 35

Schéma permettant de représenter la précession des spins dans le canal non-magnétique au fur et à mesure de leur diffusion. Pour des raisons de visibilité, la précession des spins a été dessinée dans le plan (X, Z). Etant soumise au champ appliqué selon Z, cette précession se fait en réalité dans le plan de la structure (X, Y).

En plus de ce déphasage, la précession du spin de chaque électron soumis à un régime diffusif conduit également à la relaxation de l'accumulation de spin. En effet, chaque électron diffuse dans le matériau non-magnétique de manière stochastique. Celui-ci atteint ainsi l'électrode de détection au bout d'un temps aléatoire, et l'orientation de spin est alors déphasée de manière aléatoire. L'accumulation de spin correspondant à la valeur moyenne des orientations de spin des électrons $\mathbf{s}$, cette dispersion des orientations de spin induit une baisse de l'accumulation de spin globale. Ceci mène à une diminution de l'amplitude du signal de spin, visible Figure 34 (b) sous la forme d'un amortissement des oscillations.

Enfin, la légère augmentation du signal de spin (visible pour les champs élevés) est due simplement à l'alignement progressif des aimantations des électrodes le long du champ externe (selon Z). Une fois la saturation atteinte, le signal de spin détecté revient à celui attendu pour un état parallèle.

Les oscillations et la diminution du signal de spin dépendent fortement de la géométrie de la nanostructure et des propriétés de transport des différents matériaux. Fukuma *et al.*¹⁰⁸ ont montré qu'un tel signal peut être appréhendé analytiquement en utilisant un modèle 1D basé sur les équations de Valet-Fert. Ceci permet d'extraire les paramètres de transport de spin des différents matériaux.

Les effets de Hanle observés lors de mesures conventionnelles et lors de mesure de GMR sont source des mêmes mécanismes de transport. Dans la sous-sous-section suivante, les différentes caractéristiques des mesures de Hanle GMR sont détaillées et expliquées. La baisse de résistance est notamment interprétée.

2.3 Observation d'effets Hanle lors de mesures GMR

De manière similaire à ce qui se passe dans la mesure non locale, des courants de spin induits par le passage du courant aux interfaces diffusent au travers du canal non magnétique. Néanmoins, plusieurs différences demeurent.

En premier lieu, dans la configuration GMR, l'accumulation de spin globale est produite via les deux interfaces. Lorsque les électrodes ont des aimantations antiparallèles, les accumulations de spin sont de même signe aux deux interfaces. L'accumulation de spin engendrée est forte dans le canal mais dispose d'un faible gradient (et donc un courant de spin). Au contraire, un état parallèle mène à deux accumulations de spin opposées. Les gradients de potentiel électrochimique engendrés génèrent alors un fort courant de spin. Les deux accumulations de spin s'atténuent donc en se compensant l'une et l'autre.

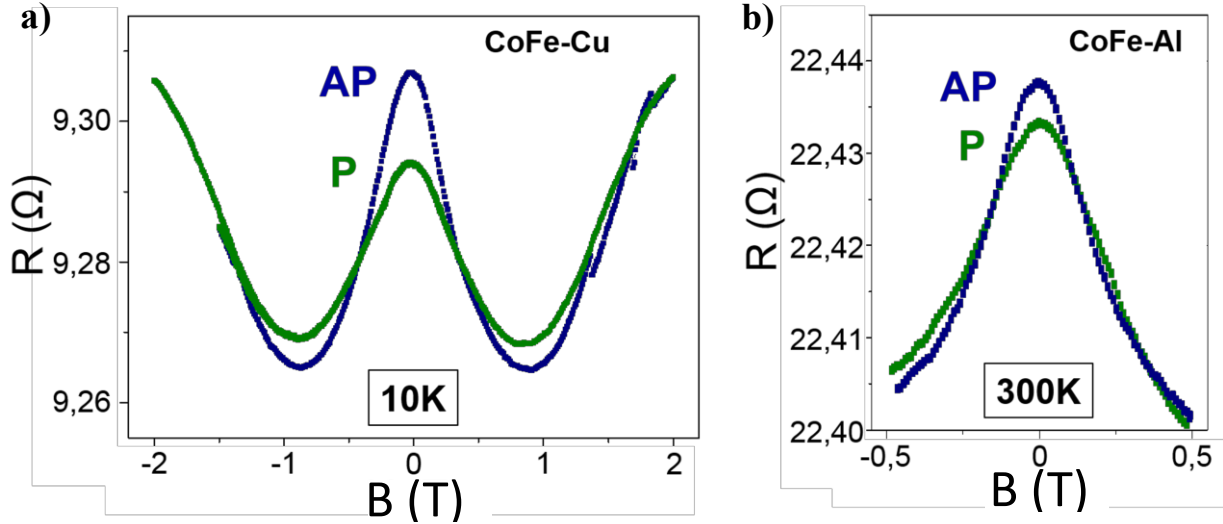


Figure 36

a) Mesures de Hanle GMR réalisées à 10K pour un canal non-magnétique constitué de Cu. b) Mesures de Hanle GMR réalisées à 300K pour un canal non-magnétique constitué d'Al.

Une seconde différence avec les mesures non-locales provient du fait que le courant de charge circule dans le canal. De ce fait, le flux électronique dans le canal n'est pas un pur courant de spin, mais un courant de charge polarisé en spin. Une chute de potentiel Ohmique apparaît donc entre les deux électrodes. De plus, la détection de tension est sensible aux chutes de potentiel de chaque interface.

Malgré ces différences avec la mesure non-locale, l'application d'un champ magnétique hors du plan induit ici aussi la précession des orientations de spin des électrons s . Or ces électrons dérivent dans le canal, le champ électrique engendrant un flux de charges. Puisque ce courant est polarisé en spin, l'orientation majoritaire des spins des électrons conducteurs se déphase le long du canal. Cette précession est responsable des oscillations en champ qui apparaissent dans les mesures GMR (cf. Figure 32 et Figure 36) de la même manière que pour les mesures Hanle en non-local. Cette précession mène notamment au croisement des courbes P et AP. De plus, similairement aux mesures de Hanle non-locales, cette précession (associé aux chemins stochastiques d'un régime diffusif) conduit à l'amortissement de l'accumulation de spin, et donc à un signal de spin d'intensité décroissante : il est possible de constater que l'amplitude de signal de spin (*i.e.* la différence entre les courbes P et AP) s'atténue avec le champ. Ces caractéristiques de l'effet Hanle sont similaires à ce qui a été vu précédemment en non local.

Dans le cas de la mesure GMR, l'effet Hanle engendre également une baisse conséquente de la résistance observée. Des valeurs de résistances bien inférieures à celles de l'état P à champ nul sont ainsi atteintes. Cette baisse est due à la relaxation de l'AS à chaque interface. EN effet, l'injection du courant de charge au travers des interfaces F/N induit l'apparition d'accumulations de spin, dont l'intensité maximum se situe à l'interface (Figure 37). L'application d'un champ externe sur des électrons dont la trajectoire est stochastique induit la relaxation des accumulations de spin dans le canal et aux interfaces.

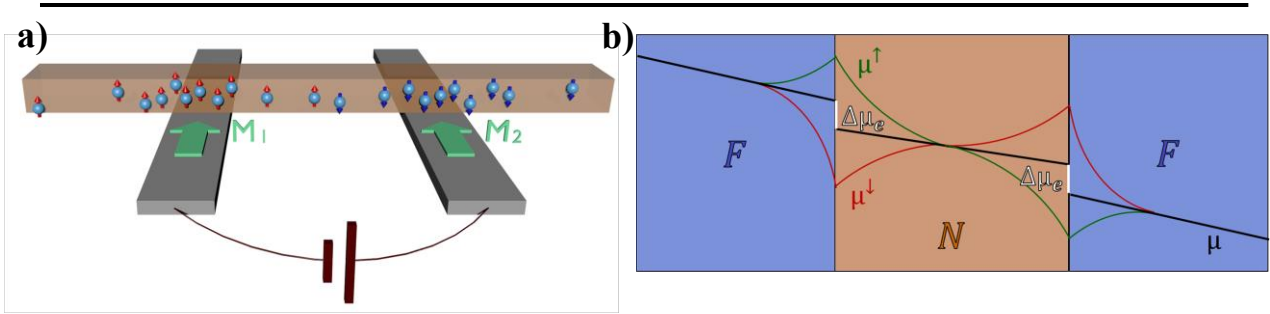


Figure 37

a) Schéma représentant le profil d'accumulation de spin obtenu pour une mesure de GMR dans une VSL. L'état magnétique est ici P. Bien que l'accumulation de spin globale soit qualitativement nulle, le courant injecté génère deux accumulations de spin présentes localement aux interfaces. Dans le cas de l'état AP, ces accumulations de spin seraient de même signe. Cela entraînerait une accumulation de spin global plus conséquente. b) Schéma représentant les potentiels électrochimiques des deux populations de spin (en vert et rouge) pour une mesure identique à celle présentée figure (a). L'état magnétique est ici aussi l'état P. L'accumulation de spin équivaut à la différence locale entre les deux potentiels électrochimiques (rouge et vert). Il est possible de voir que la présence des accumulations de spin aux interfaces génère des différences de potentiel électrique. Le potentiel électrique est représenté en noir, et ces sauts de potentiels sont représentés en blanc. Ceux-ci sont sondés par la mesure de tension et sont responsables de termes résistifs additionnels.

Ces accumulations de spin à l'interface sont responsables d'une différence de potentiel électrique additionnelle $\Delta\mu_e$ (cf. Chapitre I et Figure 37 b). Ces résistances additionnelles sont en réalité toujours présentes dans les mesures de GMR, dans l'état P comme dans l'état AP. L'atténuation par effet Hanle de l'accumulation de spin diminue donc cette différence de potentiels $\Delta\mu_e$, et la résistance de GMR atteint alors des valeurs de résistances inférieures à celle de l'état P.

Notons que dans le cas de mesures non locales, cette différence de potentiel existe aussi aux abords de l'électrode utilisée pour injecter le courant. De même celle-ci diminue également à l'aide d'un champ transverse. Néanmoins, cet effet n'est pas observé, car l'interface sondée par la mesure de tension est uniquement celle de la seconde électrode, qui ne génère pas d'accumulation de spin.

Enfin, pour des champs appliqués conséquents lors d'une mesure de GMR Hanle, les aimantations des électrodes sont saturées et il n'y a plus ni précession, ni relaxation additionnelle, puisque le champ devient parallèle à l'aimantation. La résistance correspond alors à la valeur d'une résistance d'état P. Pourtant, dans le cas de Cu, la résistance aux champs élevés devient supérieure à celle de l'état P au champ zéro (cf. Figure 36 (a) et Figure 38). Nous nous intéresserons ici à cette hausse de résistance.

2.4 Hausse de résistance à fort champ

Une première constatation permettant de caractériser cette contribution supplémentaire est que celle-ci ne semble pas saturer à fort champ. Afin d'en déterminer la cause, des mesures GMR classique dans le plan (selon Y) ont été réalisées. Cet effet magnétorésistif apparaît aussi pour

des champs appliqués le long des électrodes (selon Y, cf. Figure 38). Ceci implique que cet effet n'est pas lié à l'effet Hanle car le champ, l'aimantation et les orientations de spin sont alors

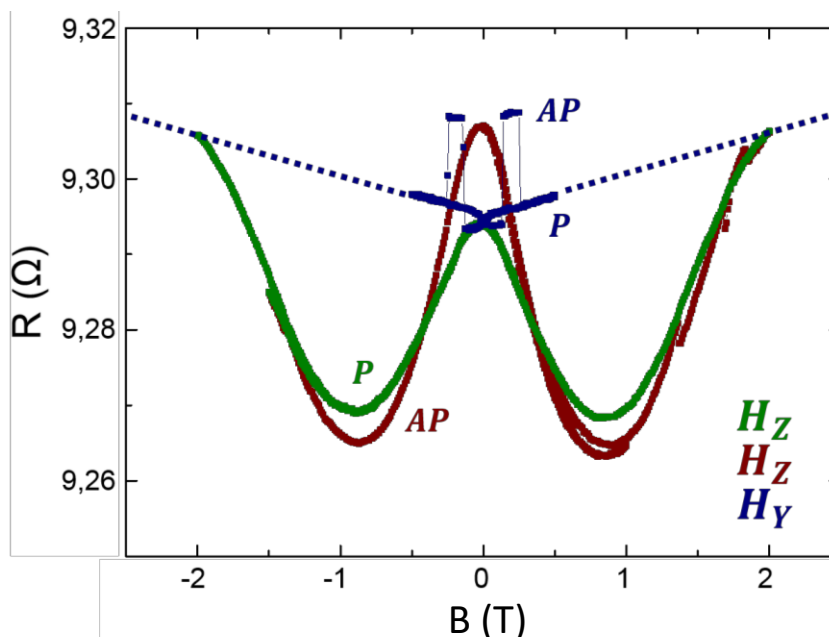


Figure 38

Mesures de GMR réalisées à 10K sous l'effet d'un champ magnétique externe appliqué soit le long des électrodes (courbe bleue), soit hors du plan (courbes verte et rouge). Ces deux dernières ont respectivement pour conditions initiales les états P et AP et sont aussi présentées Figure 36 (a). Il est visible sur cette courbe que la résistance obtenue à 2.2T (c'est-à-dire pour l'aimantation des électrodes saturée) est supérieure à la résistance à champ nul dans l'état P. La courbe bleue présente elle aussi une contribution résistive croissante en champ. Une extrapolation linéaire de ce signal semble mener à un changement de résistance à 2.2T identique à celui trouvé pour les mesures de Hanle. Néanmoins, l'évolution de la résistance en fonction du champ n'est pas nécessairement linéaire, et une mesure à haut champ aurait été requise pour la caractériser. Puisque cet effet est visible pour les champs appliqués en Y et en Z, il n'est pas corrélé à un effet de Hanle.

colinéaires. Les autres contributions magnétorésistives possibles dans une telle structure sont les effets dit de Lorentz^{185,186} ou l'effet de magnétorésistance de magnons⁸⁵. Ces deux contributions possibles sont détaillées ici.

La magnétorésistance de magnon prend place dans les nanofils ferromagnétiques, où la diffusion engendrée par le couplage électron-magnon est altérée par le champ (puisque celui-ci modifie la population de magnons). Néanmoins, la magnétorésistance de magnon est relativement faible ($\frac{\Delta R}{R} \sim 1,5 \cdot 10^{-3} T^{-1}$ dans le cas du NiFe⁸⁵), et devient négligeable à basse température.

La magnétorésistance de Lorentz peut théoriquement être observée dans tout matériau conducteur, notamment dans le canal non-magnétique. Dans une vision classique, cette magnétorésistance provient des forces de Lorentz, s'appliquant sur tout porteur de charge en mouvement (de vitesse $\vec{v}$) par l'action d'un champ magnétique $\vec{B}$. La force (proportionnelle à $\vec{v} \times \vec{B}$) est dirigée perpendiculairement à la vitesse des électrons, et entraîne une hausse du coefficient de diffusion.

La hausse de résistance peut être quantitativement comparée aux contributions attendues pour une magnétorésistance de Lorentz. En s'appuyant sur les travaux d'Arenz et al¹⁸⁶, ces hausses

de résistance mesurées et théoriques sont en bon accord et la magnétorésistance de Lorentz semble être une interprétation pertinente. Néanmoins, la magnétorésistance de Lorentz étant quadratique, une mesure de GMR à haut champ le long de l'axe des électrodes serait nécessaire pour s'assurer de la nature de cette contribution.

3. Analyse des signaux obtenus

3.1 Expression analytique du signal de spin

En s'inspirant du modèle développé par Fukuma *et al.*¹⁰⁸ pour les mesures de Hanle en configuration non-locale, il est possible de développer un modèle analytique unidimensionnel pour la configuration GMR (cf. Annexe II). Il faut pour ce faire tenir compte de la précession de spin. Pour un champ magnétique normal au plan, l'expression analytique du signal de spin est :

$$R_s^{\parallel} = \frac{2P_{eff}^2 \left(\frac{2Re(\Phi)}{R_N} + \frac{||\Phi||^2}{R_{\perp_{eff}}^*} \right)}{\frac{4}{R_N^2} + \left(\frac{2}{R_{F_{eff}}^*} + \frac{2}{R_{\perp_{eff}}^*} \right) \frac{Re(\Phi)}{R_N} + \frac{||\Phi||^2}{R_{\perp_{eff}}^* R_{F_{eff}}^*}}$$

Équation 38

où Φ est un paramètre décrivant l'amortissement de l'accumulation de spin, à la fois par la précession des spins et leur retournement ponctuel (cf. Annexe II). Il s'écrit :

$$\Phi(B) = \frac{1}{\sqrt{1 + i \frac{\gamma_e B \lambda_N^2}{D_N}}} \left(1 \pm e^{-\frac{L \sqrt{1 + i \frac{\gamma_e B \lambda_N^2}{D_N}}}{\lambda_N}} \right)$$

Équation 39

L'utilisation de nombres complexes permet de considérer l'accumulation de spin dans les deux directions du plan. La direction colinéaire à l'aimantation des électrodes se rapporte aux composantes réelles, alors que les composantes imaginaires tiennent compte de la direction transverse. Le terme imaginaire de la grandeur $\alpha = 1 + i \frac{\gamma_e B \lambda_N^2}{D_N}$ décrit la précession à laquelle sont soumis le spin des électrons, alors que la composante réelle correspond à la relaxation de l'accumulation spin par retournement. L'expression de Φ dans le cas où $\alpha = 1$ revient à considérer l'atténuation de l'accumulation de spin comme seule fonction de la LDS du canal, comme cela a été fait Chapitre II.

Ici, les valeurs plus ou moins du symbole $\pm$ correspondent respectivement aux états AP et P.

La présence de résistances d'interfaces a été prise en compte, contrairement à l'étude réalisée lors du Chapitre II. Dans ces équations, la résistance de spin des matériaux i , de l'interface F/N, et la résistance de spin transverse sont respectivement $R_i^{(*)} = \frac{\rho_i \lambda_i}{A_i(1-P_i^2)}$, $R_B^* = \frac{r_B}{A_F(1-\gamma^2)}$ and $R_{\perp}^* = \frac{\rho_F \lambda_{\perp}}{A_F(1-P_F^2)}$, où ρ_i , λ_i , A_i , P_i , r_B , γ et $\lambda_{\perp}$ sont respectivement la résistance du matériau i , sa LDS, la section effective des nanofils, la polarisation du matériau, la résistance de barrière, la polarisation interfaciale et la longueur de diffusion de spin transverse effective du matériau ferromagnétique. γ_e , B , L and D_N sont respectivement le facteur gyromagnétique, le champ magnétique appliqué, la distance inter-électrode et le coefficient de diffusion électronique du matériau non-magnétique. Les résistances de spin effectives $R_{\perp_eff}^*$ et $R_{F_eff}^*$ sont égales à la somme des résistances de spin du matériau ferromagnétique et de l'interface ($R_{F_eff}^* = R_F^* + R_B^*$ et $R_{\perp_eff}^* = R_{\perp}^* + R_B^*$). De même, la polarisation effective est $P_{eff}^2 = \frac{P_F R_F^* + \gamma R_B^*}{R_{F_eff}^*}$.

Le rôle de la résistance de spin transverse dans l'équation provient du fait que l'accumulation de spin atteint la seconde électrode déphasée. La partie transverse de l'AS absorbée par le matériau ferromagnétique s'atténue donc au bout d'une longueur effective plus courte.

L'expression du signal de spin décrit par $R_s^{\parallel}$ dans l'Équation 38 ne tient pas compte du fait que l'aimantation des électrodes sature hors du plan. Cette expression considère le signal obtenu pour une accumulation de spin soumise au champ appliqué, mais pour des aimantations restant le long de leurs axes d'aimantation facile (selon Y). Dans la sous-sous-section suivante, l'expression du signal est décrite dans sa globalité. Une fois l'expression de signal Hanle GMR explicitée dans son intégralité, le signal de spin obtenu par des mesures non-locales sera lui aussi détaillé.

3.2 Contributions additionnelles aux signaux Hanle GMR

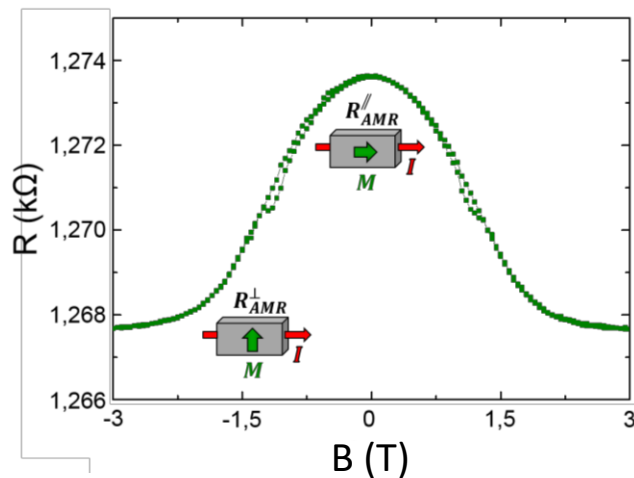


Figure 39

Mesure de magnétorésistance anisotrope. Le signal obtenu est maximum à champ nul, et diminue lorsque les électrodes saturent hors du plan. La légère baisse de résistance observée au-delà de 2.2T est due à la magnétorésistance de magnons.

La contribution due à la saturation des électrodes n'étant pas prise en compte par l'Équation 38, celle-ci est détaillée ici. Cette contribution a été déterminée par mesure de magnétorésistance anisotrope (cf. Figure 39). En effet, dans une mesure deux point le long d'un nanofil de CoFe, le signal observé est dû à la somme des effets de magnétorésistance anisotrope⁸⁴ (AMR) et de magnétorésistance de magnons (MMR)⁸⁵. Ces deux termes s'écrivent :

$$R_{AMR}(B) = \cos^2(\theta(B))R_{AMR}^{\parallel} + \sin^2(\theta(B))R_{AMR}^{\perp}$$

$$R_{MMR} \propto \pm|B|$$

Équation 40

Le terme de magnétorésistance anisotrope dépend uniquement de l'angle θ existant entre les lignes de courant et la direction d'aimantation de l'électrode. Les valeurs $R_{AMR}^{\parallel}$ et $R_{AMR}^{\perp}$ correspondent aux résistances obtenues pour des aimantations parallèles ou perpendiculaires aux lignes de courant. Les lignes de courant sont orientées selon Y, de même que l'aimantation des électrodes dans l'état fondamental. La magnétorésistance de magnons étant très faible devant la magnétorésistance anisotrope aux champs considérés, une bonne approximation de la valeur de θ est donnée par :

$$\theta(B) = \cos^{-1} \left(\sqrt{\frac{R_{AMR}(B) - R_{AMR}^{\perp}}{R_{AMR}^{\parallel} - R_{AMR}^{\perp}}} \right)$$

Équation 41

Cette évolution de l'orientation de l'aimantation θ avec le champ appliqué a été calculée directement à partir des mesures expérimentales de la Figure 39. Cette évolution a été supposée identique pour les deux électrodes.

De même, la contribution purement résistive (R_{Ω}), non liée aux accumulations de spin, n'est pas considérée dans l'Équation 38, et doit être prise en compte. Enfin, les contributions des magnétorésistances de Lorentz (R_L) sont appréhendées précédemment. L'expression globale décrivant les mesures de GMR Hanle sont ainsi :

$$R_{GMR}(B) = \cos(\theta(B)) R_s^{\parallel}(B) + \sin(\theta(B)) R_s^{\parallel P}(0) + R_{\Omega} + R_L(B)$$

Équation 42

Ici, $R_s^{\parallel P}(0)$ correspond à la valeur de signal de spin attendu pour des électrodes d'aimantation parallèles sans effet induit par un champ normal. Cette valeur de signal de spin est obtenue dans l'état parallèle à champ nul, mais aussi lorsque les électrodes ont leurs aimantations saturées hors du plan. $R_s^{\parallel}(B)$ est décrit Équation 38. La différence entre les états P et AP influe ici uniquement sur l'expression de Φ (Équation 39).

3.3 Expression analytique du signal Hanle conventionnel

Un point intéressant est que l'expression du signal attendu pour une mesure de Hanle en mesure non-locale se retrouve facilement. En effet :

$$R_{NL}(B) = \pm(R_{GMR}^{AP} - R_{GMR}^P) + \sin(\theta(B)) R_{NL}^P(0)$$

Équation 43

Ce qui peut s'écrire :

$$R_{NL}(B) = \pm \cos(\theta(B)) (R_s^{\parallel AP} - R_s^{\parallel P}) + \sin(\theta(B)) R_{NL}^P(0)$$

Équation 44

Ici le signe plus ou moins du symbole $\pm$ correspond respectivement aux états P et AP. Le signal de spin $R_{NL}^P(0)$ doit être ajouté pour tenir compte de la saturation des électrodes en raison du champ extérieur. L'expression obtenue est équivalente aux expressions connues pour les effets de Hanle en configuration non-locale.

3.4 Analyse des mesures expérimentales

La comparaison des signaux expérimentaux et des expressions analytiques a permis de déterminer différents paramètres de transports, des matériaux ferromagnétiques (CoFe) et non-magnétique (Cu et Al). Ceci a été réalisé pour les mesures GMR ainsi que pour les mesures conventionnelles non-locales. Les mesures ont été réalisées à température ambiante ainsi qu'à 10K, menant à l'obtention des paramètres pour ces deux températures. Les mesures GMR à 300K présentent néanmoins des diminutions fortes de résistance dues à l'annihilation des ASs en comparaison des autres contributions en jeu (cf. Figure 36 b). De ce fait l'étude d'un tel signal ne permet pas de déterminer précisément les différents paramètres de transports mis en jeu, les courbes pour l'état P et AP étant très proches.

De par le grand nombre de paramètres libres, l'ajustement des courbes expérimentales et théoriques s'est montré délicat. La convergence a été obtenue par adaptations successives des courbes, en ne laissant pas tous les paramètres libres simultanément. Le jeu de paramètre final a été testé en vérifiant qu'il correspondait effectivement à un minimum de l'écart entre les courbes pour chaque paramètre pris indépendamment.

Les résistances d'interfaces ont dans un premier temps été négligées, considérant r_B comme nul. Néanmoins, les difficultés d'ajustement de la courbe théorique pour les structures CoFe/Al nous ont poussées à prendre en compte ces résistances. Le tableau ci-dessous regroupe l'ensemble des résultats obtenus. Les paramètres présentés ci-dessous ont tous été déterminés par la comparaison du modèle et des courbes expérimentales, à l'exception des résistivités qui ont été mesurées indépendamment :

	<i>GMR</i>	<i>Non-local</i>	<i>Non-local</i>	<i>GMR</i>	<i>Non-local</i>	<i>Non-local</i>
	(Cu)	(Cu)	(Cu)	(Al)	(Al)	(Al)
	10K	10K	300K	10K	10K	300K
$P_F (\varnothing)$	0.5	0.4	0.39	0.5	0.41	0.39
$\gamma (\varnothing)$	--	--	--	0.13	0.081	0.055
$r_B (f\Omega.m^2)$	--	--	--	6.3	6.8	5
$\lambda_N (nm)$	700	600	350	1100	1100	550
$\lambda_F (nm)$	8.3	8.3	6.1	8.3	8.3	6.1
$\lambda_{\perp} (nm)$	5.9	2.5	4.3	5.8	5.8	4.3
$\rho_N (\mu\Omega.cm)$	2.5		4.5	6.3		3.1
$\rho_F (\mu\Omega.cm)$	15.5		20	15.5		20

Tableau 5

Afin de vérifier les résultats obtenus, la résistance de barrière (CoFe/Al) a aussi été étudiée de manière indépendante par une mesure faite en quatre points¹⁵². Cette valeur obtenue étant de 4.7 f $\Omega.m^2$, elle reste en accord avec les paramètres extraits par les mesures d'effets Hanle. De même, la résistance de barrière obtenue pour les structures CoFe/Cu est de 4.10⁻² f $\Omega.m^2$, justifiant que cette dernière ait été négligée.

4. Conclusion

4.1 Conclusion du Chapitre

En définitive, il a été montré dans ce chapitre qu'il est possible de mesurer des effets de précession tels que l'effet Hanle dans des mesures de GMR, à l'aide de géométries latérales. Cette précession mène à une chute conséquente de la résistance, permettant l'obtention de valeurs de résistance bien plus basses que dans l'état parallèle de GMR. Une telle mesure n'étant pas possible en configuration CPP et CIP, l'obtention d'une telle résistance reste surprenante. L'amplitude du signal de spin dans les mesures de Hanle GMR est ici un ordre de grandeur supérieure à celle mesurée par effet Hanle en configuration non-locale.

Enfin, ces mesures permettent d'extraire différents paramètres de transport de spin. Une partie de ces paramètres est difficile à déterminer (tel que les paramètres du matériau ferromagnétiques) du fait de leur rôle commun dans une grande majorité des études. Cette méthode est particulièrement simple du fait que l'obtention de ces paramètres se fait via une

unique nanostructure ainsi qu'une unique mesure. De plus le signal est très sensible aux différentes propriétés de transport de spin des matériaux, influant fortement sur la période d'oscillation en champ, le signal à champ nul et l'amortissement du signal. Ceci assure une obtention fiable des paramètres matériaux malgré les difficultés apportées par un grand nombre de paramètres libres. Nous avons notamment montré que ces mesures d'effets Hanle (GMR ou non-locales) sont une méthode distincte des mesures d'absorption, mais permettent elles aussi de mesurer la longueur d'absorption transverse. Les valeurs obtenues coïncident par ailleurs pour ces deux études.

4.2 Différentes études du transport de spin

Les études présentées au cours des Chapitres II, III et IV permettent d'obtenir des paramètres matériaux clefs du transport de spin de manières indépendantes. Les valeurs déterminées via ces différentes études semblent en bonne adéquation, tel que présenté dans le tableau ci-dessous. Ainsi, ces trois études présentent une base solide permettant de référencer ces différentes grandeurs.

	Chapitre II	Chapitre III	Chapitre IV	Chapitre IV
	<i>Dépendance non-locale de la distance inter-électrode</i>	<i>Mesure d'absorption de spin (CoFe)</i>	<i>Mesure de Hanle GMR</i>	<i>Mesure de Hanle non-locale</i>
300K				
$P_{CoFe} (\varnothing)$	0.4-0.47	0.48	-	0.39
$\lambda_{CoFe} (nm)$	6-6.1	6.2	-	6.1
$\lambda_{\perp CoFe} (nm)$	-	4.3	-	4.3
$\lambda_{Cu} (nm)$	350	-	-	350
$\lambda_{Al} (nm)$	550	-	-	550
10 K				
$P_{CoFe} (\varnothing)$	0.45-0.47	0.5	0.5	0.4-0.41
$\lambda_{CoFe} (nm)$	8-8.6	8.3	8.3	8.3
$\lambda_{\perp CoFe} (nm)$	-	-	5.8-5.9	2.5-5.8
$\lambda_{Cu} (nm)$	1090	-	700	600
$\lambda_{Al} (nm)$	1400	-	1100	1100

Tableau 6

Chapitre V : Fortes amplitudes de signal de spin dans des structures latérales en vue de dispositifs fonctionnels

Ce chapitre porte dans une première section sur les amplitudes de signal de spin attendues dans les structures latérales. Ces amplitudes sont comparées aux signaux des structures CPP, démontrant que les structures latérales (notamment à base de CoFe) peuvent émettre des signaux de spin comparables aux signaux de GMR CPP, comme illustré par une mesure de GMR de 10 %. La seconde section de ce chapitre se consacre à présenter des exemples de nanostructures et fonctions rendues possible par l'utilisation de géométries dans le plan.

Section I : signal de spin des structures spintroniques

1. Signaux de spin obtenus pour différentes structures clefs de la spintronique

1.1 Développement historique des structures spintroniques et revue des signaux mesurés

Le contrôle de la croissance des multicouches a été un facteur clé pour le développement de la spintronique. En effet, la possibilité de combiner des couches magnétiques et non magnétiques ultrafines a permis de créer des hétérostructures dont les dimensions sont plus petites que les longueurs caractéristiques du transport de spin. De telles structures, tel que les empilements de $\text{Fe}_{(001)}/\text{Cr}_{(001)}$, ont conduit à la découverte de la magnétorésistance géante (GMR)¹⁴, mesurée d'abord par injection du courant parallèle aux différentes couches (CIP), puis par mesures de transport ayant le courant injecté perpendiculaire au plan (CPP). L'empilement de couches successives (tel que $\text{Ag}/\text{Co}^{187,188}$, $\text{Cu}/\text{Co}^{189}$ ou $\text{Cr}/\text{Fe}^{189}$), a permis d'obtenir des variations de résistances (dit ratio de GMR) extrêmement importantes, allant jusqu'à dépasser 100%, mais le contrôle des états d'aimantation de telles structures reste délicat.

Le développement de la spintronique s'est de ce fait concentré sur des structures tri-couches, possédant un élément ferromagnétique de référence, un espaceur et un élément ferromagnétique libre¹⁹⁰. La majeure partie des nanostructures à visées applicatives sont actuellement construites par empilement selon cette géométrie. Les têtes de lectures des disques durs sont notamment constituées de jonctions tunnels magnétiques¹⁹¹ (JTM). De même, les applications spintroniques plus récentes, à l'instar des MRAMs¹⁹² ou des oscillateurs magnétiques¹⁹³, sont principalement basées sur les mêmes empilements. Les dispositifs de type registre à décalage ou *racetrack memory*²⁹ utilisent des successions de parois de domaines ou des skyrmions pour stocker l'information. Néanmoins le dispositif de lecture demeure un empilement de type JTM.

1.2 Limitation des structures latérales

Contrairement aux structures créées par empilements, la miniaturisation de structures latérales se révèle être compliquée. Ainsi la détection de signaux de spin dans de telles structures a initialement été impossible (si ce n'est à basse température dans des monocristaux¹⁹⁴), leurs dimensions étant supérieures aux longueurs caractéristiques du transport, et notamment à la longueur de diffusion de spin. Néanmoins, les progrès dans les techniques de lithographie ont mené à la création de nanodispositifs latéraux outrepassant ces limites technologiques. Ceci a permis d'obtenir des signaux de spin, tout d'abord mesurables, puis d'amplitudes progressivement plus élevées. L'intérêt que les structures latérales ont suscité provient de la flexibilité élevée des géométries latérales qui, combinée aux effets classiques de magnétorésistance et de transfert de spin observables dans les multicouches, a offert de nouvelles possibilités. Ceci a notamment été illustré dans les chapitres précédents, ne serait-ce que par l'opportunité de séparer le courant de charge du courant de spin dans les mesures non-locales sur des VSLs.

Les signaux de spins émis actuellement par les structures latérales sont néanmoins d'amplitudes plus faibles que ce qui peut être obtenu dans des structures CPP. Dans le cas de la GMR, les variations de résistance dans les piliers tout métalliques sont habituellement de quelques pour cent^{195,196} (et à plus de cent pour cent en utilisant des structures empilements répétés F/N¹⁸⁹). L'exploitation de la TMR via des jonctions tunnel magnétiques^{191,197} permet en d'obtenir des variations de résistance dépassant la GMR. À titre de comparaison, les variations de GMR dans les VSLs se révèlent généralement être de l'ordre du pourcent^{27,109}, voire moins, pour une amplitude du signal de spin de quelques milliohms.

Au cours des dernières années, des tensions de sortie conséquentes dans les VSLs métalliques ont pourtant été mesurées⁶³, notamment en utilisant des alliages Heuslers^{129,130,198} ayant une polarisation élevée (théoriquement attendue à 1), ou en utilisant des jonctions tunnel^{108,113,199}. Ces résultats prètent à penser que les dispositifs latéraux sont suffisamment matures pour envisager l'utilisation de la géométrie latérale dans des cadres applicatifs : par exemple, l'utilisation de mesures non locales dans les VSLs pourrait être appliquée pour développer de nouveaux dispositifs de têtes de lecture de disques durs¹⁹⁸.

2. Comparaison des signaux de GMR

2.1 GMR de 10% obtenue sur une structure latérale

Comme montré dans le Chapitre II, le remplacement du NiFe au profit du CoFe permet d'obtenir des signaux de spin entre quatre et dix fois plus élevés dans des structures latérales métalliques¹³⁷. Le ratio de signal n'a pas de sens dans le cas de mesures non-locales, puisque cette valeur diverge du fait de l'absence contribution résistive. Les mesures de GMR sont ici exploitées afin de comparer les ratios de GMR obtenus dans les structures latérales et dans les structures CPP. Dans cette sous-section les signaux de spin obtenus dans des VSLs sont présentés et comparés aux signaux des nanostructures fonctionnelles.

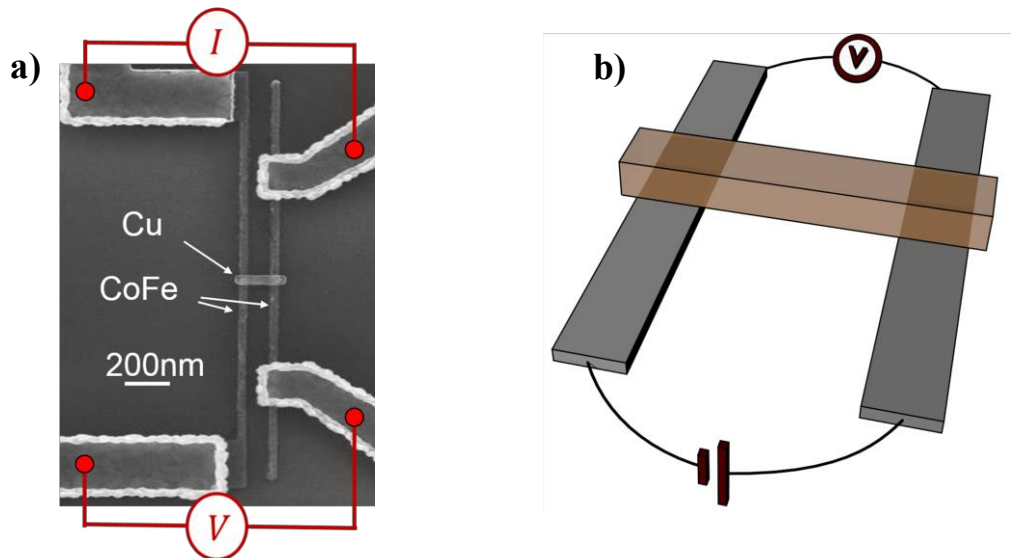


Figure 40

a) Image MEB de la VSL utilisée. La configuration de mesure GMR est représentée. La distance inter-électrode est de 100nm. La largeur nominale de chaque nanofil est de 50nm. Les épaisseurs des nanofils ferromagnétiques et non-magnétiques sont respectivement de 20nm et 80nm. b) Schéma permettant de visualiser la configuration de mesure, ainsi que les différents matériaux. Le CoFe est représenté en gris, alors que le cuivre est représenté en marron.

Des VSLs composées de CoFe et de Cu ont été nanofabriquées avec des distances inter-électrodes courtes, ceci afin d'éviter la relaxation de l'accumulation de spin dans le canal. Ici, le nanofil non-magnétique est également conçu aussi court que possible, ne se prolongeant pas au dehors de l'espace inter-électrode (cf. Figure 40). Réduire ainsi l'extension du canal non-magnétique permet en effet de s'affranchir d'une relaxation de spin superflue dans les parties extérieures^{200,201}. Des mesures de GMR peuvent être effectuées dans de telles VSLs en utilisant la configuration de mesure de la Figure 40.

Sur des VSLs CoFe/Cu, nous avons obtenu des variations GMR de 5,6%²⁰² à température ambiante, et de plus de 10% à 10K (cf. Figure 41). De telles variations de résistances sont sans

précédent, de l'ordre d'un ordre de grandeur supérieur aux signaux usuellement obtenus sur des VSLS.

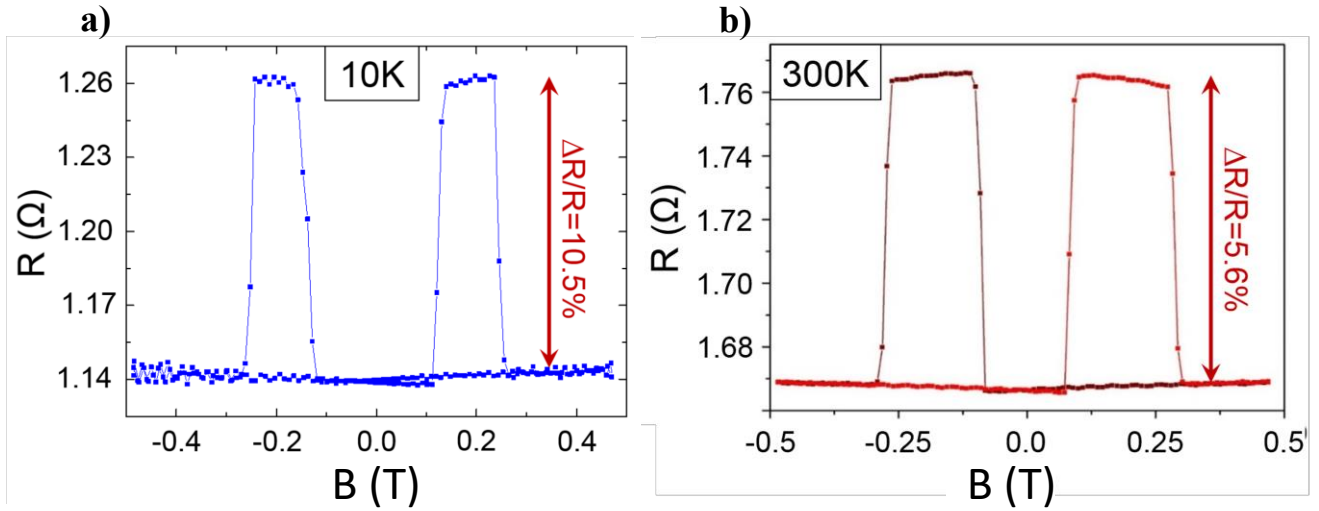


Figure 41

a) Mesure GMR réalisée à 10K sur la structure présentée. La variation de signal est ici de 10,5%. b) Mesure GMR réalisée à 300K sur une structure géométriquement identique, excepté que le canal non-magnétique n'est pas confiné.

Dans la sous-sous-section ci-dessous, les répercussions qu'apporte la miniaturisation de la structure sur les amplitudes de spin sont présentées. Après cela, les signaux obtenus sont comparés aux ratios de GMR caractéristiques des structures CPP.

2.2 Répercussion de la miniaturisation sur les amplitudes de signaux

Plusieurs méthodes ont été proposées afin d'augmenter les amplitudes de signal de spin^{108,113,129,130,198,199}, telles que l'utilisation de barrières tunnels, ou la réduction des tailles caractéristiques de la structure. Selon l'expression analytique 1D basée sur le modèle Valet Fert, la diminution des largeurs de nanofils conduit à l'augmentation du signal de spin. En effet, le signal de spin dans la configuration GMR dans une VSL classique peut être écrit²⁰⁰:

$$\Delta R_{GMR} = \frac{8 P_F^2 R_F^{*2} R_N}{(R_N + 2R_F^*)^2 e^{\frac{L}{\lambda_N}} - R_N^2 e^{-\frac{L}{\lambda_N}}}$$

Équation 45

où $R_N = \frac{\rho_N \lambda_N}{A_N}$ et $R_F^* = \frac{\rho_F \lambda_F}{(1-P_F^2)A_F}$ sont les résistances de spin des différents matériaux, et où ρ_i , λ_i , P_i , A_i , w_i et t_i sont respectivement la résistivité du matériau i , sa LDS, sa polarisation (si le matériau est ferromagnétique), la section effective, la largeur et l'épaisseur des nanofils. L est la distance inter-électrode. Puisque $A_N = w_N t_N$ et $A_F = w_N w_F$, et puisque $R_F^* \ll R_N$, nous pouvons remarquer que¹⁶¹:

$$\Delta R_{\text{GMR}} \sim \frac{8 P_F^2 R_F^{*2}}{R_N e^{\frac{L}{\lambda_N}}} \propto \frac{t_N}{w_N w_F^2}$$

Équation 46

Cela implique qu'une diminution d'un facteur 2 des largeurs de nanofils devrait conduire à une augmentation du signal de spin d'un facteur 8 et à une augmentation du rapport de GMR d'un facteur 4. En outre, la réduction de la distance inter-électrode mène à une diminution linéaire de la chute Ohmique mesurée, tout en augmentant le signal de spin.

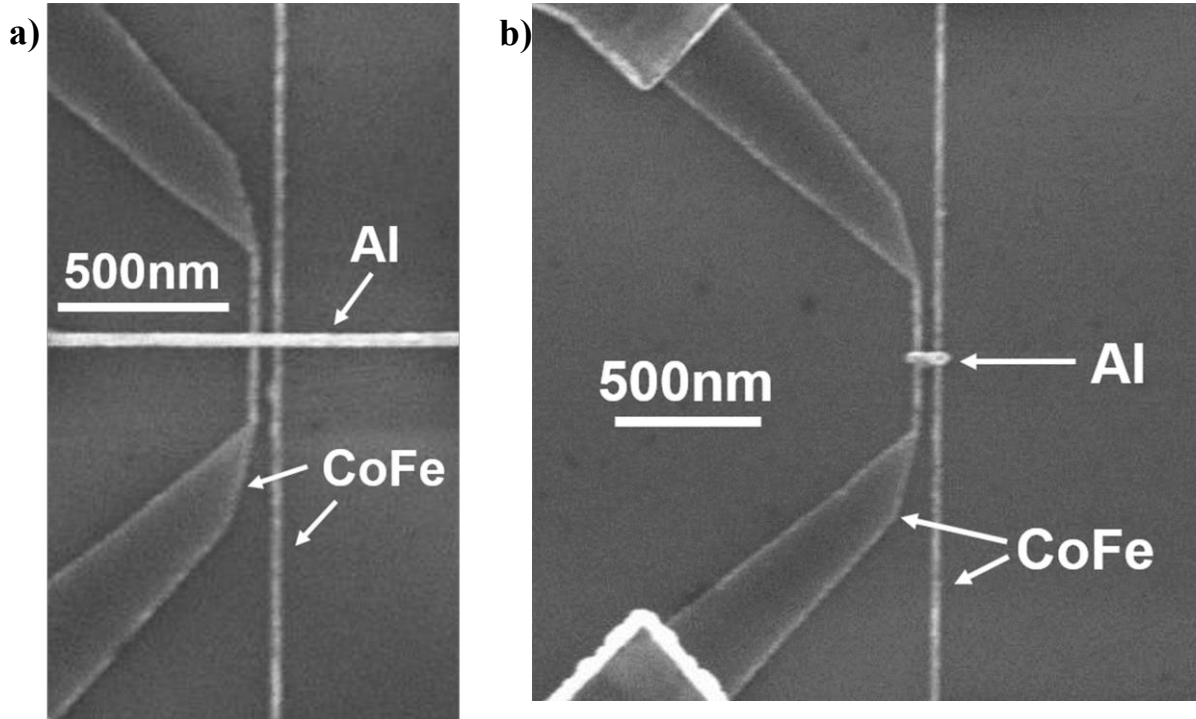


Figure 42

a) Image MEB de la VSL de très petite dimension utilisée pour réaliser les mesures de transports de spin présentées dans cette sous-section. b) Exemple de VSL de très petite dimension et dont le canal non-magnétique est confiné. La complexité de nanofabrication de telles structures a rendu difficile l'obtention d'un grand nombre de structures. De plus, la fragilité de ces dernières n'a ici pas permis l'obtention de mesures de GMR.

Au vu de ces dépendances géométriques, nous avons réalisé un ensemble de VSLs de très petites dimensions (cf. Figure 42). L'oxydation rapide et en profondeur du Cu peut être limitante aux petites dimensions, ce qui nous a conduit à choisir l'Al comme matériau non-magnétique. Les largeurs des nanofils ferromagnétiques sont légèrement inférieures à 25nm, et celle des canaux non-magnétiques est de 35nm. La distance inter-électrode est de 70nm centre à centre. Les mesures non locales réalisées sur cet échantillon (Figure 42 a) à 300K et à 10K sont présentées sur la Figure 43. A ces deux températures de mesure, les signaux non-locaux obtenus sont respectivement de 160.5mΩ et 239mΩ. Comparées aux signaux obtenus Chapitre II (54.5mΩ et 83.5mΩ), les mesures présentées ici affichent des signaux d'amplitudes bien plus élevées (d'un facteur approchant 3).

Ainsi, la réduction des dimensions d'une structure latérale permet d'augmenter considérablement les amplitudes de signal émis. Cette dépendance est théoriquement attendue telle que présentée Équation 46. Au contraire de l'Équation 46 portant sur les mesures GMR, la dépendance porte ici sur les mesures non-locales. Néanmoins, les amplitudes de signal en configuration non-locale sont rigoureusement égales à la moitié des amplitudes de signal attendues en GMR, et le comportement attendu reste identique.

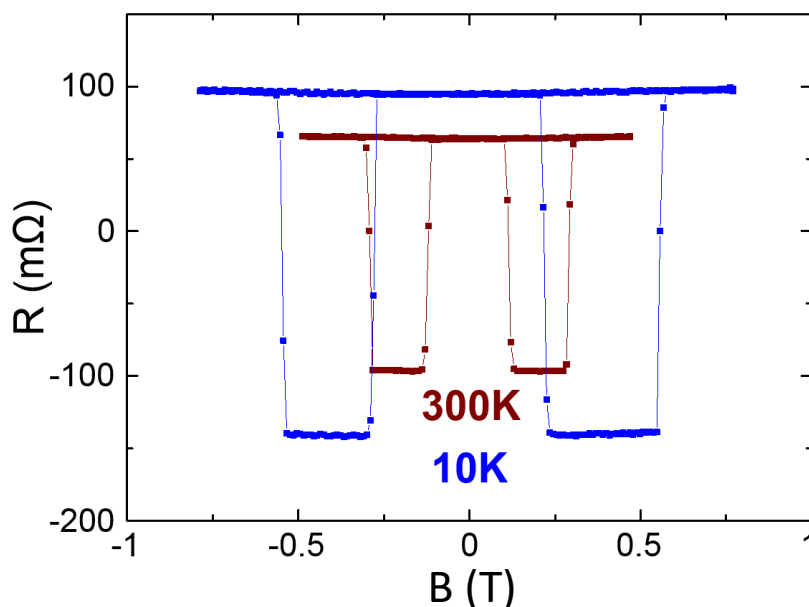


Figure 43

Signaux de spin non-locaux obtenus sur la structure de la Figure 42 (a). Le signal s'élève à 160,5mΩ à 300K et à 239mΩ à 10K.

Certaines limites concernant l'optimisation des signaux sont néanmoins ici observables. En effet, l'augmentation de signal attendue est supérieure à l'augmentation de signal expérimentale. L'Équation 46 prédit un signal dont l'amplitude serait multipliée d'un facteur dépassant 6, soit deux fois supérieur au signal obtenu. Cette différence n'est pas étonnante tenu compte du fait qu'il s'agit ici d'une approximation forte du modèle unidimensionnel. Plus la nanostructure est réduite, moins celle-ci peut être raisonnablement comparée à un circuit de fils unidimensionnels. Ainsi, une augmentation encore supérieure des amplitudes de signal est attendue pour une structure dont la taille diminuerait, mais dans une mesure plus faible que ce qui est décrit par l'Équation 46.

Les principales limites rencontrées proviennent des difficultés de nanofabrication. Sur les structures de la Figure 42, la résistance mesurée du canal non-magnétique vaut 3,6Ω, correspondant à une résistivité plus de deux fois supérieur à celle mesurée usuellement. Ceci est probablement dû à l'augmentation des contributions de bords du nanofil (impuretés, zones d'oxydations, et réflexions aux bords) dans le transport électronique qui s'ajoute à la résistivité de volume²⁰³. Cette diffusion supplémentaire induit sans doute une diminution de la LDS effective²⁰³, qui a pu contribuer à limiter l'amplitude des signaux obtenus. De plus, les structures de petites dimensions sont considérablement plus fragiles, et les mesures où les branchements effectués sur ces structures ont régulièrement endommagé certains nanofils.

En définitive, nous avons présenté ici les amplitudes de signal obtenues au cours de cette étude. Nous avons par ailleurs souligné ici que le développement technologique permet d'espérer des amplitudes de spin et des variations de signal GMR bien supérieures. Ces valeurs doivent

cependant être comparées aux variations de GMR obtenues à l'aide de mesures de CPP dans des nanopiliers ou structures équivalentes afin de montrer leur applicabilité. La fragilité de structures miniaturisées a rendu difficile l'obtention de ratios de GMR grandement supérieurs à ce que nous avons pu obtenir sur de plus grandes structures^b. Néanmoins, ces problèmes rencontrés relèvent principalement de la difficulté technique, probablement solvable par déposition d'une couche protectrice passive in-situ.

2.3 GMR des structures latérales et des empilements multicouches

Les signaux émis par des VSLs peuvent être comparés à ceux obtenus dans des nanopiliers équivalents tels que les empilements CoFe/Cu/CoFe¹⁹⁵ ou [Co/Ni]₄/Cu/[Co/Ni]₄¹⁹⁶. Les amplitudes de signal et les ratios de GMR obtenus dans ces nanopiliers métalliques sont considérablement plus faibles que ceux obtenus pour des VSLs. En effet, les amplitudes de signal de GMR des empilements CoFe/Cu/CoFe ou [Co/Ni]₄/Cu/[Co/Ni]₄ sont de l'ordre de plusieurs dizaines de milliohms donnant lieu à des ratios de GMR de 2,5 % et 3,5%, respectivement.

Notons que les empilements multicouches permettent d'obtenir des amplitudes de signal de GMR bien supérieures, avec des ratios de GMR pouvant dépasser 100%¹⁸⁹. Ces structures ne sont cependant pas utilisées dans des structures fonctionnelles du fait de la difficulté qu'il y a à contrôler l'état magnétique des différentes couches. Les nanostructures présentes dans les applications actuelles en spintronique sont les JTMs, dont les signaux atteignent des ratios de plusieurs centaines de pourcents²⁰⁴.

Bien que les structures toutes métalliques présentées précédemment n'atteignent pas ce niveau de signal, d'autres moyens d'amplification pourraient être utilisés, comme la réduction des dimensions, l'insertion de jonctions tunnel magnétique¹⁹⁹ ou l'usage d'alliages Heuslers¹²⁹. Tenu compte des difficultés rencontrées actuellement dans l'industrie du fait des fortes résistances présentes dans les nanopiliers JTMs²⁰⁵, les structures latérales pourraient alors se montrer compétitives du point de vu des signaux de sortie. Les signaux obtenus dans nos structures sont en effet comparables à ceux des obtenues sur des VSLs composées de barrières de MgO⁷¹ (140 mΩ) ou de canaux en graphene^{77,78} via un contact direct (GMR de 10%). Les seules valeurs de GMR/TMR supérieures ont été obtenues pour des VSLs à base de nanotubes de carbones et LSMO⁷⁶ (80%, à basse température seulement du fait du LSMO) et des VSLs à base de Graphene/Al₂O₃/Co⁷⁷ (10%). Notons également que l'utilisation d'Heusler¹²⁸ permet d'obtenir des variations de tension bien supérieures à celles observées sur nos structures (de l'ordre du millivolt).

^b Dans le cas de cette nanostructure, l'échantillon a été endommagé avant que la mesure de GMR ne soit réalisée. Compte tenu de la résistance du canal, et du signal non-local, le ratio de GMR estimé aurait été de l'ordre de 13.4%.

Section II : avantages des structures latérales

Ainsi, les amplitudes de signal possible pour de telles structures ne sont pas nécessairement inférieures à ce qui est obtenu sur des structures CPP. Les perspectives offertes par les structures latérales proviennent de la forte flexibilité qui caractérise la géométrie latérale. Cette flexibilité a contribué à promouvoir l'utilisation des structures latérales dans le cadre de la recherche fondamentale. Dans la deuxième partie de ce chapitre, certaines perspectives offertes par les structures latérales sont illustrées au travers de différentes structures latérales.

1. Contrôle de la géométrie de l'espaceur

Afin comparer les caractéristiques des structures latérales et verticales, ce premier exemple²⁰² se consacre à la géométrie strictement équivalente à celle d'un nanopilier CPP GMR. Nous étudierons les possibilités conférées par la géométrie de l'espaceur non-magnétique. Dans une multicouche GMR classique, le seul paramètre géométrique modulable de l'espaceur est son épaisseur. Or celui-ci doit être aussi petit que possible pour minimiser la relaxation de l'accumulation de spin, puisque l'épaisseur de l'espaceur correspond à la distance inter-électrodes (Figure 44). Au final, augmenter le volume de l'espaceur dans une configuration CPP entraîne nécessairement une diminution du signal de spin.

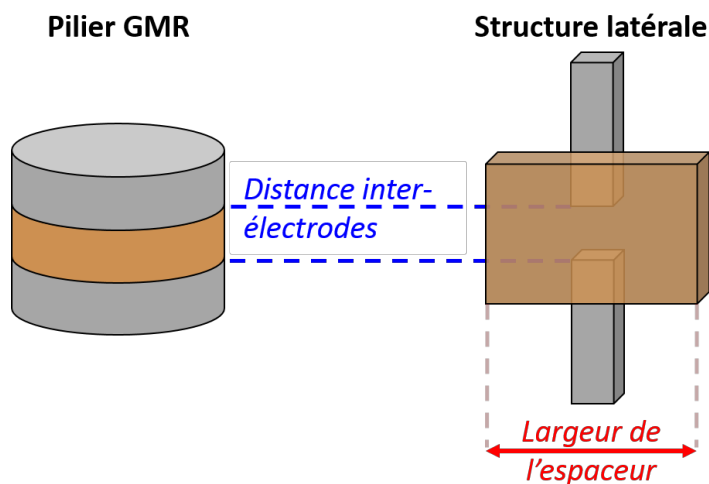


Figure 44

Schéma représentant la géométrie de deux structures : un nanopilier GMR et une structure latérale équivalente. Un exemple de degré de liberté supplémentaire est illustré dans le cas latéral.

Dans les dispositifs latéraux, d'autres degrés de liberté existent, car la partie non magnétique peut être adaptée à volonté. Nous avons créé des structures GMR possédant une géométrie équivalente à celle d'un nanopilier CPP GMR, c'est-à-dire deux nanofils ferromagnétiques, connectant un îlot non-magnétique central (cf. Figure 45 et Figure 46 a). Le Cu est un bon

candidat pour maximiser le ratio GMR¹³⁷, car sa résistivité est très faible. Néanmoins, Al a été utilisé dans ces échantillons, car les nanostructures CoFe/Al fournissent des signaux de spin plus élevés que ceux basés sur Cu/CoFe¹³⁷, et que l'aluminium se passive, devenant stable lors de sa mise à l'air, ce qui rend moins délicate la caractérisation des structures.

La distance entre les électrodes de CoFe, qui correspond à l'épaisseur de l'espaceur dans une expérience CPP, est maintenue constante (100nm), de même que les surfaces de contact entre les électrodes et l'espaceur, que les épaisseurs de chaque élément, et que la largeur des électrodes.

Dans ces structures, il est possible de faire varier non-seulement la longueur de l'espaceur (et la distance inter-électrodes), mais également sa largeur et son épaisseur. Par analogie avec les structures CPP GMR, et en raison de la relaxation dans le matériau non ferromagnétique, nous pouvons supposer qu'une augmentation de l'amplitude du signal de spin s'obtient simplement en diminuant les dimensions de l'espaceur. Pour étudier ce point, nous avons fabriqué plusieurs

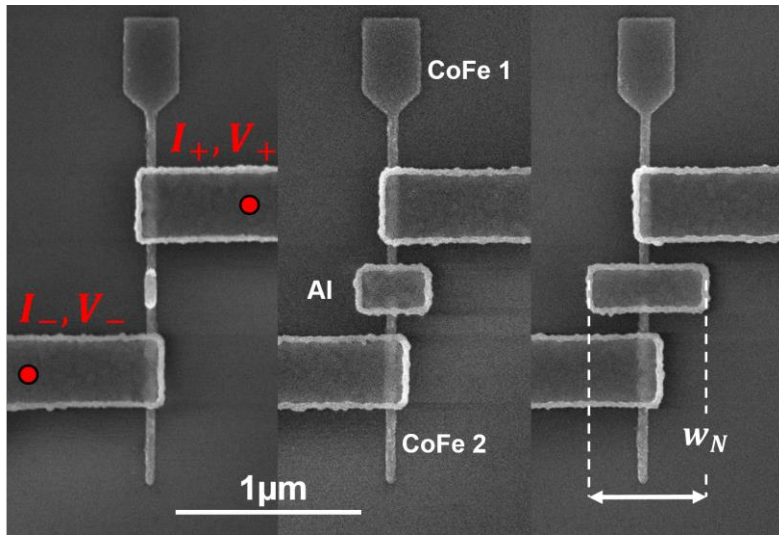


Figure 45

Images MEB de trois nanostructures GMR composées d'une suite d'éléments CoFe/Al/CoFe. Les électrodes ferromagnétiques sont séparées par un espaceur dont la longueur et l'épaisseur sont invariantes pour chaque échantillon. Les surfaces de contacts sont elles aussi constantes. La largeur des espaces varie en revanche, les structures présentées ici ayant pour largeurs d'espaceur 50nm, 300 et 500nm. La configuration de mesure est présentée sur la structure de gauche.

nanostructures avec différentes largeurs d'espaceur (cf. Figure 45). Pour chaque structure, la mesure de GMR a été effectuée (cf. Figure 46 b). Il est important de noter que la configuration d'acquisition correspond ici à une simple mesure en deux points, équivalente à celle d'une mesure CPP dans un nanopilliers. Le ratio GMR n'est pas optimisé ici, les nanofils ferromagnétiques de CoFe étant longs et résistants, conduisant à des contributions résistives importantes.

L'évolution du signal de spin en fonction de la largeur de l'espaceur est présentée Figure 47. Le maximum de signal n'est pas obtenu pour l'espaceur le plus petit, mais apparaît de manière surprenante à une largeur d'espaceur de 250nm (avec un signal de 163 mΩ), ce qui correspond à un rapport largeur-sur-longueur supérieur à 1.

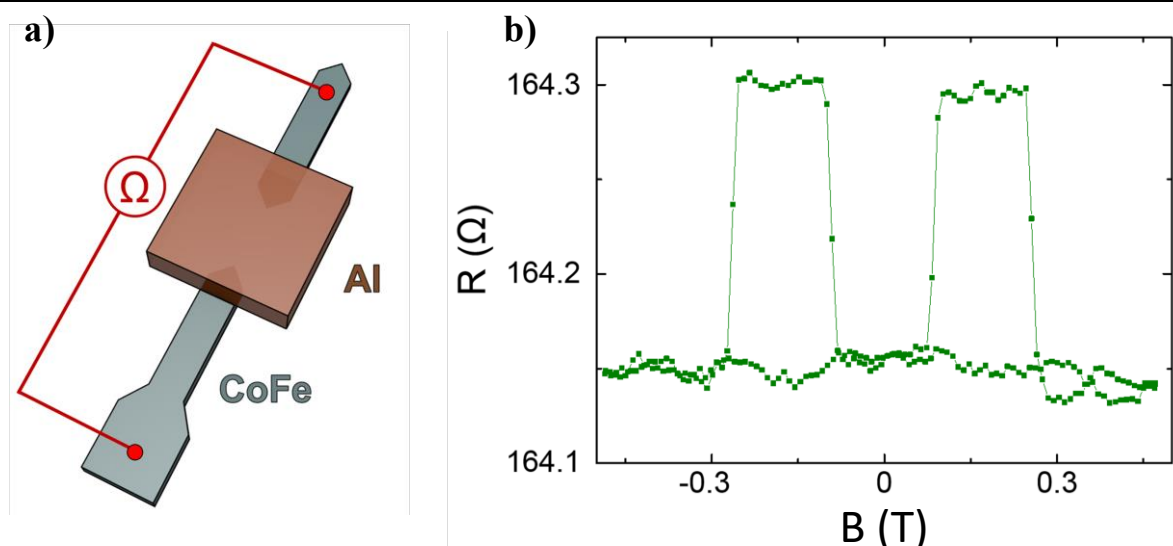


Figure 46

a) Schéma permettant de visualiser les différents éléments de la structure et la géométrie des contacts. La configuration de mesure est aussi représentée. b) Exemple de mesure GMR réalisée sur une telle structure. Cette courbe d'hystérésis a été obtenue en utilisant une structure ayant un espaceur large de 350nm

Ce résultat peut être reproduit par des simulations (cf. Figure 47) réalisées à l'aide de la méthode des éléments finis et basées sur un modèle diffusif considérant les deux populations de spin¹⁵¹. Plus de détails concernant les simulations sont présentés en Annexe III.

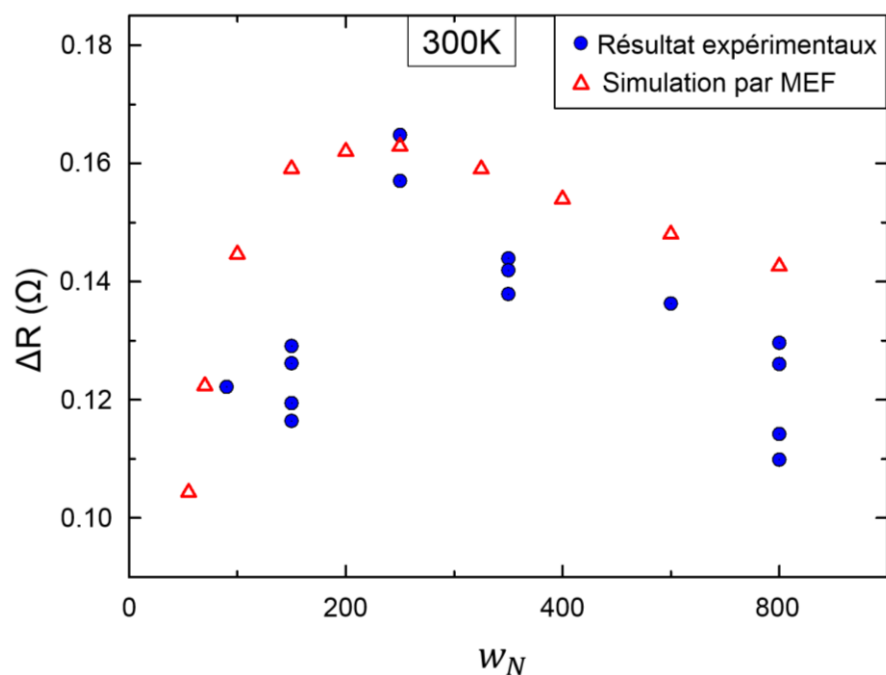


Figure 47

Evolution du signal de spin mesuré en fonction de la largeur de l'espaceur. Les points bleus représentent les mesures expérimentales, chacune réalisée sur un échantillon distinct. Les triangles rouges correspondent aux valeurs simulées par MEF.

L'existence de cet optimum peut être comprise en tenant compte de deux mécanismes antagonistes. Pour de faibles largeurs et à l'aide du modèle analytique 1D de Valet-Fert, il est possible d'obtenir l'expression suivante⁹⁵ décrivant le signal de spin :

$$\Delta R_{GMR} = \frac{4P_F^2 R_F^{*2}}{2R_F^* \cosh\left(\frac{L}{\lambda_N}\right) + \frac{(R_F^{*2} + R_N^2)}{R_N} \sinh\left(\frac{L}{\lambda_N}\right)} \sim \frac{4P_F^2 R_F^{*2}}{2R_F^* \cosh\left(\frac{L}{\lambda_N}\right) + R_N \sinh\left(\frac{L}{\lambda_N}\right)}$$

Équation 47

Les notations sont identiques à celles des chapitres précédents. L'approximation est ici valide pour $R_F^* \ll R_N$.

Comme la surface effective de l'espaceur est $A_N = w_N t_N$, une augmentation de la largeur entraînera une diminution de la résistance de spin R_N . Il est possible de remarquer dans cette Équation 47 qu'augmenter le rapport $\frac{R_F^*}{R_N}$ permet d'optimiser l'amplitude du signal de spin. Ceci s'explique par une minimisation du désaccord d'impédances de spin entre les matériaux et a été souligné par plusieurs études sur les structures latérales^{200,206}. Il est intéressant de noter que le modèle 1D prédit également l'existence d'un maximum de signal de spin, obtenu pour $\frac{R_F^*}{R_N} \sim 1$. Les extrémités des nanofils de CoFe sont triangulaires, afin d'éviter de possibles nucléations de paroi de domaines ou une distribution d'aimantation inhomogène en bout de fil. La surface de contact s'écrit donc $A_F = \frac{3}{4} w_F d_F$. Ici d_F est la longueur de contact entre les nanofils et l'espaceur. Le signal maximum est ainsi attendu lorsque w_N vérifie :

$$w_N = \frac{\rho_N \lambda_N (1 - P_F^2)}{\rho_F \lambda_F} \frac{3 d_F w_F}{4 t_N} \sim 700nm$$

Cette valeur est grandement supérieure à l'optimum obtenu par l'expérience ou la simulation, valant approximativement $w_N \sim 250nm$. En effet, pour les largeurs d'espaceur conséquentes, l'approximation 1D devient invalide, puisque la diffusion de spin dans les directions latérales devient importante. Il est important de noter qu'en élargissant l'espaceur, le volume du matériau non ferromagnétique dans lequel l'accumulation de spin se répartit augmente aussi. Ceci entraîne une diminution du signal de spin pour des grandes largeurs d'espaceur.

La géométrie la plus simple, correspondant approximativement à un pilier GMR, serait constituée de nanofils de CoFe et d'Al de largeurs égales. La géométrie optimisée, non-intuitive dans la mesure où les espaceurs de toutes les applications de spintroniques sont miniaturisés pour maximiser le signal de spin, est en réalité très différente de la géométrie initiale. Il est néanmoins important de remarquer que l'optimisation de la géométrie nécessite des simulations tridimensionnelles, et ne peut être effectuée simplement en utilisant des modèles 1D. Ici l'augmentation de signal de spin obtenue est assez importante, dépassant 30%. Notons que pour maximiser le signal de spin, la longueur de l'espaceur doit quant à elle être aussi petite que possible, de manière similaire à ce qui peut être observé dans les VSLs⁶². Un effet similaire est attendu en augmentant l'épaisseur de l'espaceur.

2. Contrôle des propriétés magnétiques des électrodes et adaptation du circuit.

En réduisant les contraintes liées à la géométrie du circuit, l'utilisation de structures latérales offre un premier degré de liberté dans le dessin des parties non-ferromagnétiques. L'optimisation de la géométrie des parties ferromagnétiques permet d'autre part de contrôler leurs propriétés magnétiques. Cette approche, impossible dans les structures multicouches, permet par la géométrie des éléments ferromagnétiques de contrôler leur coercivité^{207,208}, leur anisotropie de forme¹⁶⁸ ou le comportement des parois de domaines^{209,143}.

Dans cette sous-section, nous étudierons²⁰² une structure constituée d'un dispositif GMR multi-niveaux. Cette nanostructure, présentée par la Figure 48 (a), consiste en quatre nanofils ferromagnétiques reliés par un espaceur d'aluminium central. Comme vu précédemment, l'augmentation du volume de l'espaceur ne conduira pas nécessairement à une diminution du signal de spin. Les électrodes ferromagnétiques possèdent différentes zones de nucléation, induisant des champs de retournement d'aimantation distincts¹⁴³. En effectuant des cycles en champ adaptés, il est possible d'atteindre chacune des 16 configurations magnétiques de la nanostructure.

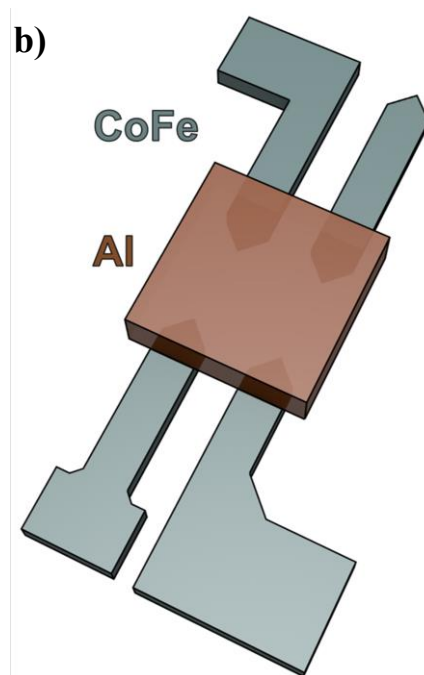
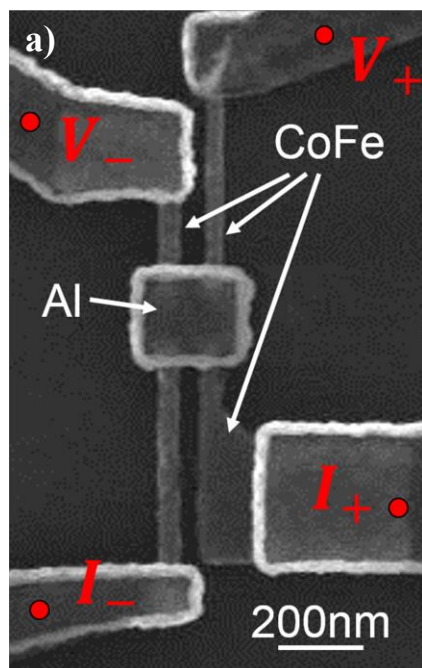


Figure 48
a) Image MEB de la nanostructure étudiée, avec la configuration de mesure. Elle est composée de quatre électrodes de CoFe, connectant un espaceur central. b) Schéma de la structure permettant de visualiser les différents éléments, ainsi que la géométrie des contacts et des zones de nucléation.

La configuration de mesure GMR utilisée est présentée Figure 48 (a). Le courant électrique traverse une succession d'éléments CoFe/Al/CoFe, générant une accumulation de spin. Celle-ci est sondée à l'aide des deux électrodes restantes. La Figure 49 permet de visualiser des courbes de magnétorésistance mesurées à 300K dans cette configuration électrique. L'amplitude totale du signal de spin (entre les niveaux I et II sur la Figure 49) est de 78,6mΩ. Un premier point intéressant est que, contrairement aux mesures en deux points présentés dans la sous-section précédente, l'acquisition de mesure permet ici d'éviter une grande partie de la chute

ohmique, de la même manière que pour les mesures non locales dans les VSLs^{110,142}. La contribution résistive est donc réduite de la centaine d'Ohms à moins de cent milliohms, et la variation de résistance observée est ici très élevée, dépassant 88%. De plus, cette géométrie permet de conserver l'amplitude de signal de spin obtenue dans les mesures GMR de la partie I de ce chapitre, soit deux fois supérieure à une mesure non locale (du fait du passage du courant au travers de deux interfaces F/N). Enfin, ce type de structure facilite l'injection de spin du fait des dimensions larges de l'espaceur, comme nous l'avons montré dans la sous-section précédente. De telles géométries pourraient se montrer intéressantes pour la réduction du bruit dans des structures fonctionnelles.

Une deuxième caractéristique intéressante apparaît lorsque différents cycles de champ sont réalisés, menant à différentes configurations magnétiques de la structure. En effet, chaque configuration magnétique donne lieu à un niveau de signal de spin particulier.

Ces niveaux sont dégénérés deux à deux, pour des raisons de symétrie. Ceci se comprend en remarquant que le renversement de toutes les aimantations conduit à un signal de spin identique. Par exemple, en représentant le sens de l'aimantation des quatre électrodes à l'aide de flèches, les configurations magnétiques $\begin{bmatrix} \uparrow & \uparrow \\ \uparrow & \downarrow \end{bmatrix}$ et $\begin{bmatrix} \downarrow & \downarrow \\ \downarrow & \uparrow \end{bmatrix}$ donnent des signaux de spin identiques.

Lorsque l'aimantation des électrodes utilisées pour l'injection de spin sont parallèles ($\begin{bmatrix} \uparrow & \downarrow \\ \downarrow & \downarrow \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \uparrow & \uparrow \\ \downarrow & \uparrow \end{bmatrix}$, etc.), l'accumulation de spin est faible, menant à un signal de spin proche de zéro. Lorsque les électrodes de détection sont parallèles ($\begin{bmatrix} \uparrow & \uparrow \\ \downarrow & \downarrow \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \downarrow & \downarrow \\ \uparrow & \uparrow \end{bmatrix}$, etc.) ces

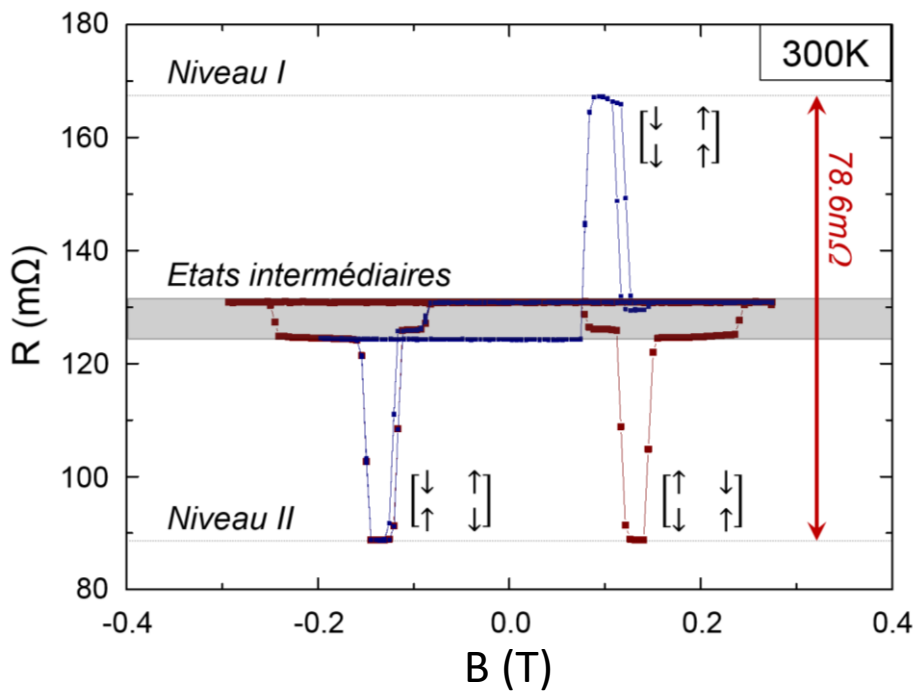


Figure 49

Deux mesures (en bleu et en rouge) réalisées à 300K en utilisant la configuration électrique présentée figure précédente. Les cycles en champs ne sont pas identiques. La mesure présentée par la courbe rouge a été réalisée avec des amplitudes de champs menant à la saturation de toutes les électrodes, alors que la courbe bleue décrit un cycle mineur. Ces cycles permettent d'accéder à différentes configurations magnétiques de la structure. De par la symétrie de la structure, les niveaux de signaux sont dégénérés (Les niveaux I et II correspondant chacun à deux états magnétiques différents).

électrodes détectent les différences de potentiels électrochimiques des mêmes populations de spin. Le signal de spin est donc ici aussi proche de zéro.

Quatre états diffèrent, correspondant à deux valeurs élevées de signaux de spin : une valeur positive ($\begin{bmatrix} \uparrow & \downarrow \\ \uparrow & \downarrow \end{bmatrix}$ ou $\begin{bmatrix} \downarrow & \uparrow \\ \downarrow & \uparrow \end{bmatrix}$, présentée comme niveau I sur la Figure 49), et une valeur négative ($\begin{bmatrix} \uparrow & \downarrow \\ \downarrow & \uparrow \end{bmatrix}$ ou $\begin{bmatrix} \downarrow & \uparrow \\ \uparrow & \downarrow \end{bmatrix}$, niveau II sur la même figure). Cette nanostructure peut donc être considérée comme un dispositif mémoire à trois niveaux.

L'ensemble des états magnétiques menant aux niveaux intermédiaires sont grandement dégénérés du fait de la symétrie de la structure. Des niveaux supplémentaires peuvent donc être obtenus en levant la dégénérescence, par exemple en choisissant des surfaces de contact différentes pour chaque électrode.

L'étude de ce dispositif permet d'illustrer dans quelle mesure la flexibilité géométrique associée aux structures latérales permet de contrôler les propriétés des éléments ferromagnétiques, ou d'adapter les circuits de courants (avec ici la possibilité de se débarrasser de la résistance Ohmique propre aux nanostructures CPP).

3. Utilisation des différents degrés de liberté du spin dans une structure latérale

Le dernier exemple de nanostructure latérale présenté²⁰² dans ce chapitre souligne la possibilité de profiter des multiples degrés de liberté du spin.

En utilisant des mesures CPP de GMR ou de TMR, la direction d'aimantation d'un élément ferromagnétique ne peut pas être déterminée sans ambiguïté dans le plan. En effet, le niveau de signal obtenu dans une structure GMR ne permet de déterminer que la projection de l'aimantation d'un élément ferromagnétique sur l'aimantation de l'élément de référence. Il y peut donc y avoir deux directions d'aimantation de la couche douce correspondant à un même signal.

Nous allons ici montrer que les géométries latérales peuvent être utilisées pour tirer profit des différentes composantes spatiales de l'accumulation de spin.

La Figure 50 permet de visualiser le nanodispositif étudié ici. Il est constitué d'un nanodisque ferromagnétique central (CoFe) ainsi que de deux nanofils ferromagnétiques extérieurs (CoFe) orthogonaux l'un à l'autre. Cette structure permet de détecter électriquement la direction d'aimantation du nanodisque, du fait que chaque composante de l'accumulation de spin peut être sondée indépendamment par chaque électrode ferromagnétique.

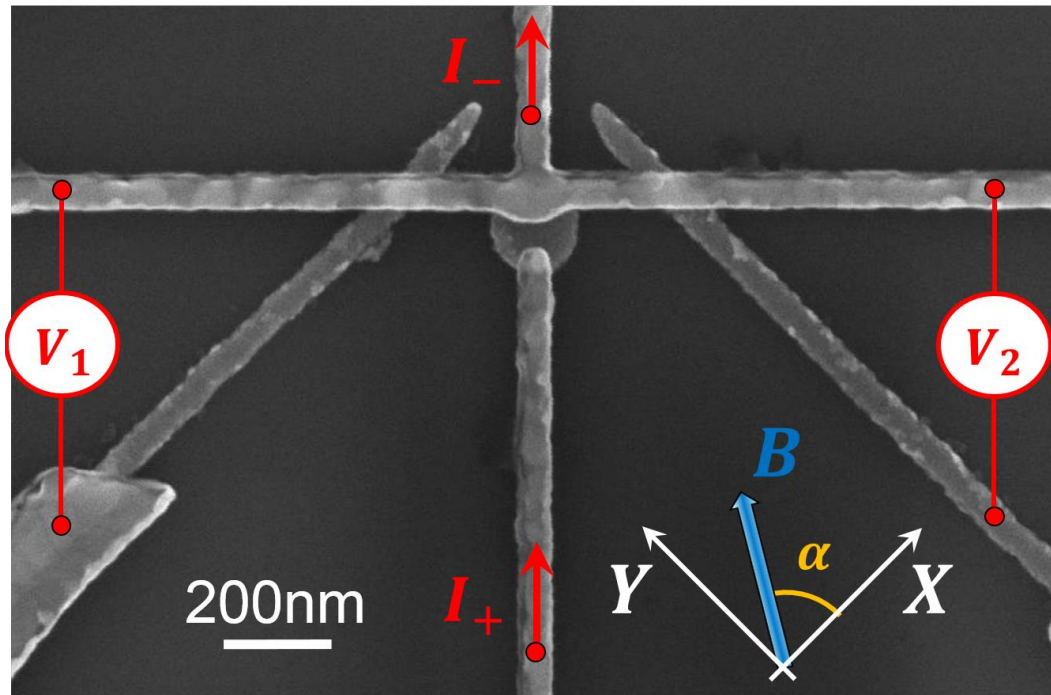


Figure 50

Image MEB de la structure permettant de détecter l'aimantation du nanodisque de CoFe central par l'utilisation des deux électrodes de CoFe latérales (orthogonales entre elles). Les contacts sont composés d'aluminium. Le courant est injecté au travers du nanodisque, et deux mesures non-locales simultanées permettent de détecter les deux composantes de l'accumulation de spin. La direction du champ magnétique est paramétrée dans le plan par l'angle α .

Le nanodisque de CoFe a pour diamètre 160nm et pour épaisseur 15nm. Les deux autres électrodes ferromagnétiques consistent en des nanofils de 50nm de largeur et 15nm d'épaisseur, orientés selon les directions X et Y, dans une configuration similaire à celle utilisée par Kimura *et al.*²¹⁰ pour contrôler l'orientation des spins injectés. Les contacts non-magnétiques sont constitués d'Al, les nanofils ayant des largeurs et des épaisseurs respectives de 50nm et 60nm.

L'expérience est réalisée sous l'application d'un champ magnétique extérieur, afin de s'assurer que l'aimantation du nanodisque soit saturée. En effet, nous avons réalisé des simulations micromagnétiques OOMMF¹⁶⁹, afin de déterminer les configurations possibles de l'électrode circulaire de CoFe. Ces simulations présentent un état de vortex comme état fondamental. Un champ magnétique appliqué permet l'expulsion du cœur de vortex lorsque celui-ci vaut 110 mT, au-delà duquel un état saturé est obtenu.

Lors de l'injection d'un courant électrique au travers du nanodisque magnétiquement saturé, une accumulation de spin est générée à l'interface avec l'aluminium. Celle-ci diffuse dans le canal non magnétique, atteignant les deux électrodes latérales.

Des mesures non-locales ont été réalisées simultanément à l'aide des deux électrodes extérieures (Figure 50 et Figure 51). Ces mesures permettent de détecter les projections de l'accumulation de spin sur les axes de quantifications définis par les aimantations de ces deux électrodes. Chaque électrode détecte donc la composante de l'accumulation de spin le long de son sens d'aimantation, c'est-à-dire X ou Y. Dans le cas où l'aimantation du nanodisque est

saturé, ces signaux sont des mesures des composantes M_X et M_Y de l'aimantation du nanodisque selon les directions X et Y.

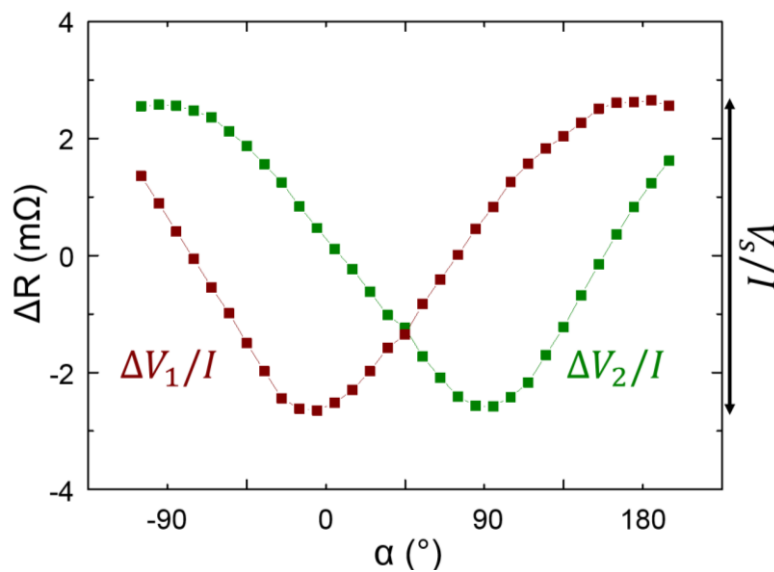


Figure 51

Signaux de spin non-locaux mesurés à 300K en fonction de l'angle α . Le champ appliqué est de 180 mT. Comme l'aimantation du nanodisque est saturée le long du champ, l'accumulation de spin varie de manière similaire. Le comportement sinusoidal des mesures V_1 et V_2 correspond à la projection des composantes de l'aimantation du nanodisque dans les deux directions X, Y dans le plan. Les courbes présentées ici présentent un profil légèrement différent d'un profil purement sinusoidal. Cette distortion s'explique par le fait que les aimantations des électrodes extérieures sont modifiées par l'action du champ, et se désalignent légèrement de leur direction privilégiée. La prise en compte de cette perturbation permet de reproduire quantitativement le signal obtenu.

Les mesures ont été effectuées en appliquant un champ magnétique de 0,18 T avec une orientation variable α . Les signaux obtenus en fonction de l'orientation du champ α sont présentés Figure 51. D'après la description faite ci-dessus, les signaux de spin obtenus sont définis par :

$$\frac{V_1}{V_s} = -\cos(\alpha) = \frac{M_X}{M_s}$$

$$\frac{V_2}{V_s} = -\sin(\alpha) = \frac{M_Y}{M_s}$$

Équation 48

où V_1 et V_2 sont les tensions mesurées, V_s est l'amplitude des variations de tension, et M_s est l'aimantation à saturation du nanodisque. Si les signaux attendus sont des sinusoïdes, il est possible de remarquer que les signaux obtenus légèrement déformées. L'origine de cette déformation est la suivante : en raison du champ magnétique appliqué lors de la mesure, les aimantations des électrodes de détection ne restent pas exactement parallèles à leurs axes faciles d'aimantation (X et Y).

Dans le cadre de ma thèse je n'ai étudié que la détection de la direction d'aimantation par mesures non-locales, mais l'utilisation d'un tel type de nanostructure latérale peut aussi tirer avantages des différentes composantes de l'accumulation afin d'effectuer des expériences de transfert de spin. En effet, utiliser les deux électrodes externes pour créer une accumulation de spin globale offrirait alors la possibilité d'injecter une accumulation de spin d'orientation souhaitée et de maximiser le couple. Cette étude est en cours dans le cadre d'une collaboration avec l'Université de Mainz en Allemagne. Dans le cadre de cette étude, les nanodisques sont

constitué de CoFe ou de NiFe selon les nanostructures. En effet, l'aimantation à saturation du NiFe est inférieure à celle du CoFe, permettant à une accumulation de spin de plus faible amplitude d'induire des perturbations de l'aimantation du nanodisque. De plus, l'épaisseur et le diamètre de cet élément ferromagnétique ont été choisis plus réduits afin de limiter le volume de matériau ferromagnétique dont l'aimantation doit être renversée. Néanmoins, réaliser des circuits de trop petites dimensions rend difficile un réalignement lors des étapes de nanofabrication, et le nombre de structures avec contact et sans court-circuit diminue. De ce fait, les structures étudiées disposent de nanodisques ayant pour diamètre 80nm, ceux-ci correspondant à un compromis raisonnable. Le travail présenté dans cette section a permis la mise en place de la détection de l'état magnétique du disque.

4. Conclusion

Pour résumer, ce chapitre porte sur les avantages des structures latérales comparés aux structures multicouches. Au-delà du fait que les signaux de spin obtenus dans des nanostructures purement métalliques peuvent rivaliser avec les structures GMR CPP ou CIP, nous avons illustré les opportunités offertes par les géométries latérales. D'une part, l'intérêt de pouvoir structurer librement les géométries permet l'optimisation d'éléments non-magnétiques en vue d'améliorer le signal de spin des structures GMR. D'autre part, la conception géométrique des éléments ferromagnétiques permet de contrôler la coercivité et l'anisotropie des électrodes magnétiques, de créer des mémoires à plusieurs niveaux ou de profiter des degrés de liberté de spin pour détecter les composantes de l'aimantation selon plusieurs directions. Les applications basées sur les propagations de parois de domaines exploitent d'ores et déjà la possibilité de moduler les propriétés magnétiques des électrodes par leur géométrie, ceci en vue de piéger²¹¹, nucléer¹⁴³ ou déformer²⁰⁹ les parois de domaines.

La géométrie latérale présente néanmoins un inconvénient majeur, qui réside dans la taille caractéristique d'une structure latérale. Ceci peut restreindre l'utilisation des dispositifs latéraux à des applications telles que les têtes de lecture ou dans lesquelles la principale problématique la non-volatilité ou la fiabilité plutôt que la densité. Cependant, l'utilisation des accès d'interconnexion verticaux pour contacter les parties actives, ou le développement de l'empilement 3D^{212,10}, pourrait contourner cet inconvénient. Enfin, ce type de structure nécessite des matériaux assez simples (couches relativement épaisses, réalisées par évaporation simple de matériaux purs ou de leur alliage). Seules les tailles visées peuvent poser un problème de définition de masque, ce qui est néanmoins grandement facilité par la démocratisation des techniques de lithographies utilisées ici.

Chapitre VI : Magnétorésistance d'accumulation de spin SAMR mesurée dans des jonctions tunnel magnétiques

Ce chapitre porte sur la découverte et la mise en évidence d'une magnétorésistance ; la magnétorésistance d'accumulation de spin (SAMR). Celle-ci est basée sur la modulation de la résistance de spin additionnelle générée par la présence d'une accumulation de spin (SA) à une interface F/N, telle que nous l'avons décrite au Chapitre IV. Dans un premier temps, cet effet sera décrit en utilisant des méthodes analytiques et des simulations. Dans un second temps nous présenterons les mesures expérimentales de SAMR et détaillerons les cycles de mesure en champ réalisés. Enfin dans un troisième temps, les amplitudes de signal expérimentales seront confrontées aux attentes théoriques de la Partie I.

Section I : présentation de la SAMR

1. Magnétorésistances et jonctions tunnel

Depuis la découverte de la magnétorésistance géante¹⁴ (GMR), le développement de l'électronique de spin s'est essentiellement basé sur l'utilisation d'empilements de couches minces dans lesquelles se trouvent plusieurs éléments ferromagnétiques. Les premières structures étudiées ont été des multicouches disposant de nombreuses répétitions de l'empilement F/N^{187,188,189}, après quoi la majorité des dispositifs se sont basés sur trois couches, deux éléments ferromagnétiques et un espaceur non magnétique^{190,195,196}. Cette configuration a en effet pour avantage de permettre un meilleur contrôle des états magnétiques. La plupart des dispositifs spintroniques fonctionnels sont actuellement basés sur des jonctions tunnel magnétiques possédant des propriétés de magnétorésistance tunnel^{16,17,18} (TMR). Dans de telles nanostructures, l'espaceur non magnétique est alors une barrière tunnel.

Néanmoins, la nécessité d'utiliser une couche de référence peut poser problème, notamment à cause du champ démagnétisant généré. Ces contraintes se retrouvent notamment dans le cas des structures MRAM³⁴, l'aimantation de la couche libre étant soumise au champ démagnétisant de la couche de référence. Le remplacement de la couche de référence par un empilement

antiferromagnétique artificiel permet en principe de s'affranchir de ce champ démagnétisant^{213,214}. Les applications se basant sur la propagation de paroi de domaines³² ou de skyrmions³¹ pour transporter l'information (tel que les *racetrack memories*²⁹) ont elles aussi recours à une couche de référence pour les étapes de lecture de l'information. Le champ démagnétisant émis par cette couche pourrait influencer sur la propagation et le piégeage des porteurs de l'information (parois de domaines magnétiques ou skyrmions). De manière générale, la présence de deux couches ferromagnétiques espacées de quelques nanomètres est souvent source de complication²¹⁵ tant dans les procédés d'écriture que dans la rétention de l'information.

Une alternative à l'utilisation d'une couche de référence pourrait être d'utiliser un effet magnétorésistif dû à un seul élément ferromagnétique. Dans cette optique, la magnétorésistance tunnel anisotrope (TAMR) découverte en 2000 par Yuasa S. *et al.*²¹⁶ après des mesures pionnières de De Teresa J.M. *et al.* en 1999²¹⁷, a suscité un fort intérêt. Cet effet consiste en une variation de la résistance lorsque l'angle entre l'aimantation de l'élément ferromagnétique et les axes cristallographiques se voit modifié. Cet effet a principalement été étudié sur des structures constituées de (Ga, Mn)As^{218,219}, mais a également été observé dans d'autres structures, tel que les tri-couches Fe/GaAs/Au²²⁰, Fe/Al₂O₃/FeCo²¹⁶ ou CoFe/MgO/CoFe²²¹. Étant donné que cet effet provient de l'anisotropie des densités d'états due aux axes cristallographiques, l'obtention d'effets TAMR nécessite des empilements hautement texturés.

Un autre effet de magnétorésistance a été mis en évidence au cours de la thèse de W. Savero-Torres²²² et présenté au Chapitre IV : la magnétorésistance d'accumulation de spin (SAMR). Celle-ci est basée sur la modulation de la résistance de spin additionnelle générée par la présence d'accumulation de spin (AS) à une interface F/N²²³. La magnétorésistance observée correspond à l'annihilation de cette AS, et ainsi à la suppression de sa contribution résistive. A l'instar de la TAMR, cet effet ne requiert qu'un seul élément ferromagnétique.

Les bases théoriques nécessaires à l'appréhension de la SAMR ont été introduites au cours de la thèse de W. Savero-Torres. Nous rappellerons ces bases dans cette première section.

2. Modèle analytique de la SAMR

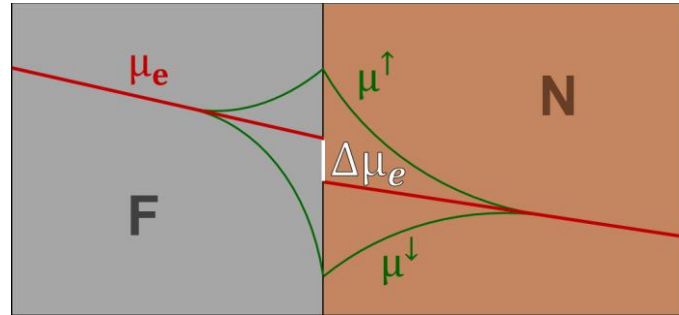


Figure 52

Schéma représentant une interface F/N au travers de laquelle un courant est injecté. Le potentiel électrique μ_e décroît de par cette injection de courant. Les potentiels électrochimiques de chaque population de spin sont représentés en vert. En raison de l'accumulation de spin à l'interface, le potentiel électrique n'est plus continu au travers de celle-ci. Ce saut de potentiel contribue à la tension mesurée, il y a donc une contribution μ_e de l'accumulation de spin à la tension mesurée. Cette tension est ramenée à une contribution résistive R_{sa} .

Afin d'introduire la SAMR, considérons une première structure simple composée d'une bicouche F/N. Lorsqu'un courant de charge est injecté au travers de l'interface, une accumulation de spin est générée à l'interface. Celle-ci induit une résistance additionnelle (cf. Chapitre I Figure 3, et pour mémoire Figure 52).

Une relaxation importante de cette AS mène à une diminution de cette résistance de spin supplémentaire. Les effets de Hanle présentés Chapitre III permettent dans la configuration GMR de détecter cette baisse de résistance. Le contrôle de l'aimantation de la couche F pourrait de même permettre de supprimer cette AS. En effet, en piégeant une paroi de domaine au milieu de la couche ferromagnétique, les AS générées de chaque côté de la paroi de domaine seraient de signes opposés. Une diffusion électronique induirait alors la génération d'un pur courant de spin transverse, permettant la relaxation des deux ASs, et la diminution de la résistance électrique.

Ce procédé d'inter-diffusion n'est efficace que si ces ASs de signes opposés sont proches comparées aux longueurs typiques du transport de spin (c'est-à-dire à la longueur de diffusion de spin de la couche N). Pour un matériau métallique non-magnétique, cette longueur de diffusion de spin est de l'ordre de plusieurs centaines de nanomètres. Il est nécessaire de réduire les dimensions du dispositif pour caractériser cet effet, tout en conservant la possibilité d'introduire dans la nanostructure un état d'aimantation non-homogène.

2.1 Cas d'un nanopilier F/N

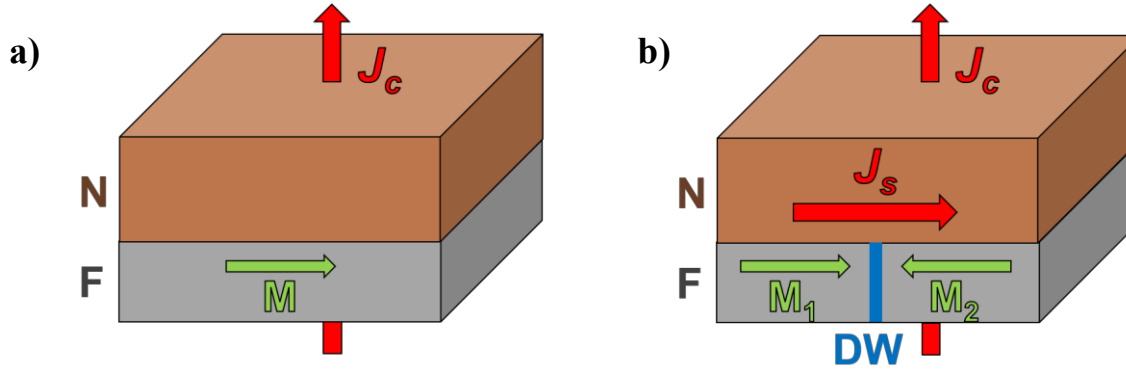


Figure 53

a) Bicouche N/F au travers de laquelle est injecté un courant de charge J_c . Ce courant génère une accumulation de spin à l'interface. L'aimantation de la couche F est ici uniforme. b) Dans le cas où une paroi de domaine est injectée au centre de la structure, deux accumulations de spins de signes opposés sont générées. Ce gradient de potentiel électrochimique induit un pur courant de spin J_s transverse.

Au cours de sa thèse, W. Savero-Torres s'est intéressé au signal de spin attendu pour un tel dispositif. La bicouche F/N peut être considérée comme ayant des dimensions latérales comparables (ou inférieures) à la longueur de diffusion de spin du matériau N. Les épaisseurs des deux couches sont supérieures à leurs longueurs de diffusion de spin. La structure dispose de deux états d'aimantation (R_I et R_{II}), l'un étant uniforme (Figure 53 a) et l'autre ayant une paroi de domaine en son centre (Figure 53 b). La largeur de la paroi de Bloch de matériaux à aimantation planaire (typiquement de l'ordre de la dizaine de nanomètres^{60, 224} pour les matériaux tels que NiFe et CoFe) est supposée ici faible par rapport à la largeur de la nanostructure.

Dans un modèle simple²²², lorsqu'une paroi de domaine est insérée au milieu du matériau ferromagnétique, l'accumulation de spin globale est supposée être annihilée. Dans ce cas, le matériau ferromagnétique agit de manière similaire à un matériau à polarisation nulle. La différence de résistance entre ces deux configurations est donc égale à la résistance d'AS R_{sa} , et le ratio de magnétorésistance de la structure est :

$$\frac{R_{sa}}{R} = \frac{R_I - R_{II}}{R_{II}}$$

Équation 49

En considérant l'expression analytique 1D dérivée du modèle Valet-Fert⁹⁵, R_{sa} s'écrit :

$$R_{sa} = \frac{P_F^2 R_N R_F^*}{R_N + R_F^*}$$

Équation 50

où $R_N = \frac{\rho_N \lambda_N}{A}$ et $R_F^* = \frac{\rho_F \lambda_F}{(1-P_F^2)A}$ sont les résistances de spin des matériaux N et F, avec ρ_i , λ_i , P_i et A la résistivité du matériau i , sa longueur de diffusion de spin, sa polarisation et la section latérale de la structure.

La variation de signal $\frac{R_{sa}}{R}$ est souvent limitée, du fait que $R_N \gg R_F^*$ pour la plupart des matériaux (cf. Chapitre I et V). En effet, ce désaccord d'impédance induit une réabsorption considérable de l'AS par le matériau ferromagnétique.

2.2 Cas d'un nanopilier F/B/N

Une méthode efficace pour limiter cette réabsorption est l'ajout d'une barrière tunnel^{71,73,108} (Figure 54). Dans ce cas, la résistance R_{sa} a été calculée par W. Savero-Torres comme étant égale à:

$$R_{sa} = \frac{P_F^2(R_N + R_B^*)R_F^* - 2P_F\gamma_B R_F^* R_B^* + \gamma_B^2(R_N + R_F^*)}{R_N + R_F^* + R_B^*}$$

Équation 51

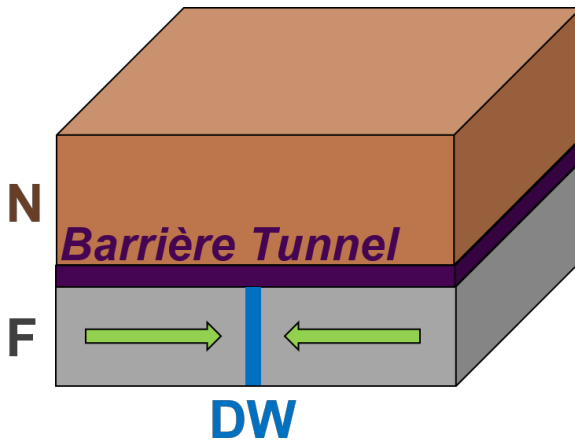


Figure 54

Système équivalent au système précédent, mais pour lequel une barrière tunnel est insérée à l'interface.

où $R_B^* = \frac{r_B}{(1-\gamma_B^2)A}$ est la résistance de spin de la barrière tunnel, γ_B et r_B étant respectivement sa polarisation et sa résistivité surfacique. Puisque $R_N \gg R_F^*$ et $R_B^* \gg R_F^*$, cette résistance peut s'approximer par :

$$R_{sa} \approx \frac{\gamma_B^2 R_N R_B^*}{R_N + R_B^*}$$

Équation 52

A partir de cette équation, il est possible de constater que le signal maximal est obtenu lorsque la résistance de la barrière du tunnel vérifie $R_N = R_B^*$. Cette condition pousse à considérer les matériaux tels que les semi-conducteurs ou le graphene comme de bons candidats pour la couche N, du fait de leurs fortes résistances de spin et de leurs longues valeurs de LDS.

2.3 Cas d'un nanopilier F/B/N/B

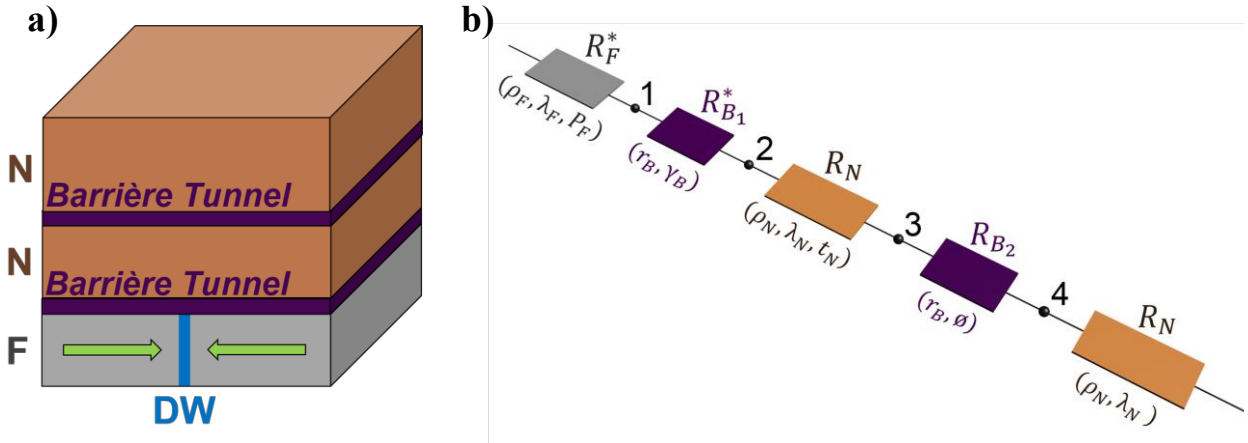


Figure 55

a) Schéma d'une structure F/B/N/B. Ici la couche N est fine, confinée entre deux barrières tunnel. b) Structure équivalente dans le modèle des résistances de spin. Le calcul du signal est fourni en Annexe II.

La dernière structure considérée est présentée Figure 55 (a), et permet de supprimer cette limitation en insérant une deuxième barrière tunnel. De cette façon, la couche N intermédiaire est confinée entre deux barrières tunnel, limitant la relaxation des ASs par diffusion spatiale dans le contact. L'obtention de l'expression analytique présentée est détaillée ici.

Pour ce faire, la structure peut être ramenée à un réseau d'élément ayant des résistances de spin propres (cf. Annexe II). Cette structure équivalente, présentée Figure 55 (b), a pour matrice associée :

$$\bar{\bar{A}} = \begin{bmatrix} \frac{1}{R_F^*} + \frac{1}{R_B^*} & -\frac{1}{R_B^*} & 0 & 0 \\ -\frac{1}{R_B^*} & \frac{1}{R_B^*} + \frac{1}{R_N \tanh\left(\frac{t_N}{\lambda_N}\right)} & -\frac{1}{R_N \sinh\left(\frac{t_N}{\lambda_N}\right)} & 0 \\ 0 & -\frac{1}{R_N \sinh\left(\frac{t_N}{\lambda_N}\right)} & \frac{1}{R_B} + \frac{1}{R_N \tanh\left(\frac{t_N}{\lambda_N}\right)} & -\frac{1}{R_B} \\ 0 & 0 & -\frac{1}{R_B} & \frac{1}{R_B} + \frac{1}{R_N} \end{bmatrix}$$

Équation 53

Ici, $R_N \tanh\left(\frac{t_N}{\lambda_N}\right)$ est la résistance de spin effective de la couche N confinée par les deux barrières. Cette correction provient du fait que l'épaisseur de la couche est faible devant sa LDS. Le courant est injecté au travers des nœuds 1 à 4, de même que la tension mesurée, et de ce fait

$$\vec{B} = \overrightarrow{B_{cur}} = \overrightarrow{B_{vol}} = \begin{bmatrix} P_F - \gamma_B \\ \gamma_B \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

Équation 54

Le signal de spin attendu a pour expression :

$$R_{sa} = \vec{B}^T \bar{\bar{A}}^{-1} \vec{B}$$

Équation 55

où $\bar{\bar{A}}^{-1}$ est l'inverse de la matrice $\bar{\bar{A}}$ et $\vec{B}^T$ est la transposée du vecteur $\vec{B}$. L'expression analytique complète étant particulièrement lourde, celle-ci est donnée en annexe II.

Du fait de cette complexité, il est difficile de déterminer analytiquement son évolution en fonction des différents paramètres. W. Savero-Torres a étudié certains comportements en utilisant des développements en séries²²², mais ceux-ci donnent lieu à des résultats valides seulement pour certaines gammes de valeurs de paramètres matériaux. Nous avons donc choisi dans la suite de cette étude de nous intéresser à l'évolution numérique de l'expression totale en fonction des différents paramètres matériaux. Ces valeurs seront ensuite comparées aux résultats de simulations numériques réalisées par la méthode des éléments finis.

3. Comparaison des simulations et du modèle analytique

3.1 Description des simulations

L'analyse des effets de SAMR basée sur un modèle analytique 1D étant imparfaite, nous avons réalisé diverses simulations 3D en utilisant la méthode des éléments finis pour étayer quantitativement le modèle analytique ci-dessus. Ces simulations ont été réalisées pour des jeux de paramètres équivalents à ceux considérés lors de l'étude analytique et reposent sur un modèle diffusif composé de deux populations de spins.

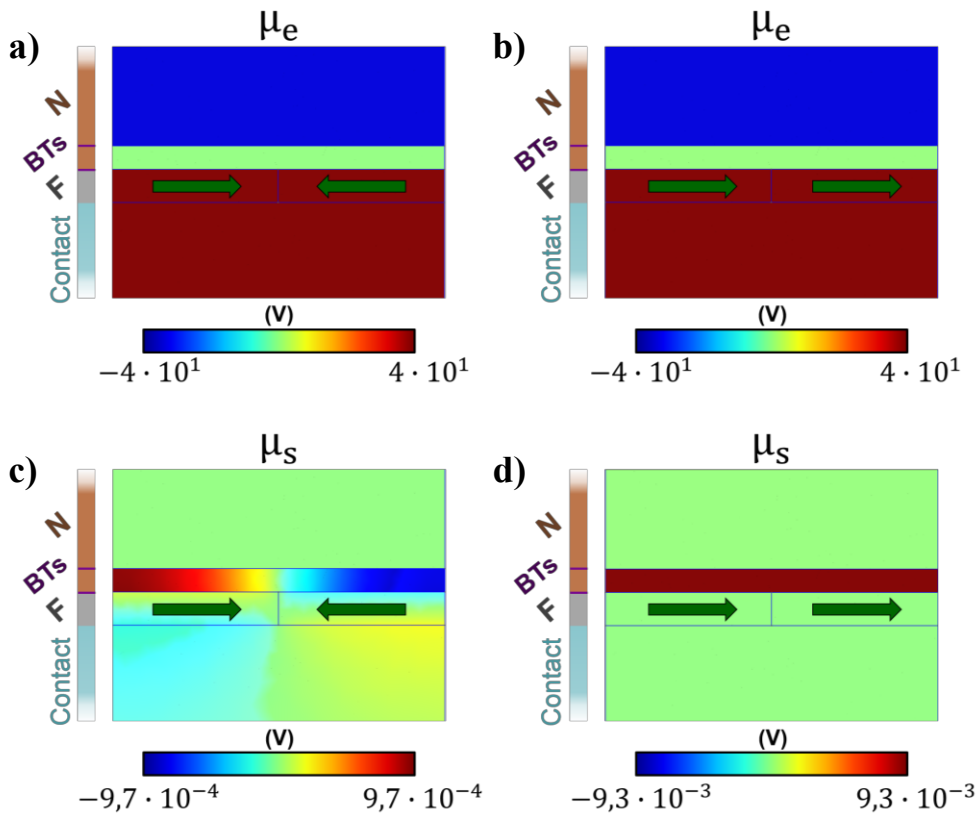


Figure 56

a) et b) Vues en coupe du profil de potentiel électrique dans une structure F/B/N/B pour une injection de courant d'1mA. Ici les résistances de barrières de barrières sont élevées ($100\Omega\cdot\mu\text{m}^2$), ce qui explique que les chutes de potentiel sont négligeables ailleurs qu'au travers de celles-ci. La structure simulée a pour largeur 100nm, les épaisseurs des couches F et N sont respectivement de 10 et 7nm, alors que les couches de contact sont considérablement plus longues (400 nm) et une part de ces dernières n'est pas représentée ici. Ces différentes couches sont représentées à gauche, ainsi que les barrières tunnel (BTs). La polarisation d'interface γ est fixée à 0.5, et les paramètres matériaux ont été choisis en accord avec ceux déterminés aux chapitres précédents pour le CoFe et Cu ($P_F = 0.5$, $\rho_F = 20\mu\Omega\cdot\text{cm}$, $\rho_N = 4.5\mu\Omega\cdot\text{cm}$, $\lambda_F = 6.1\text{ nm}$ et $\lambda_N = 350\text{ nm}$). L'aimantation de la couche F est soit séparée en deux domaines (figure a), soit uniforme (figure b). Le profil de potentiel électrique est peu affecté par les accumulations de spin, l'effet SAMR étant ici faible. c) et d) Vues en coupe du profil de potentiel de spin $\mu_s = \mu^\uparrow - \mu^\downarrow$. Lorsqu'une paroi de domaine est au centre de la structure (figure c), le potentiel μ_s est de signe opposé au voisinage de chaque domaine. Le gradient de potentiel s'accompagne d'un pur courant de spin, permettant une homogénéisation des populations de spin. Ainsi, lorsqu'une paroi est introduite μ_s reste relativement faible. Dans le cas d'une aimantation uniforme (figure d), le potentiel μ_s est lui aussi uniforme dans la couche N, mais ne pouvant relaxer aisément, il est d'amplitude bien supérieure au cas précédent.

Une première simulation a été réalisée afin de vérifier la validité de l'hypothèse selon laquelle l'élément ferromagnétique est, en présence d'une paroi de domaine, équivalent à une couche F avec une polarisation nulle. Afin d'étudier ce point, des simulations ont été effectuées pour des couches F de polarisation nulle, pour des couches F d'aimantation uniforme et pour des couches F disposant d'une paroi de domaine. Il a été vérifié que les simulations mènent à des niveaux de résistances équivalents dans le cas de couches F de polarisation nulle et dans le cas de couches disposant d'une paroi.

Dans un second temps, des simulations ont été réalisées uniquement pour des couches d'aimantation uniforme et disposant d'une paroi. La Figure 56 permet d'observer que les simulations reproduisent effectivement le comportement prédit par l'approche analytique : l'accumulation de spin est forte pour une aimantation uniforme, alors que cette dernière est faible (avec un fort gradient transverse) en présence d'une paroi de domaine. En outre, une résistance élevée est obtenue pour un état d'aimantation uniforme et une faible résistance est obtenue lorsqu'une paroi de domaine est insérée.

Dans la sous-sous-section suivante, les signaux de spin simulés et analytiques sont quantitativement comparés. Plusieurs dépendances en fonction des paramètres matériaux sont présentées.

3.2 Analyse des signaux de spin attendus dans différentes géométries

Le rôle joué par l'insertion d'une ou plusieurs barrières tunnel est de limiter la relaxation de l'accumulation de spin⁷¹, et ainsi de maximiser l'effet de magnétorésistance. Cette relaxation peut provenir de la réabsorption de l'accumulation de spin par la couche F, ou par une diffusion spatiale de cette accumulation dans la couche N ou dans les contacts supérieurs. Ainsi, l'ajout de barrières tunnel amplifie grandement l'effet SAMR lorsque la résistance de barrière devient

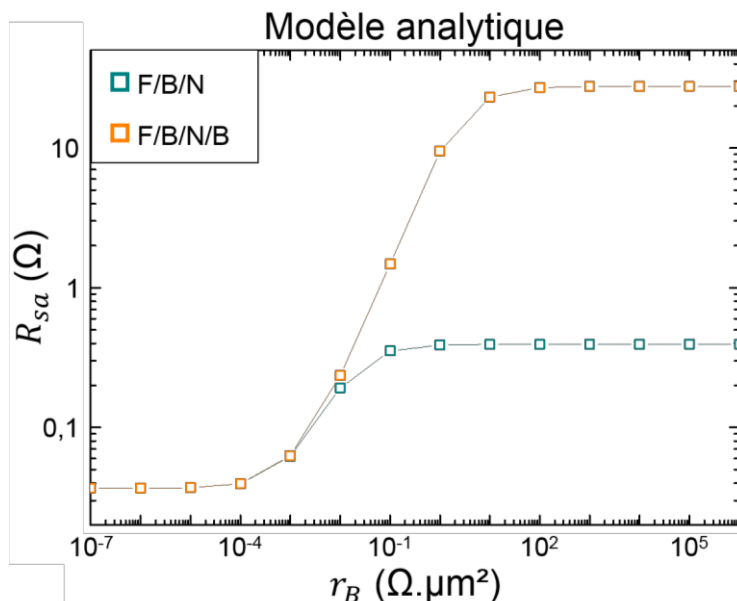


Figure 57

Signal de spin prédit par le modèle analytique en fonction de la résistance des barrières tunnel dans le cas des systèmes F/B/N et F/B/N/B. Dans les deux cas, une hausse du signal est obtenue lorsque la résistance de barrière est assez grande. La structure F/B/N dispose une couche N d'épaisseur égale à la LDS du matériau. Dans le cas de la structure F/B/N/B cette épaisseur est de 7nm. Tous les autres paramètres matériaux et géométriques ont été choisis égaux à ceux utilisés Figure 56.

suffisante pour confiner spatialement l'accumulation. Cela se produit pour des résistances de spin de barrières supérieures ou égales aux résistances de spin des éléments adjacents. Augmenter la résistance de barrière au-delà de ce point ne permet pas d'augmenter d'avantage le signal de spin (tel que le montre le modèle analytique). Néanmoins la résistance de barrière influant sur la résistance totale de la structure, augmenter d'avantage cette résistance de barrière revient à diminuer le ratio résistance mesuré. Ainsi un optimum est attendu en fonction de la résistance de barrière, visible sur la Figure 58.

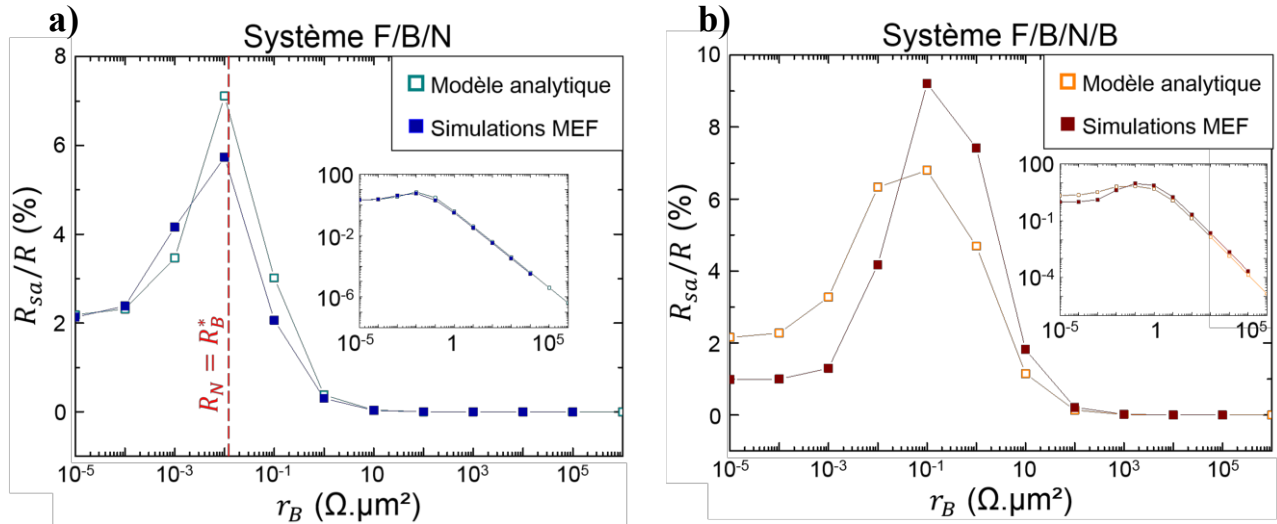


Figure 58

a) Evolution du ratio de magnétorésistance en fonction de la résistance de barrière, attendu pour une structure F/B/N. Les signaux déterminés analytiquement sont représentés en bleu clair, alors que les signaux simulés sont présentés en bleu foncé. Ces deux approches mènent à des ratios de magnétorésistance comparable. L'optimum est effectivement obtenu aux alentours de $R_N = R_B^*$. b) Evolution du ratio de magnétorésistance en fonction de la résistance de barrière attendue pour une structure F/B/N/B. Les signaux déterminés analytiquement sont représentés en orange, alors que les signaux simulés sont présentés en rouge. De même que figure (a), les ratios de magnétorésistance obtenus sont relativement similaires. Les paramètres géométriques et matériaux sont identiques à ceux présentés Figure 56.

En effet, pour la structure F/B/N, l'optimum est prédit par le modèle analytique pour $R_N = R_B^*$. Dans le cas d'une couche N en cuivre, cette condition revient à $R_B^* = 1.6\Omega$, ce qui, pour une polarisation $\gamma_B = 0.5$, mène selon le modèle analytique à une résistance de barrière de $1.2 \times 10^{-2} \Omega \cdot \mu m$. Cette valeur est proche de l'optimum atteint dans les simulations.

Dans le cas d'une structure F/B/N/B, l'accumulation de spin ne peut diffuser spatialement dans la couche N, permettant d'augmenter la résistance de spin qu'elle induit. L'optimum de signal atteint est plus difficile à expliciter en termes de résistance de spin R_B^* , mais peut être estimé par les résultats numériques du modèle analytique et des simulations. Cette valeur optimale de résistance de barrière semble être de l'ordre de 10^{-1} à $1 \Omega \cdot \mu m$.

Lorsque γ_B ainsi que les paramètres matériaux des éléments F et N sont fixés, les ratios de signal de spin optimaux attendus (à r_B optimale) sont en définitive proches pour les systèmes F/B/N et F/B/N/B. Ceci est dû au fait que l'augmentation de signal de spin obtenu via l'ajout de la seconde barrière s'accompagne de la hausse de résistance de la structure.

Néanmoins, ces estimations de signal ne sont valides que sous certaines conditions limites et suppositions faites initialement. Dans la sous-sous-section ci-après, différentes simulations numériques ont été réalisées afin de déterminer les signaux attendus dans le cas où les structures ne vérifieraient plus ces conditions.

3.3 Les limites du modèle 1D

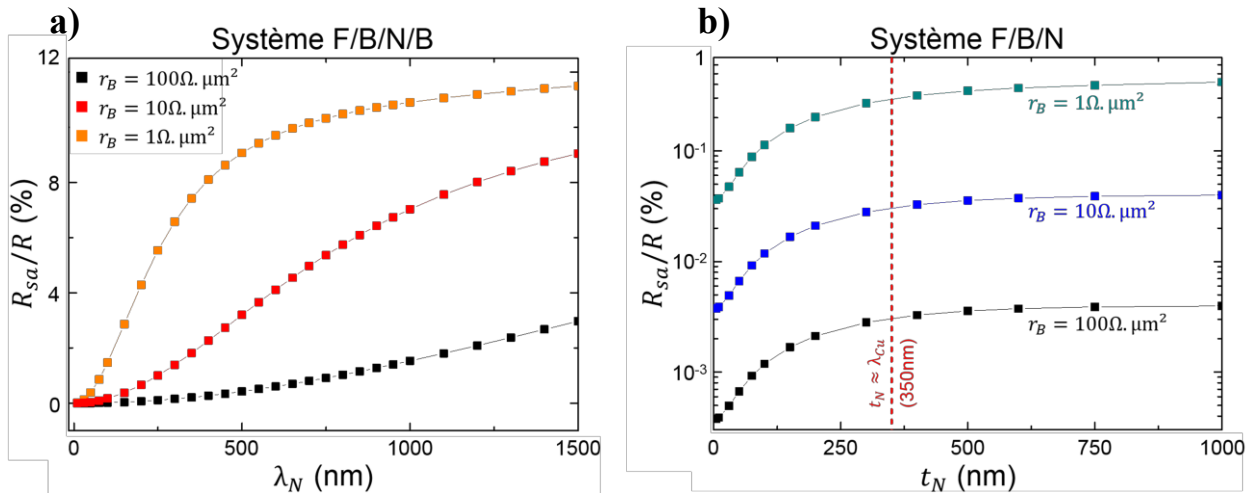


Figure 59

a) Résultats de simulations dans le cas d'une géométrie F/B/N/B par la méthode des éléments finis. Les paramètres restent identiques à ceux utilisés précédemment, à l'exception de λ_N et r_B . Le signal augmente avec λ_N jusqu'à tendre vers un signal maximum à haute LDS. Cette longueur de saturation dépend fortement de la résistance de barrière. b) Résultats de simulations dans le cas d'une géométrie F/B/N, donnant la dépendance de la MR avec l'épaisseur de la couche normale t_N . La couche de contact supérieure dispose ici d'une LDS faible afin de reproduire le cas d'une structure réelle (dont le contact est constitué de Pt, Ta ou Ru). Pour de faibles épaisseurs t_N , la couche N dispose d'une résistance de spin effective plus faible, et l'accumulation de spin est partiellement absorbée par la reprise de contact supérieure. A l'inverse, la couche N absorbe une majorité de l'AS pour des épaisseurs t_N équivalentes à la LDS λ_N .

L'hypothèse principale permettant d'obtenir un effet SAMR est la présence d'une bonne interdiffusion des différentes accumulations de spin. Cette supposition semble a priori vraie tant que λ_N est comparable ou supérieur aux largeurs caractéristiques de la structure. Néanmoins, les nanopiliers étant exposé à l'air lors de certaines étapes de nanofabrication, des matériaux tel que Cu peuvent partiellement s'oxyder, induisant une baisse considérable de λ_N . De même, dans une structure F/B/N/B, la couche N est relativement fine. Ceci mène à une augmentation de la résistivité et une diminution de λ_N . Enfin, la longueur de diffusion de spin devient très sensible aux défauts lorsque l'épaisseur de la couche diminue. De ce fait, il est important de considérer l'évolution du signal de spin en fonction de λ_N . Sur la Figure 59 (a), les résultats de plusieurs simulations sont présentés, permettant de visualiser cette dépendance dans le cas des empilements F/B/N/B. Comme attendu, le signal chute fortement lorsque λ_N diminue, et sature pour de grandes valeurs de λ_N .

Le signal obtenu peut ainsi être appréhendé à l'aide des LDS. Une autre approche consiste à s'intéresser aux temps caractéristiques du système (tel que le temps de relaxation de spin). Les barrières permettent d'augmenter le temps de résidence τ_{res} des électrons dans la couche N. Augmenter ce temps de résidence τ_{res} permet d'augmenter le signal de spin tant que celui-ci est inférieur au temps de relaxation de spin τ_{sf} . Il est possible de percevoir ce problème du point de vue inverse : lorsque la LDS est faible (ainsi que τ_{sf}), alors $\tau_{sf} < \tau_{res}$, et les barrières contribuent peu aux effets dépendant en spin (et entièrement à la résistance globale). Augmenter la LDS (et donc τ_{sf}) permet de s'approcher de la condition $\tau_{sf} = \tau_{res}$ pour laquelle les barrières contribuent de manière maximale aux effets dépendant en spin. Le ratio de SAMR est ainsi optimisé. Pour des valeurs encore supérieures de τ_{sf} , le signal de spin sature, limité par le temps de résidence. Ce comportement en fonction de la LDS et des résistances d'interfaces est bien reproduit par la Figure 59 (a). La longueur de diffusion de spin λ_{Cu} étant d'environ 350nm pour une couche de cuivre épaisse, le signal obtenu expérimentalement peut grandement souffrir des défauts potentiels de la fine couche N, si ceux-ci mènent à une baisse de λ_{Cu} .

Dans le cas des structures F/B/N, le signal attendu a été calculé pour une couche N relativement épaisse. En effet, la couche N doit avoir une épaisseur t_N comparable ou supérieure à sa LDS, sans quoi la résistance effective de spin $R_N \tanh\left(\frac{t_N}{\lambda_N}\right)$ décroît. Ceci provient du fait que l'accumulation de spin diffuse dans le matériau N. Si cette couche se trouve être trop fine, l'accumulation de spin peut être absorbée par les matériaux servant à la reprise de contact. Ce contact électrique contenant des couches de Ta, Ru ou Pt (qui disposent de courtes LDS⁶¹) pour des raisons de nanofabrication, cette absorption de spin ne s'est pas négligeable. Afin de déterminer son effet, des simulations ont été réalisées en tenant compte de la présence d'un contact supérieur disposant d'une faible LDS (2 nm). Le résultat de ces différentes simulations est présenté Figure 59 (b). Ces simulations prédisent une chute drastique du signal pour de faibles épaisseurs de matériau N, imposant de fortes contraintes de nanofabrication, avec un pilier fin et épais.

Section II : mesure expérimentale de la SAMR

1. Description des empilements utilisés

Différents jeux de structures SAMRs ont été nanofabriqués. Ceux-ci sont constitués de nanopiliers d'empilement F/B/N/B, tel celui présenté sur la Figure 60. Plus de détails concernant la nanofabrication sont présentés annexe I.

Le choix de nanofabrication s'est porté sur les structures F/B/N/B du fait qu'il était difficile de réaliser des piliers de plusieurs centaines de nanomètres d'épaisseur, et que les structures F/B/N nécessitent l'utilisation de couche N épaisses (comparées à leur LDS).

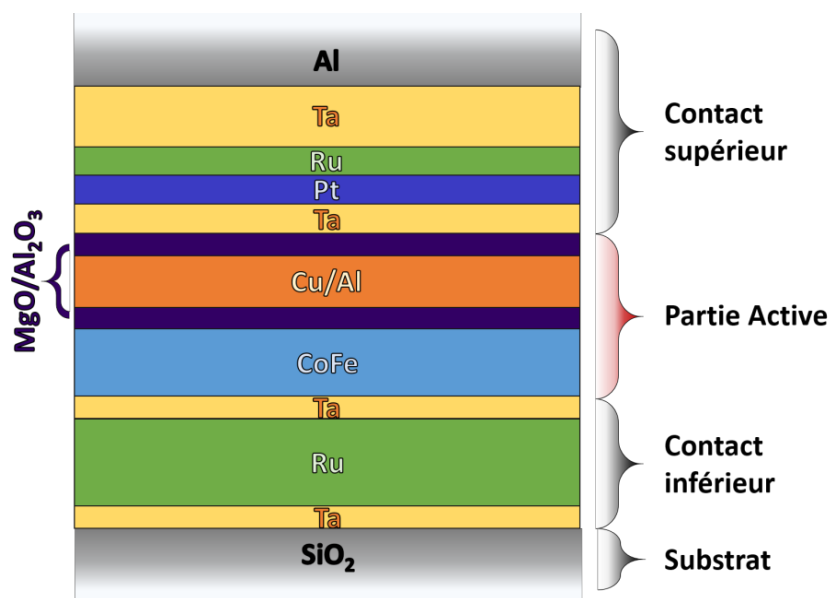


Figure 60

Empilement réalisé dans le cadre de fabrication des nanopiliers SAMRs. La partie active est composée d'une couche de CoFe (10nm), d'une barrière tunnel, d'une couche N composée de Cu ou de Al (7nm), ainsi que d'une seconde barrière tunnel. Les barrières sont composées de MgO pour les piliers constitués de Cu, et d'Al₂O₃ pour les piliers utilisant Al.

Les choix de paramètres matériaux, notamment des barrières, ont principalement été déterminés par les connaissances et maitrises des procédés de nanofabrication au sein de notre équipe. La nanofabrication de ces structures a par ailleurs débuté avant l'étude théorique des signaux attendus. Ainsi, les structures composées de MgO et Cu ont été réalisées selon des procédés de jonctions tunnel connus. Les barrières ont des RAs attendues autour de 100 $\Omega \cdot \mu\text{m}^2$, et des polarisations d'interfaces attendues autour de 0,3²²⁵. Néanmoins le dépôt et la recristallisation d'empilement MgO/Cu sont délicats du fait de leurs différents paramètres de maille, ce qui peut modifier ces deux paramètres. Les structures basées sur les couches CoFe/Al₂O₃/Al/ Al₂O₃ ont été réalisées car le dépôt ne présente en revanche pas de difficultés. La résistance de barrière de ces barrières est de l'ordre ou supérieure à 10k $\Omega \cdot \mu\text{m}^2$, pour une polarisation de 0,3 également. Ces paramètres matériaux ne sont pas optimaux d'après l'étude théorique présentée précédemment. Néanmoins, de telles structures peuvent permettre de mettre en évidence les

effets de SAMR. Une seconde campagne de nanofabrication est en cours de réalisation afin d'obtenir des structures disposant de barrières tunnel plus fines.

Les piliers ont été lithographiés afin d'obtenir des sections de différentes tailles et formes. Celles-ci sont présentées ci-après, et ont été choisies afin de favoriser l'apparition d'états d'aimantation inhomogènes stables. Des simulations micromagnétiques opérées via OOMMF ont été réalisées afin de vérifier la stabilité de ces différents états. Les structures basées sur les empilements $\text{CoFe}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Al}/\text{Al}_2\text{O}_3$ n'ayant pas permis d'obtenir de signaux mesurables, les résultats présentés ci-dessous proviennent des structures $\text{CoFe}/\text{MgO}/\text{Cu}/\text{MgO}$. Au cours de cette section, nous nous intéresserons en premier lieu à la dépendance en champ des signaux obtenus, avant de comparer dans un second temps les ratios de magnétorésistances obtenus expérimentalement aux attentes théoriques.

2. Piliers à section circulaire

Les premières structures étudiées ont été les nanopiliers de section circulaire. Les simulations micromagnétiques (opérées via OOMMF¹⁶⁹) permettent de visualiser l'évolution attendue de l'aimantation en fonction du champ (cf. Figure 61 a et b). A bas champ, après saturation en champ négatif, l'aimantation attendue de l'électrode F est fortement inhomogène, sous la forme d'un vortex ou d'une structure en C. Dans le cas d'un vortex, chaque accumulation de spin générée par un arc de ce vortex est opposée à l'accumulation de spin générée symétriquement. Sous réserve que la largeur du nanopilier soit comparable à la longueur de diffusion de spin du cuivre, la quasi-totalité de l'accumulation de spin est supposée relaxer. Cela revient à dire que l'aimantation moyenne de l'électrode est alors presque nulle, menant à une injection de spin de moyenne nulle. Lorsque le champ augmente, le cœur de vortex est décentré, et l'aimantation moyenne augmente. Puis, à fort champ, l'aimantation théorique de l'électrode sature, et l'injection de spin devient maximale.

Au final, la résistance attendue est minimale proche du champ nul, et augmente jusqu'à saturation de l'électrode. En supposant que les accumulations de spin inter-relaxent efficacement, le signal de spin est proportionnel à l'aimantation moyenne de l'électrode. Le signal découlant des simulations micromagnétiques est ainsi présenté Figure 61 (c).

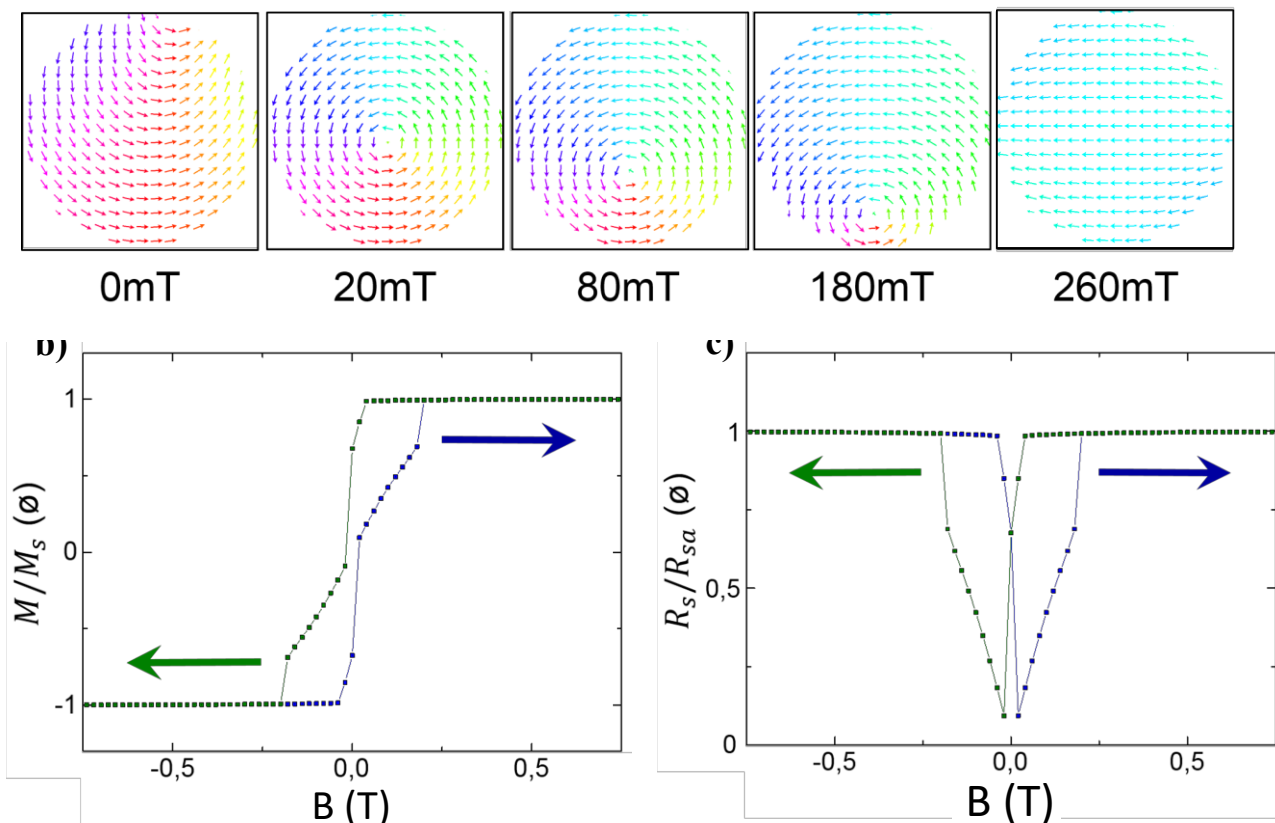


Figure 61

a) Résultats de simulations micromagnétiques réalisées via OOMMF. Les configurations magnétiques d'un disque de CoFe de 10nm d'épaisseur et de 100nm de largeurs sont déterminées pour différentes valeurs de champ dans le plan. Le renversement d'aimantation est simulé de manière quasi statique : une fois que l'aimantation simulée se trouve dans une configuration stable pour le champ donné, l'amplitude de champ est augmentée de 20mT. b) Cycle d'aimantation moyenne ($M = \sum_{i=x,y,z} \int M_i dV$) simulé en fonction d'un champ planaire appliqué. M_s est l'aimantation à saturation. Les simulations présentées sont identiques à celle présentées figure (a). c) Profil du signal de spin SAMR obtenu en supposant que le signal de spin obtenu est proportionnel à la valeur absolue de l'aimantation moyenne du nanodisque ferromagnétique. Comme dans la section précédente, R_{sa} est l'amplitude de signal de spin maximum (provenant de la différence entre l'état saturé et un état d'aimantation globalement nulle)

Des mesures ont été réalisées dans les conditions équivalentes à la simulation. Ainsi, des nanopiliers de sections circulaires, ayant pour diamètre 100 nm ont été mesurés sous l'application de cycles extérieurs en champ. Différents signaux de sorties sont présentés Figure 62, correspondant à des mesures réalisées à température ambiante et basse température. Une première constatation est que les signaux expérimentaux correspondent qualitativement aux signaux dérivant des simulations micromagnétiques. Néanmoins, la saturation des électrodes est attendue un peu avant 200mT, alors qu'elle est mesurée entre 25 et 50mT pour les différents échantillons mesurés. Cette différence peut s'expliquer du fait que les simulations micromagnétiques ont été réalisées à température nulle, c'est à dire en l'absence de perturbations stochastiques, alors que ces contributions thermiques altèrent fortement les champs de piégeage et de dépiégeage^{170,171,172}. Il est notamment visible sur les courbes de la Figure 62 que les champs de saturation obtenus à haute température sont sensiblement inférieurs à ceux obtenus à basse température, le champ de saturation passant ici de 27mT à 40mT.

Les résistances à champ nul ne correspondent pas aux valeurs minimales de résistance. Ceci correspond à ce qui est observé dans les simulations micromagnétiques, pour lesquelles la configuration magnétique obtenue à champ nul lors d'un cycle de retournement correspond à

une configuration en C, et forme un vortex seulement lors de l'inversion du champ. L'aimantation moyenne diminue ainsi lors du passage de la première à la deuxième des configurations.

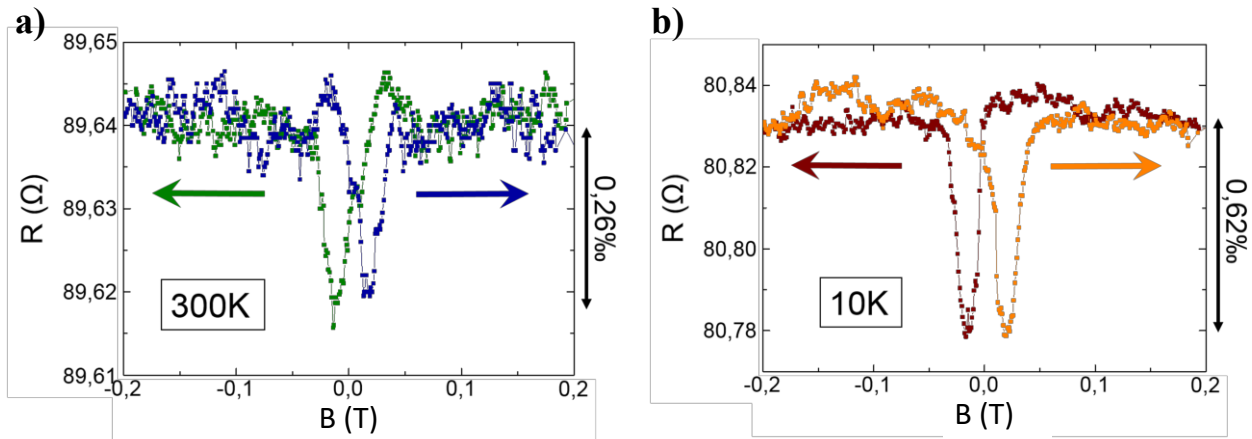


Figure 62

a) Mesure de magnétorésistance obtenue à température ambiante sur un nanopilier SAMR ayant une section circulaire d'un diamètre de 100nm. Le champ est appliqué dans le plan. Le signal présenté correspond à la moyenne de différents cycles. b) Mesure de magnétorésistance identique, réalisée à 10K.

Pour conclure, cette première expérience montre que les réponses en champ obtenues sont qualitativement en bon accord avec les attentes théoriques et les simulations micromagnétiques.

L'obtention d'un état magnétique inhomogène a ici été réalisée à l'aide d'une configuration en vortex. Il est également possible de réaliser des structures basées sur l'injection de parois de domaines magnétique, tel que dans le cas de l'échantillon présenté dans la sous-section ci-après. Une fois l'ensemble des mesures expérimentales présentées, nous nous intéresserons aux amplitudes de signal obtenus et aux artefacts possibles.

3. Pilier à section en flèche

Les nanopiliers ayant une section en forme de flèche (cf. Figure 63) ont pour principal avantage d'avoir différents états magnétiques rémanents, notamment les états présentés Figure 63 (b et c). En effet, si l'aimantation de la couche F peut être quasi-uniforme à champ nul (Figure 63 a), il est aussi possible d'insérer une paroi de domaine au milieu de la structure (Figure 63 b). Des simulations micromagnétiques ont permis de montrer que ces états sont stables à champ nul, et d'autres simulations ont été réalisées afin de vérifier que ces états sont bien accessibles par un cycle en champ planaire. D'après les hypothèses formulées précédemment, le signal de spin attendu est élevé pour les états d'aimantation quasi uniformes, et faible lorsque des parois de domaines sont injectées.

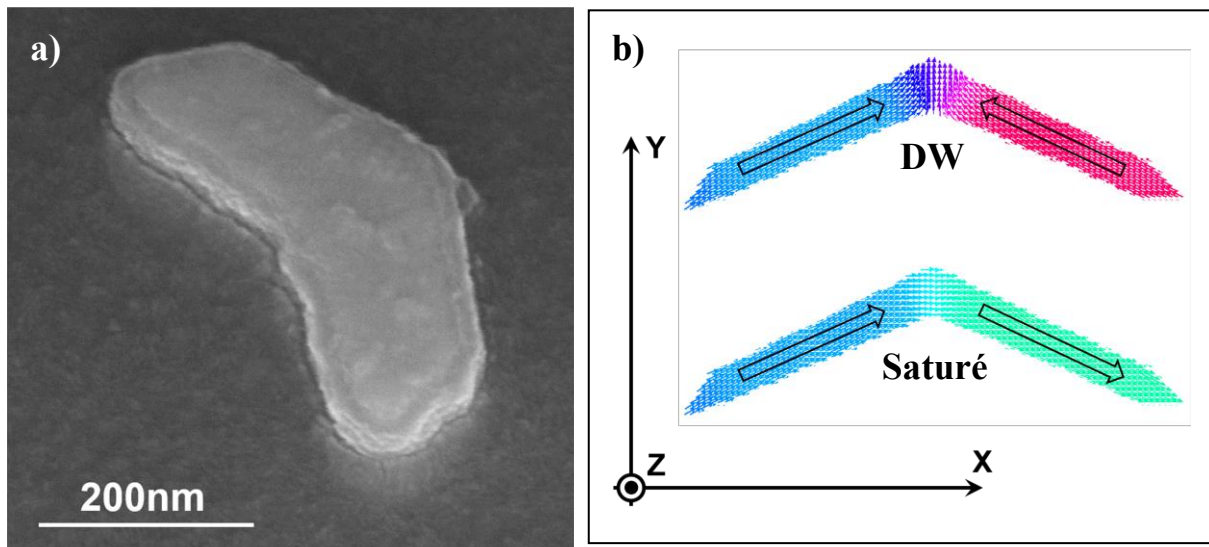


Figure 63

a) Image MEB d'un nanopilier SAMR. Les couches protectrices supérieures ont été partiellement retirées, et le nanopilier est perçu au travers de la partie restante de l'électrode supérieure. Le nanopilier est immergé dans une résine Accuflow afin de le protéger et de l'isoler. Il est possible de distinguer légèrement le prolongement du pilier sous la résine. b) Résultats de simulations micromagnétiques réalisées via OOMMF. La structure simulée correspond à une couche de CoFe de 10nm d'épaisseur disposant d'une forme de flèche. L'état magnétique simulé donnant lieu à l'apparition d'une paroi de domaine (figure du haut) est obtenu à champ nul. Différents cycles en champ dans le plan (X, Y) permettent d'atteindre une telle configuration. Sur la simulation, la géométrie n'est pas entièrement identique à celle de la figure (a), permettant de représenter plusieurs piliers, de sections plus ou moins fines, qui ont été nanofabriqués. La configuration magnétique présentée sur la figure du bas est elle aussi obtenue à champ nul. Une telle configuration s'atteint par d'autres étapes de cycle d'hystérésis, notamment après relaxation depuis une saturation selon X.

De telles structures ont ainsi été mesurées sous application d'un champ magnétique extérieur planaire. Les mesures de transport de spin ont été effectuées à température ambiante (Figure 64). Sur la Figure 64 (a), le signal présente des cycles d'hystérésis : lorsque l'amplitude du champ augmente, la résistance mesurée chute, et remonte à sa valeur initiale à fort champ. Ce résultat suggère que des parois de domaines sont effectivement injectées au centre de l'électrode vers 5mT, puis sont éjectées (vers 47mT), ramenant l'électrode à un état pseudo-saturé. Cette hypothèse est corroborée par les simulations OOMMF, présentant un comportement identique.

A fort champ, la résistance augmente encore légèrement. Il est possible que cet effet provienne d'une compétition entre l'énergie de Zeeman, favorisant un état complètement saturé, et l'anisotropie de forme, favorisant l'état pseudo-saturé. A haut champ, la saturation progressive de l'aimantation entraînerait alors une augmentation de la résistance.

Une mesure de transport (Figure 64 b) a été réalisée sous application d'un cycle en champ mineur. Lors de cette mesure, les états magnétiques obtenus sont rémanents à champ nul, présageant ici encore de la présence d'une paroi de domaine piégée au centre de la structure. Ainsi l'effet magnétorésistif n'est pas dû à un effet de champ, et coïncide avec les attentes théoriques de la SAMR.

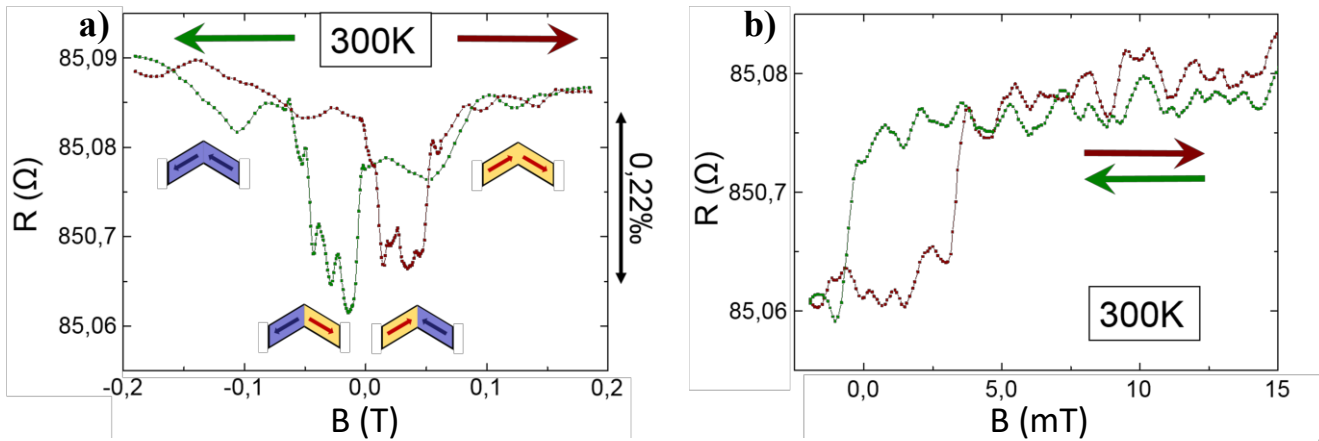


Figure 64

a) Mesure SAMR réalisée sous champ planaire. La direction du champ est orientée le long d'un axe de la structure, légèrement désaxée par rapport à X. Deux niveaux de signal sont visibles. Le niveau de basse résistance correspond à une aimantation constituée de deux domaines, alors que le niveau de haute résistance correspond à une aimantation pseudo-saturée. b) Cycle mineur réalisé sur le même nanopilier. Cette mesure met en évidence la rémanence à champ nul de l'état constitué de deux domaines.

Section III : Confrontation des modèles et simulations aux résultats expérimentaux

1. Amplitudes de signal observées

Au cours de cette sous-section nous nous intéresserons aux amplitudes de signal de spin et aux ratios de magnétorésistance obtenus pour ces différentes nanostructures. Le signal obtenu est de l'ordre de quelques dizaines de milliohms, pour des ratios de résistance de 0,2-0.3‰ à haute température et de 0,6‰ à basse température. Une première constatation est que les ratios de magnétorésistance sont relativement stables d'un échantillon à l'autre (Figure 62 et Figure 64). Le signal obtenu sur les nanopiliers ayant des sections en flèche est légèrement inférieur aux signaux obtenus sur les nanopiliers à section circulaire. Ceci peut s'expliquer par le fait que les échantillons à section circulaire sont de plus petite dimension (pour une même valeur de λ_N), améliorant ainsi le signal.

En s'intéressant à la Figure 58, il est important de se rappeler que les ratios de magnétorésistances sont optimums pour des résistances de barrières correspondant à des RAs

entre 1 et 10 $\Omega.\mu\text{m}^2$. Les nanopilliers étudiés ici disposant de résistances de barrières plus élevées (100 $\Omega.\mu\text{m}^2$), le signal attendu est relativement faible.

Les structures basées sur les empilements CoFe/AlO₃/Al n'ont pas révélé de signal tangible. De ce fait il est difficile de tirer des conclusions vis-à-vis de ces structures. Néanmoins, la résistance de barrière étant très élevée ($>10 \text{ k}\Omega.\mu\text{m}^2$), les ratios de résistance prédits par les études théoriques sont de l'ordre de 10^{-6} à 10^{-5} . L'absence de signal pourrait donc s'expliquer du fait de ces fortes résistances.

Dans la suite de cette sous-section, les amplitudes de signal de spin expérimentales sont comparées aux attentes théoriques. Les structures simulées sont identiques à celles présentées au début de ce chapitre, c'est-à-dire des nanopiliers de section carrée, ayant des largeurs de 100nm. L'état de basse résistance correspond à une aimantation constituée de deux domaines d'aimantations opposées.

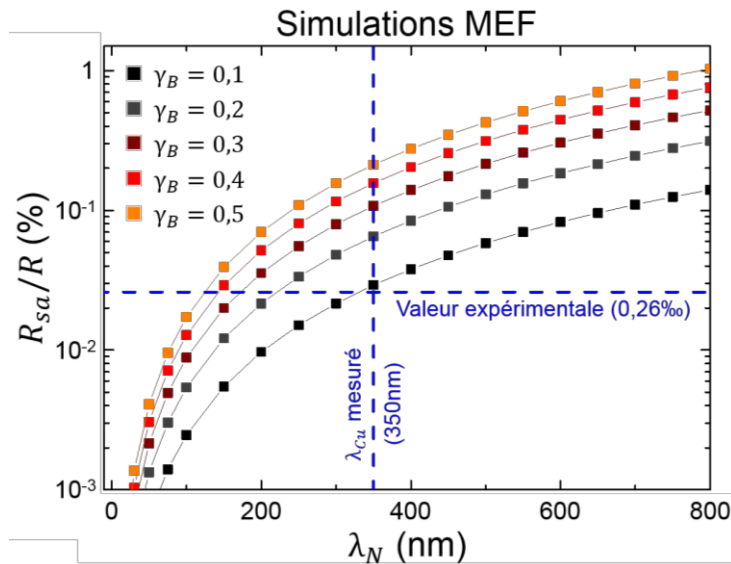


Figure 65

Résultats de simulations dans le cas d'une géométrie F/B/N/B, basées sur la méthode des éléments finis. Les paramètres matériaux sont ceux des couches utilisées (CoFe, Cu) à température ambiante. La résistance des barrières correspond à une RA de 100 $\Omega.\mu\text{m}^2$. Les ratios de signal obtenus ont été simulés pour plusieurs valeurs de γ_B et λ_N . En effet, ces deux paramètres sont difficiles à estimer dans notre structure. Les résultats de ces simulations sont ici comparés au ratio de signal expérimental de la Figure 62, et la valeur de λ_N est rappelée pour le cas d'une couche épaisse.

La polarisation de la barrière tunnel étant un paramètre primordial pour l'obtention de signaux conséquents, la Figure 65 représente les ratios de magnétorésistance simulés pour différentes valeurs de γ_B . Le graphique représenté ici permet en particulier de constater que les signaux obtenus sont cohérents par rapport aux signaux expérimentaux. Il est possible que la polarisation γ_B soit néanmoins bien inférieure à 0,3, qui est la valeur attendue pour les procédés de nanofabrication utilisés. En effet, cette polarisation a été mesurée²²⁵ pour des barrières d'épaisseur équivalente au sein d'empilements CoFeB/MgO/CoFeB. Le cuivre ayant un paramètre de maille de 3,6 Å, bien différent de celui de la barrière tunnel (4,2 Å), la cristallisation des barrières de MgO n'est probablement pas parfaite, modifiant possiblement sa résistance et sa polarisation.

De plus, les nanofils de cuivre étudiés dans les chapitres précédant ont permis d'obtenir des longueurs de diffusion de spin de respectivement 350nm et 600-700nm à température ambiante et à 10 K. Ces longueurs sont probablement invalides pour une couche de Cuivre de 5nm

d'épaisseur. En effet, comme souligné chapitre III, les longueurs de diffusion de spin sont fortement modifiées par les résistivités effectives des matériaux, et par l'épaisseur de leurs couches. Une couche fine de 5nm d'épaisseur est bien plus sensible aux défauts, menant à une chute possible des LDS²⁰³. De plus, le cuivre est très sujet aux processus d'oxydation. Après la gravure des piliers, ces derniers sont exposés à l'air. Cela peut entraîner une dégradation partielle de cette couche. Ainsi, en se référant à la Figure 65, une LDS de 200nm correspondrait à une polarisation d'interface de 0,2 et une LDS de 350 nm à une polarisation de 0,1. En tenant compte de ces différents facteurs, l'amplitude de signal obtenue est relativement proche des attentes théoriques.

Malgré la bonne correspondance des résultats expérimentaux et théoriques, il est nécessaire ici de préciser les limites de ces comparaisons. Les structures à sections circulaires disposent pour état à basse résistance d'une aimantation en vortex. Ainsi, ce ne sont pas deux ASs opposées qui relaxent. Les accumulations de spin locales ont des axes de quantification de spin décrivant l'ensemble du cercle trigonométrique, la moyenne de l'accumulation de spin étant nulle. Le cuivre ne disposant pas de couplage entre le spin des électrons, il est possible de supposer que ces relaxations se produisent linéairement deux à deux, étant alors équivalentes au cas uni-axial. Néanmoins, cette expérience n'est pas reproductible par les simulations basées uniquement sur deux populations de spin.

De même, dans le cas des nanopiliers de section en forme de flèche, l'anisotropie de forme induit des aimantations de domaines presque colinéaires, légèrement désaxées. Outre le problème de non-colinéarité, la composante d'aimantation transverse à l'axe principal est de même signe de part et d'autre de la paroi de domaine. Cette composante ne participe donc pas au signal de SAMR, ce qui diminue légèrement son amplitude. Enfin, les deux géométries sont différentes de la géométrie simulée, ce qui pourrait engendrer de faibles variations du signal. La géométrie en flèche a notamment une section plus conséquente que celle simulée. Mais là encore, il semble que les amplitudes de signal soient cohérentes avec les attentes théoriques.

2. Artefacts et effets magnétorésistifs

Les effets observés sont compatibles avec ce qui est attendu dans le cas de la SAMR. Néanmoins, de nombreux effets magnétorésistifs peuvent entrer en jeu dans de telles structures. Il est donc important de s'intéresser à ces derniers, afin de vérifier que leurs contributions possibles sont négligeables.

2.1 Différentes contributions magnétorésistives

Le passage d'un courant au travers d'un élément ferromagnétique ou sous l'application d'un champ magnétique peut induire différents effets magnétorésistifs tel que la magnétorésistance anisotrope⁸⁴, la magnétorésistance de magnons⁸⁵, l'effet Hall extraordinaire²²⁶, l'effet Hall planaire²²⁷, et la magnétorésistance de Lorentz¹⁸⁵.

La magnétorésistance anisotrope (AMR) influe sur la résistivité d'un matériau ferromagnétique. Celle-ci varie en fonction de l'angle entre l'aimantation de l'élément et la direction du courant. Cette dernière est de l'ordre de quelques pourcents dans les métaux de transitions⁸⁴. Pour les nanostructures SAMR fabriquées, la résistance de la couche ferromagnétique est égale à une vingtaine de milliohms d'après sa géométrie nominale. Ainsi, le signal d'AMR attendu est inférieur au milliohm. Ce signal est donc bien inférieur aux signaux observés ici (de l'ordre 20 mΩ à température ambiante, Figure 62 et Figure 64). De même, les signaux attendus dans le cas de la magnétorésistance de magnons⁸⁵ (MMR), de l'effet Hall extraordinaire²²⁶ (EHE), et de l'effet Hall planaire²²⁷ (EHP) sont de l'ordre de quelques pourcents de la résistance totale de la couche de CoFe. Ces signaux sont donc également bien inférieurs au signal observé, et n'ont pas nécessairement les bonnes symétries.

La magnétorésistance de Lorentz¹⁸⁵ modifie la diffusion d'un matériau sous l'effet d'un champ appliqué. Néanmoins, la résistance mesurée varie à faible champ (environ 5 à 40 mT), pour lequel la magnétorésistance de Lorentz est supposée négligeable. De plus, la Figure 64 permet de constater que plusieurs niveaux de résistance rémanents sont atteignables à champ nul.

2.2 Magnétorésistance tunnel anisotrope

Les structures étudiées ont pour empilement F/B/N/B, et sont de ce fait proche des structures réalisées dans le cadre de l'étude de la TAMR. Nous nous consacrons ici à l'étude de la TAMR afin de permettre la comparaison de cet effet avec les résultats obtenus sur notre système. Ceci a pour but de s'assurer que les signaux obtenus sont effectivement dus à de la SAMR, et non à de la TAMR.

2.2.1 Présentation de la TAMR

La TAMR a été initialement observée au travers de jonctions tunnel magnétiques basées sur des empilements Fe/Al₂O₃/FeCo (en 2000²¹⁶) et (Mn,Ga)As/AlAs/(Mn,Ga)As (en 2001²¹⁸), puis au travers de différentes structures telles que (Mn,Ga)As/GaAs/(Mn,Ga)As²¹⁹, Mn,Ga)As/ZnSe/(Mn,Ga)As²²⁸ et CoFe/MgO/CoFe²²¹. Le signal obtenu au cours de ces études dépend non seulement des configurations parallèles ou antiparallèles des électrodes (correspondant à la TMR), mais aussi de la direction d'aimantation de ces électrodes (correspondant à la TAMR).

Cette magnétorésistance est due aux couplages spin-orbite, et varie en fonction de l'angle entre l'aimantation d'une électrode et les axes cristallographiques des différents éléments. De ce fait, les structures réalisées nécessitent d'être hautement texturées, et donc en général épitaxiées, contrairement aux structures utilisées ici. Cette anisotropie engendre une variation de la densité d'états permettant le franchissement de la barrière tunnel, et ne requiert donc pas deux éléments ferromagnétiques. Une mesure de TAMR a néanmoins été observée au travers d'une barrière AlO_x amorphe²²¹.

Des signaux de TAMR ont été obtenus sur des structures ne disposant que d'une couche ferromagnétique tel que $(\text{Mn}, \text{Ga})\text{As}/\text{AlO}_x/\text{Au}$ ²²⁹, $\text{Fe}/i\text{-GaAs}/\text{Au}$ ²²⁰ et $(\text{Co}/\text{Pt})_n/\text{AlO}_x/\text{Pt}$ ²³⁰. Selon les structures, les signaux ont montré des variations de résistance lorsque la direction d'aimantation dans le plan ou hors du plan. Les signaux obtenus dans des MTJs se sont révélés de très forte amplitude, de l'ordre de 100 000%²¹⁹. Dans les structures ne comportant qu'un élément ferromagnétique, les variations de résistances observées sont de l'ordre de quelques pourcents ou dizaines de pourcents²³⁰. Ainsi, l'amplitude des signaux obtenus peuvent a priori correspondre à celle de signaux de TAMR. La sous-sous-section ci-dessous compare les expériences de TAMR aux conditions de mesures réalisées au cours de cette étude.

2.2.2 TAMR au sein des structures SAMR

En s'intéressant aux empilements multicouches, ainsi qu'aux signaux obtenus, plusieurs arguments permettent de confirmer que la magnétorésistance observée ici ne correspond pas aux effets de TAMR.

Tout d'abord, les structures utilisées dans ce Chapitre sont constituées d'une couche ferromagnétique polycristalline, limitant fortement les anisotropies possibles, nécessaires à la présence de TAMR.

De plus, à l'inverse de la TAMR, le signal attendu de SAMR dépend de la section des nanopiliers. En effet, lorsque la largeur des structures devient comparable ou supérieure à la LDS du matériau non-magnétique, le signal de SAMR attendu diminue. Au cours de notre étude, nous n'avons pas été en mesure de détecter de signal magnétorésistif dans les larges nanopiliers d'empilements $\text{CoFe}/\text{MgO}/\text{Cu}/\text{MgO}$. Dans l'hypothèse où les signaux obtenus proviennent d'effets TAMR, des signaux identiques seraient attendus.

Enfin, des mesures ont été réalisées pour des champs appliqués selon différentes directions de l'espace, ne permettant pas d'observer d'anisotropie (cf. Figure 66). Les signaux ont été mesurés sur les structures à section cylindriques pour des champs appliqués dans le plan et hors du plan. Le signal obtenu selon un champ normal présente une saturation bien supérieure à celui obtenu dans le plan, conformément au comportement attendu du fait de l'anisotropie de forme. L'amplitude de signal de spin observée jusqu'à saturation est néanmoins identique pour les mesures dans le plan et hors du plan.

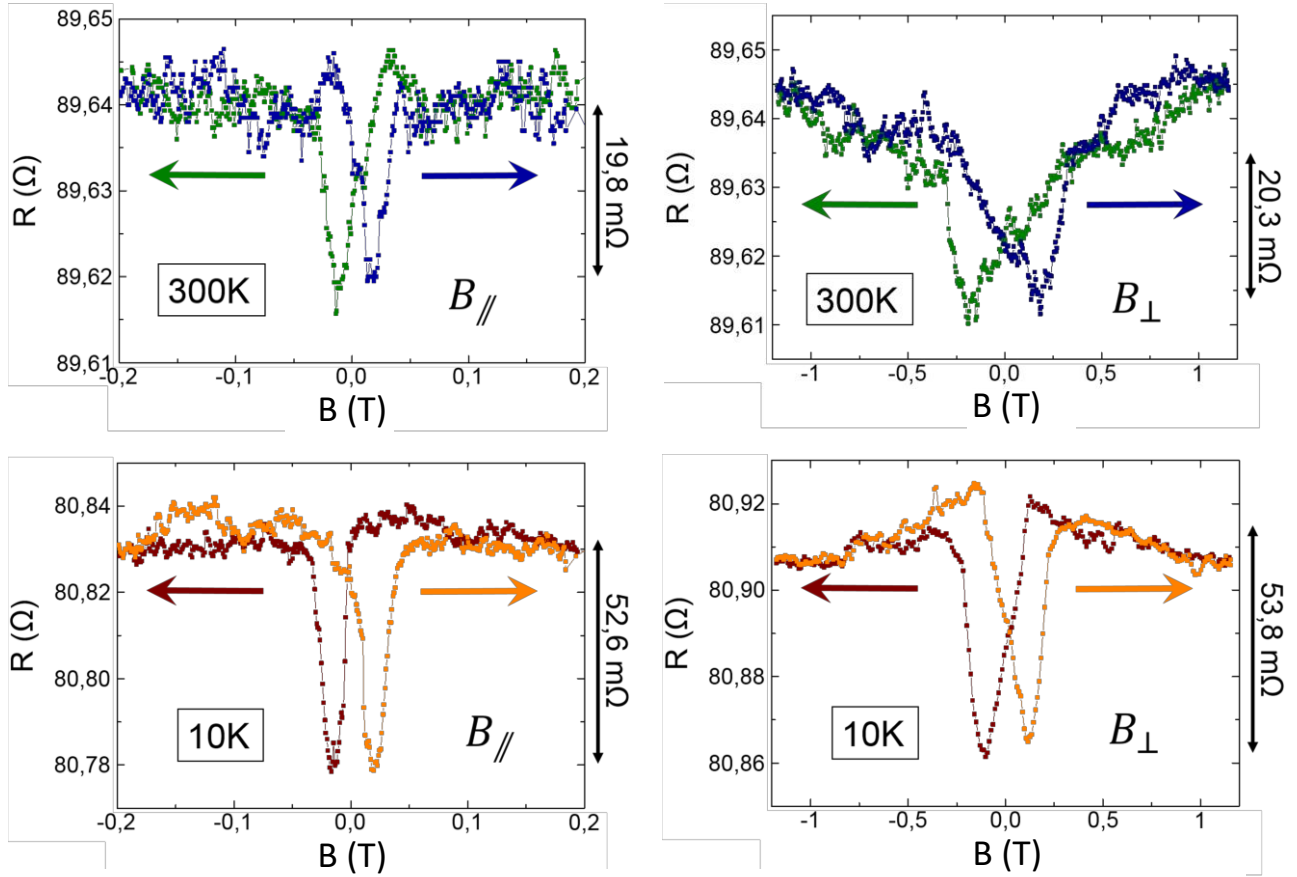


Figure 66

Comparaison des signaux observés sur une même structure pour des champs appliqués dans le plan ($B_{//}$, figure a et c) et perpendiculaire au plan ($B_{\perp}$ figure b et d), les mesures ayant été réalisées à température ambiante et à 10K. Les champs de saturation et les profils obtenus correspondent aux attentes théoriques de la SAMR. Les variations de signal de champ nul jusqu'à saturation correspondent pour les champs $B_{//}$ et $B_{\perp}$ à la fois à température nulle et à 10K. Les variations de résistance après saturation obtenues pour les champs $B_{\perp}$ ne relèvent néanmoins pas de la SAMR, et correspondent à un effet annexe. Celui-ci peut provenir d'un effet de champ, d'un effet thermique ou d'un autre effet magnétorésistif.

En définitive, les différents arguments présentés permettent d'infirmer l'hypothèse d'une contribution de TAMR dans les signaux mesurés.

3. Perspectives et choix des matériaux

3.1 Seconde campagne de nanofabrication

De nouvelles structures sont en cours de nanofabrication, disposant de barrières tunnel de plus faibles résistances ($r_B \sim 6 \Omega \cdot \mu m^2$). Ces structures permettraient théoriquement d'obtenir des

signaux jusqu'à cent fois plus élevés. Néanmoins, les procédés de dépôts et de recristallisation ne sont pas matures pour les couches B/N, et réaliser de fines barrières de MgO au-dessous et au-dessus d'une couche de Cu pourrait mener à une très faible polarisation de celles-ci.

Si les structures mènent à des variations de résistances de plus fortes amplitudes, différentes caractérisations seront alors possibles. La dépendance du signal en fonction de la largeur du nanopilier pourra notamment être étudiée (et comparée aux attentes théoriques équivalentes aux descriptions de la Figure 59 (a) et Figure 65). Ceci permettrait de caractériser l'efficacité de l'inter-relaxation des ASs lorsque les dimensions latérales augmentent. Une telle étude s'avère pour l'instant délicate, les signaux étant à la limite de détection.

De plus, une dépendance fine en angle du signal obtenu en fonction de la direction du champ appliqué (à la fois pour les directions du plan et hors plan) serait possible. Celle-ci permettrait d'infirmer la présence de toute anisotropie. Néanmoins, une telle dépendance s'est montrée également délicate à obtenir du fait des faibles signaux (nécessitant un fort temps d'intégration de la mesure de tension) couplés à la détérioration ponctuelle et aléatoire des structures.

3.2 SAMR, de forts signaux possibles ?

Il est possible d'adapter les structures SAMR selon une géométrie équivalente à celle des *racetrack memories* ou des DW-MRAMs. Pour une telle géométrie, un canal magnétique permettant la propagation de paroi de domaines sert à écrire l'information, alors qu'un empilement B/N/B au-dessus des sites de piégeage permettrait de lire cette information. Néanmoins, un signal de spin SAMR conséquent serait nécessaire.

L'utilisation de matériaux semi-conducteurs tels que le Si ou le graphène en tant que couche non-magnétique pourrait être une méthode d'obtention de signaux conséquents via des structures SAMR. En effet, en considérant les très longs temps de vie de spin obtenu pour des matériaux tel que du silicium n-Si^{231,232} faiblement dopé en phosphore ($\tau_{sf} \sim 100-1000$ ns), il est possible d'utiliser des résistances de barrières élevées, générant des accumulations de spin bien supérieures. Les mobilités obtenues pour ces matériaux n-Si valant typiquement²³¹ 100-1000 cm²/Vs, les longueurs de diffusions de spin attendues sont de l'ordre de plusieurs dizaines de microns.

En couplant cette forte résistance de spin R_N à des matériaux ferromagnétiques ayant une forte polarisation, tel que des Heuslers, et des barrières de résistances adaptées (ici 10⁵ Ω.μm²), les variations de résistance prédites par le modèle atteignent des signaux de l'ordre de 70%. Ainsi, les structures SAMR permettent théoriquement l'obtention de signaux conséquents.

Conclusion

Résumé des résultats obtenus

Les principaux résultats obtenus dans le cadre de cette thèse concernent les effets d'accumulation de spin et de magnétorésistance dans des nanostructures latérales.

J'ai tout d'abord étudié le transport de spin dans des VSLs CoFe/Cu et CoFe/Al en réalisant des mesures non-locales, et en particulier une étude de la dépendance du signal de spin avec la distance-inter-électrodes. Ces résultats, présentés **Chapitre II**, ont permis de déterminer les paramètres du transport de spin des différents matériaux utilisés. L'injection et la détection de purs courants de spin à l'aide d'électrodes de CoFe m'ont permis d'obtenir des signaux de spin un ordre de grandeur supérieur à ceux mesurés pour des structures exploitant du NiFe. J'ai pu expliquer cet effet par l'importante résistance de spin et la forte polarisation du CoFe.

Le **Chapitre III** présente une seconde méthode de caractérisation des paramètres matériaux du transport de spin. Cette étude se base sur l'absorption d'un pur courant de spin dans un canal de relaxation supplémentaire. Les résultats obtenus m'ont permis de démontrer que l'utilisation de méthodes d'absorption de spin permet de déterminer les paramètres de transport de spin des matériaux ferromagnétiques. En effet, à l'aide de ces mesures, nous avons obtenus de manière décorrélée les polarisations et les longueurs de diffusion de spin des matériaux Co, NiFe et CoFe. De plus, nous avons caractérisé les LDS des matériaux non-magnétiques Pt et Ta, et ce indépendamment de leurs taux de conversion charge-spin. Ces mesures pourraient ainsi contribuer à répondre aux controverses concernant les taux de conversion dans de tels matériaux, qui se posent actuellement en raison du rôle commun joué par les termes θ_{SHE} et λ . Enfin, nous avons réalisé des mesures d'absorption de spin pour un absorbeur de CoFe ayant une aimantation transverse à l'orientation des spins injectés. Nous avons déterminé une longueur d'absorption effective transverse ($\lambda_{\perp} = 4,3 \text{ nm}$) qui correspond aux différents mécanismes de relaxation non-colinéaires.

Le **Chapitre IV** porte sur l'étude de l'effet Hanle. Les résultats présentés mettent en évidence la première observation d'effets Hanle dans une configuration GMR. Une telle mesure mène de manière surprenante à des résistances de GMR inférieures à la résistance de l'état parallèle, par annihilation des ASS. De plus, les signaux de GMR Hanle obtenus nous ont permis de déterminer les paramètres du transport de spin, de façon similaire à ce qui est réalisé dans les mesures d'effet Hanle non-locales conventionnelles. Nous avons également caractérisé les longueurs d'absorption effectives transverses du CoFe à température ambiante et à 10K.

L'utilisation des géométries latérales a permis au cours du **Chapitre V** d'illustrer différents avantages offerts par de telles géométries. Nous avons dans premier temps démontré que les géométries latérales peuvent mener à la génération de forts signaux de spin, avec des ratios de GMR spectaculaires excédant les 10%. Dans un second temps nous avons présenté différentes structures réalisables par l'usage de géométries latérales. Ces dernières s'appuient principalement sur la possibilité de créer des circuits plus élaborés que dans le cas

d'empilements multicouches, et sur la possibilité de contrôler les propriétés magnétiques des électrodes via leur anisotropie de forme. Il nous a également été possible de mettre en évidence des structures exploitant les différents degrés de liberté du spin porté par les électrons $\mathbf{s}$.

Enfin, le **Chapitre VI** a permis de mettre en évidence expérimentalement l'effet de SAMR, qui avait été prédit théoriquement lors de la thèse de W. Savero-Torres. Cette structure consiste en un nanopilier dont la géométrie de la section est optimisée afin de contrôler les propriétés magnétiques de la couche ferromagnétique. Ce dispositif SAMR se base sur un transport de spin à la fois vertical et latéral et ne nécessite qu'un élément ferromagnétique, au contraire des JTMs. Nous avons montré que si les effets observés sont relativement faibles, ils pourraient a priori être optimisés, et qu'ils se distinguent d'autres magnétorésistances bien identifiées comme la TAMR.

Perspectives

L'utilisation des géométries latérales, en vue de tirer parti des trois dimensions spatiales et des différentes orientations de spin, est un intéressant axe de développement de la spintronique. Les perspectives d'utilisations de structures spintroniques à la fois latérales et verticales offrent de nombreuses possibilités en termes de stockage et traitement de l'information via le transport de courant de spin.

De forts signaux de spin sont néanmoins nécessaires pour que les structures latérales présentent un réel intérêt. Le développement de VSLs de très faibles dimensions permettrait l'obtention de très forts signaux de GMR. De plus, le remplacement des matériaux ferromagnétiques métalliques par des alliages tel que les Heusler pourrait mener à une augmentation conséquente de nos signaux de spin. Le choix des matériaux non-magnétiques (à l'instar des matériaux semiconducteurs, du graphene ou des nanotubes de carbone) ainsi que l'optimisation des interfaces F/N par insertion de barrières tunnel permettrait aussi d'amplifier ces signaux. Les structures métalliques, plus simples à réaliser, nous ont permis de tester différents concepts de dispositifs qui pourraient être optimisés en utilisant ces nouveaux matériaux.

L'étude de l'absorption de spin transverse nécessite un travail de description théorique et d'exploration expérimentale plus poussé. En effet, ces mesures de transport pourraient permettre de déterminer des paramètres fondamentaux du transfert de spin tels que la conductance avec mélange de spin $G^{\uparrow\downarrow}$. Les mesures de ces grandeurs étant sujettes à de fortes controverses, une telle étude pourrait donc se révéler prometteuse.

Des expériences de transfert de spin sont en cours, en collaboration avec M. Klaui *et al.* Celles-ci consistent à injecter dans un nanodisque ferromagnétique une accumulation de spin d'axe de quantification contrôlable via l'utilisation de deux électrodes d'injection orthogonales (cf. Chapitre V). Ainsi, l'objectif de cette étude est de moduler le couple appliqué à l'aimantation du nanodisque via la direction des spins injectés. Ceci pourrait permettre de contrôler la direction de l'aimantation de ce nanodisque dans le plan, via la seule injection de courants. Une mesure de cette direction d'aimantation peut s'opérer par injection d'un courant au travers du nanodisque comme présenté au **Chapitre V**. De plus, un élément ferromagnétique de géométrie différente et disposant de plusieurs directions préférentielles (tel qu'un polygone) pourrait être envisagé afin de stocker l'information sur différents niveaux discrets.

La SAMR décrite **Chapitre VI** pourrait permettre la conception de structures basées sur une unique couche ferromagnétique. Une caractérisation de l'empilement multicouche optimal est nécessaire afin d'obtenir des ratios de magnétorésistance conséquents. Une nouvelle campagne de nanofabrication de JTM a ainsi été initiée.

Contribution personnelle

Au cours de cette thèse, j'ai eu la chance de pouvoir développer mes compétences dans des domaines très diversifiés. En effet, l'équipe au sein de laquelle j'ai réalisé mon doctorat m'a formé à de nombreuses méthodes de nanofabrication, dont l'utilisation des techniques de lithographies UV et électronique, et des procédés de dépôt et techniques de transfert associées. Je me suis notamment formé à l'utilisation du masqueur électronique et aux méthodes de réalignement. J'ai été autonome sur l'intégralité des procédés de nanofabrication, pour les différentes structures latérales utilisées (**Chapitre II, III, IV et V**). Les nanopiliers SAMR présentés **Chapitre VI** ont quant à eux été fabriqués en partenariat avec un second groupe de mon laboratoire (R. Sousa *et al.*, du groupe MRAM) ; j'ai de mon côté pris part aux étapes de lithographie électronique. J'ai en outre réalisé la caractérisation de l'ensemble de ces structures via les mesures de transport présentées au cours de cette thèse, et effectué l'analyse de l'intégralité des résultats expérimentaux obtenus. Seules les VSLs utilisant des électrodes de NiFe (présentées **Chapitre II**) avaient été nanofabriquées et mesurées par P. Laczkowski en 2012.

Cette thèse m'a également permis d'étudier la théorie du transport de spin, notamment via le développement des modèles analytiques. W. Savero-Torres et A. Marty ayant développé une méthode générique pour la détermination des potentiels électrochimiques dans les hétérostructures, la simple application de cette méthodologie a été suffisante pour le cas du transport colinéaire. Le développement des modèles analytiques dans le cas du transport non-colinéaire (tel que l'effet GMR Hanle) a néanmoins constitué un travail distinct, car le transport non-colinéaire n'est pas pris en compte dans la méthode des résistances de spin. J'ai réalisé l'ensemble des simulations présenté au cours de cette thèse, en me basant sur le code développé par A. Marty.

Un certain nombre de résultats présentés dans ce manuscrit ont déjà été publiés :

- L'étude des amplitudes de signal de spin en configuration non-locale présentée **Chapitre II** a été publiée dans le journal *IOP Nanotechnology*¹³⁷.
- Les études des amplitudes de signal de spin obtenues dans des structures latérales ainsi que des perspectives fonctionnelles offertes par la géométrie latérale présentée **Chapitre V** ont été publiées dans le journal *Scientific Report*²⁰².

J'ai également mis à profit différentes compétences expérimentales en participant à divers projets, ce qui m'a permis d'être co-auteur de plusieurs études :

- J'ai réalisé un projet consistant à tirer parti de champs d'Ampère afin d'injecter à bas champ des parois de domaines magnétiques dans des fils de NiFe. Ces résultats ont été publiés en 2016 (Zahnd G. *et al.*, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*¹⁴⁴). Néanmoins, ce travail ne s'inscrivant pas dans l'unicité de mon projet de thèse, j'ai préféré ne pas le présenter dans ce manuscrit.

-
- J'ai contribué au développement et à la réalisation d'hétérostructures latérales ayant pour but de déterminer les taux de conversion charge-spin dans les matériaux SHE. (Pham V.T. *et al.*, *Nano lett.*⁶¹)
 - J'ai contribué à l'utilisation de matériaux SHE afin de détecter des parois de domaines magnétiques. (Pham V.T. *et al.*, *Applied Phys. Lett.*¹⁴⁶)
 - Une étude nous a permis de démontrer que le piégeage de paroi de domaines magnétiques peut être exploité pour générer des pures courants de spin de forte intensité. (Savero-Torres W. *et al.*, *Applied Phys. Lett.*¹⁵²)
 - Enfin, j'ai pu participer à diverses caractérisations de matériaux SHE, d'interfaces Rashba-Edelstein et d'isolants topologiques par méthode de pompage de spin. Ces travaux sont en cours de publication.

Un certain nombre d'études présentées dans ce manuscrit devraient également faire l'objet de publications :

- Les caractérisations de l'absorption de spin au travers d'éléments ferromagnétiques et SHE présentées lors de la première partie du **Chapitre III** est en cours de soumission dans le journal *Applied Physic Letters*.
- Un article concernant les mesures de GMR Hanle présentées **Chapitre IV** est en cours de rédaction.
- Un article concernant la caractérisation de l'absorption de spin dans un matériau ferromagnétique d'aimantation transverse présenté lors de la première partie du **Chapitre III** est en cours d'écriture, mais nécessite une interprétation quantitative des longueurs effectives obtenues, notamment en lien avec des simulations par éléments finis généralisés au cas non colinéaire.
- Un article concernant la magnétorésistance SAMR présenté **Chapitre VI** est en cours d'écriture. La fabrication de nouveaux nanopiliers est également en cours afin d'obtenir des amplitudes de signal de spin supérieures.

Annexe I : Méthodes de nanofabrication

1. Nanofabrication des structures latérales

1.1 Procédé de nanofabrication

La majeure partie de la nanofabrication a été réalisée en salle blanche, à la Plateforme de Technologie Amont (PTA). A l'exception des travaux présentés chapitre VI, l'ensemble des structures étudiées sont des nanostructures latérales déposées sur un substrat de SiO_2 . Le choix du substrat provient principalement du fait que la déposition des matériaux y est facile, et que la résistivité de ce dernier est supérieure à la résistivité des substrats de Si. Ceci permet de s'affranchir des effets de courants de fuite au travers du substrat, principalement lorsque la structure est de petites dimensions.

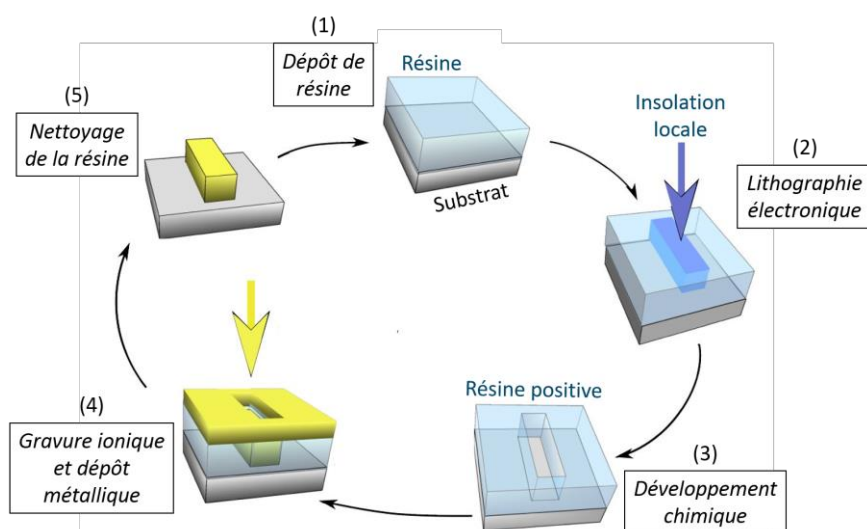


Figure 67
Différentes étapes de la nanofabrication schématisées en cycle. Celui-ci est répété pour chaque matériau déposé. Le schéma illustratif utilisé ici provient de la thèse de P. Laczkowski¹⁴¹

Les principales phases de fabrications sont les suivantes : la résine est déposée sur le substrat, puis une étape de lithographie électronique permet d'insoler la résine localement. Le développement chimique permet de retirer la résine de certaines zones, en fonction de l'insolation électronique précédente. Ensuite, le matériau souhaité est déposé par procédé d'évaporation au travers du motif défini par la résine. Une étape de gravure ionique réalisée avant ce dépôt de matériau permet de nettoyer le fond des tranchées de résine. Cette étape additionnelle est nécessaire pour obtenir un contact électrique. Enfin, le lift-off permet de retirer l'ensemble de la résine résiduelle. Ce cycle est répété autant de fois que la structure dispose de matériaux différents.

1.2 Lithographie électronique

Les étapes de lithographie électroniques ont été réalisées sur le masqueur électronique Jeol 5D2U opérant à 100 keV à la PTA. Un faisceau électronique est focalisé au travers d'un système optique afin de permettre l'insolation locale de la résine. Le substrat est situé sur une pièce mobile déplaçable par des moteurs et contrôlée en position par interférométrie laser. Cette combinaison permet une écriture précise sur de grandes surfaces.

Le profil d'intensité gaussien du faisceau électronique couplé à la diffusion d'électrons de haute énergie dans le matériau sous la résine peut induire une insolation adjacente de la résine, ce sont les effets de proximités. De ce fait les nanofils obtenus sont plus large que les valeurs nominales. Nous avons donc adapté les temps d'insolation et les largeurs nominales du motif, afin de corriger cet élargissement. Pour une largeur de fils souhaité de 50 nm, (cf. Chapitre II, III, IV, et V) la largeur des motifs est en réalité de 40 nm.

Nous avons utilisé la résine PMMA, dont la résolution est de 4-7 nm. Nous avons utilisé selon les situations des dilutions de PMMA/MMA de 4% ou de 2%. Le choix de ces dilutions permet d'obtenir des épaisseurs de résines plus ou moins grandes (270 nm et 90 nm respectivement). Cette épaisseur peut se montrer critique, notamment lorsque le motif prévoit deux nanofils parallèles proches. Pour cet exemple les étapes de lithographie et de développement mènent à la création d'un mur de résine au niveau de l'entre-fils. Si ce mur est trop fin et trop haut, le masque de résine peut s'effondrer. Une couche fine de résine (2%) s'est dans ce cas révélée nécessaire. Il est d'autre part possible de superposer deux couches de résine. En effet la résine PMMA diluée à 2% s'insole plus facilement que la résine diluée à 4%. L'utilisation d'une bicouche permet donc d'obtenir des profils de bord de résine en dévers ou en surplomb. Cette solution permet de limiter les redépôts de matière lors de l'étape de gravure ionique.

Lors de l'étape de lithographie, différentes intensités de faisceau sont possibles (de l'ordre du nano-ampère). Cette intensité détermine la vitesse d'insolation ainsi que sa précision. De même, le choix de plus faibles diaphragmes permet d'atteindre des diamètres de faisceaux plus réduits. Enfin, le choix des doses locales d'insolation, c'est-à-dire du temps pour lequel le faisceau insole une zone, est le paramètre permettant de finir l'ajustement des conditions d'insolations. Nous avons utilisé principalement des intensités de faisceau de 1nA et une taille de faisceau de 2 à 7 nm. Nous avons augmenté les doses locales d'insolation pour les petites géométries et tenu compte de la densité de motif afin de tenir comptes des effets de proximité.

1.3 Gravure et dépôt

Nous avons réalisé le développement de la résine PMMA à l'aide d'une dilution MIBK_{0.33}/IPA_{0.67} (30 secondes de développement), suivi d'une solution d'arrêt IPA. L'étape suivante est alors le dépôt de matériau via un bâti d'évaporation. Cette étape peut être précédée de gravure ionique d'Argon *in situ*.

Il est possible de réaliser des dépôts sous angle¹⁶¹, permettant de ne déposer le matériau que dans les tranchées orientées selon une direction. En effet, un dépôt sous angle et une résine épaisse induisent des zones d'ombres en fond de tranchées. Cette méthode a pour avantage de réduire le nombre de lithographies requises, en réalisant *in-situ* le dépôt de différents matériaux : en appliquant des angles planaires distincts, les zones d'ombres et de dépôt diffèrent. Ces dépôts sont réalisés en une seule séquence de dépôt *in-situ*, assurant des interfaces propres. Lors de ma thèse, j'ai eu recours à des dépôts sous angle, notamment pour la création des structures présentées Chapitre III afin de m'affranchir de conditions de gravures incompatibles entre trois matériaux.

2. Nanofabrication des structures SAMR

La fabrication des échantillons présentés chapitre VI est le fruit d'une collaboration avec Mr R. Sousa, avec l'aide de Mme Lamard, Mr Auffret, Mr Guelfucci et Mr Lavaitte. Pour l'obtention de nanopilliers, la première étape de fabrication consiste en l'élaboration et la cristallisation de l'empilement pleine plaque. Cette étape n'a pas été réalisée par moi-même. Les dépôts ont été effectués pleine plaque sur des substrats de SiO₂/Si de 50 et 100mm, par pulvérisation cathodique. L'empilement décrit dans le chapitre VI, est rappelé ci-dessous (Figure 68). La multicouche a ensuite été soumise à un recuit afin de permettre la recristallisation des différents éléments. Une des difficultés du procédé est que le cuivre présente des paramètres de maille différent de celui du MgO, et il est possible que la recristallisation des barrières ne soit pas parfaite. Une fois l'étape de recuit achevée, une couche de contact de Ta de 150nm a été déposée.

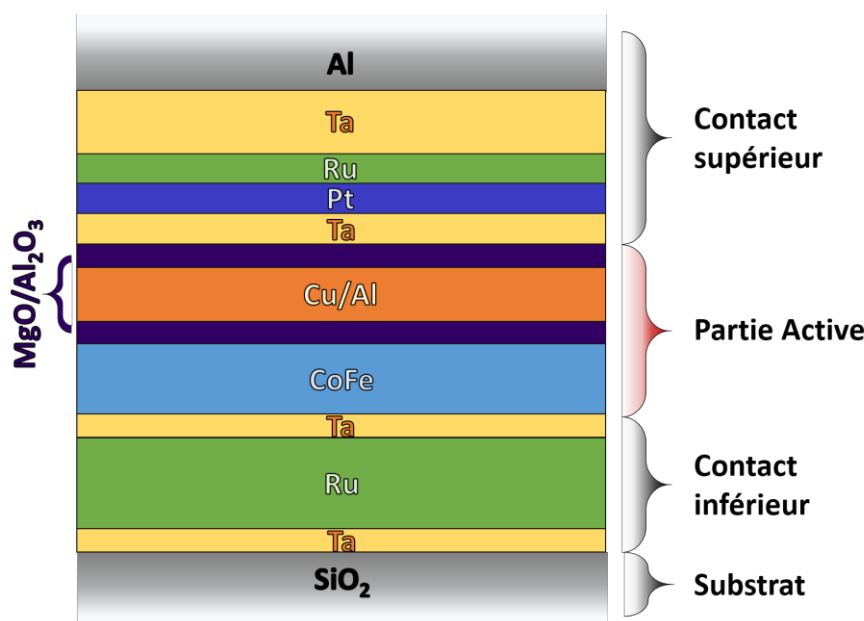


Figure 68

Empilement d'une structure SAMR comportant deux barrières. Les dépôts inférieurs de Ta (3nm) / Ru (30nm) / Ta (3nm) servent à définir la reprise de contact pour l'électrode inférieure. Les dépôts supérieurs de Ta (3 nm) / Pt (2 nm) / Ru (5 nm) servent à faciliter la reprise de contact de l'électrode supérieure, protègent la partie active au cours du recuit, et permettent de définir la phase cristalline des couches inférieures lors de ce même recuit. Les couches de Ta et Al sont déposées au cours d'étapes ultérieures de la nanofabrication.

Une fois la structure multicouche obtenue, une étape de lithographie électronique permet d'obtenir le réseau des nanopilliers souhaité et les motifs d'alignements des étapes suivantes. Le masque est défini par lift off de Pt ou de Cr d'une dizaine de nanomètre d'épaisseur et dont la dimension latérale définit les formes (en rond ou en flèches) et les tailles des piliers étudiés.

La suite de la nanofabrication n'a pas été réalisée par moi-même. Une fois la résine développée, la plaque a été gravée dans son ensemble par procédé de RIE. Cette gravure chimique (Fluorée) permet d'attaquer la couche supérieure de Ta et de réaliser un pilier de Ta épais de 150 nm tout en conservant la taille latérale définie à l'étape d'avant. La suite de la gravure de l'empilement magnétique se fait par IBE, c'est-à-dire une gravure chimiquement inerte. Celle-ci s'accompagne en temps réel d'une mesure de spectroscopie de masse, caractérisant les particules libérées dans le vide de la chambre, permettant de poursuivre la gravure jusqu'à ce que l'élément de la couche d'arrêt (ici le Ru) soit détecté. L'épaisseur de Ta protège la multicouche durant tout le procédé de gravure, menant à la création des nanopilliers. Une seconde étape de lithographie (suivie d'une seconde étape de gravure) permet ensuite de définir les électrodes de contact inférieur. La plaque est alors protégée par une couche de résine planarisante (accuflow) qui isole les piliers. Afin de connecter les électrodes inférieures, une lithographie insole localement l'accuflow, qui est ensuite attaquée via une gravure O_2 . Le temps de gravure permet de déterminer la hauteur d'accuflow. Une dernière lithographie permet de définir les contacts supérieurs (macroscopiques). L'accuflow est alors gravée de son surplus de hauteur vis-à-vis de la hauteur du pilier, après quoi une reprise de contact électrique est réalisée.

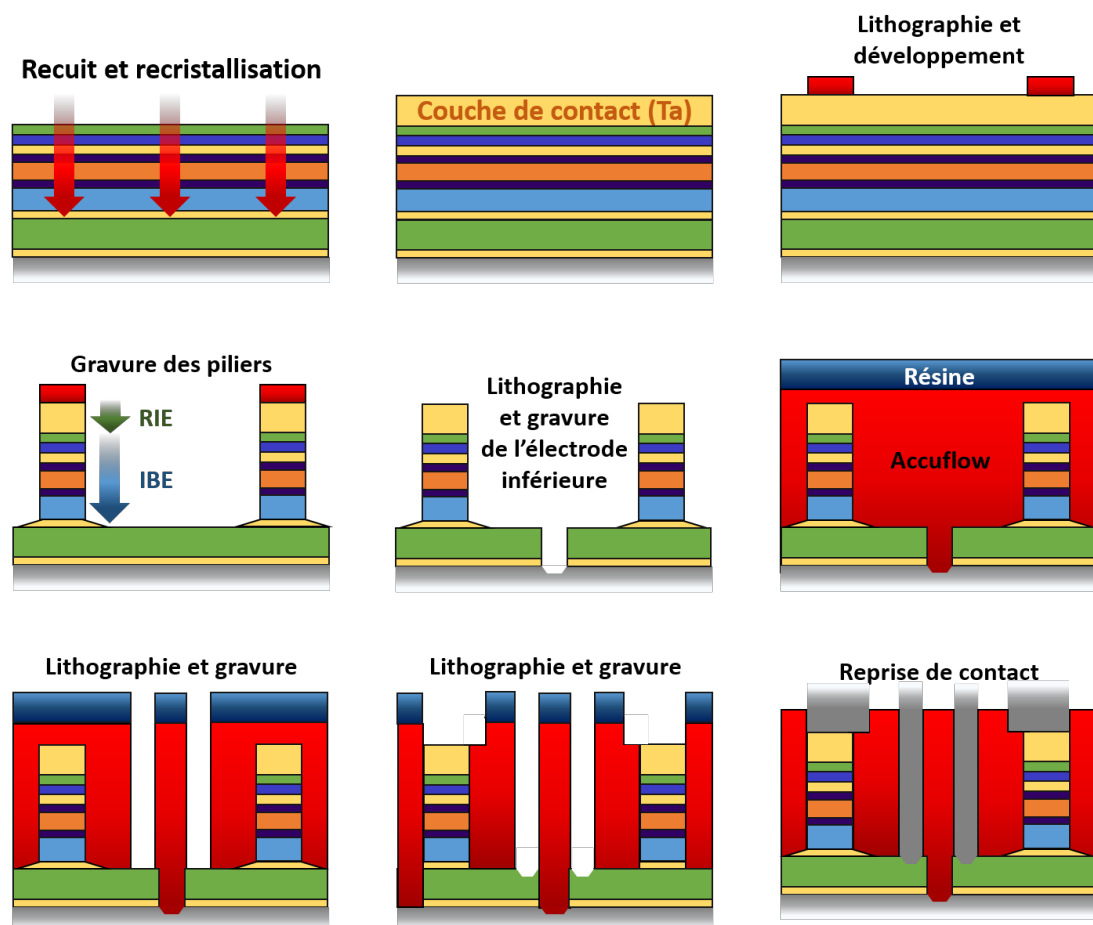


Figure 69
Schéma représentant les différentes étapes de traitement de la structure multicouche pleine plaque.

Annexe II : Modèles analytiques

1. Modèle des résistances de spin

1.1 Description de la méthode

Une méthode systématique permettant l'obtention du signal de spin attendu pour une structure et une configuration de mesure données a été développée par W. Savero-Torres *et al.*⁹⁵ Cette méthode nous a permis au cours de ma thèse de déterminer l'expression analytique de nombreux systèmes. Dans cette sous-section, la méthode des résistances de spin est explicitée. Celle-ci nécessite de ramener la nanostructure à un réseau de résistances de spin, connectées de manière à représenter la structure au mieux. Ce réseau de spin comprend alors des nœuds, définis par les zones de contacts. Chaque circuit de résistances de spin correspond à une matrice carrée symétrique $\bar{M}$.

Une structure comportant n nœud équivaut à une matrice $n \times n$, dont les termes m_{ij} , $(i, j) \in [1; n]^2$ vérifient :

- $m_{ii} = \sum_k \frac{1}{R_k \tanh\left(\frac{L_k}{\lambda_k}\right)}$, où R_k est la résistance de spin de tout élément contactant le nœud i , L_k et λ_k étant alors la longueur et la LDS du matériau le constituant.

- $m_{ij} = \sum_k \frac{1}{R_k \sinh\left(\frac{L_k}{\lambda_k}\right)}$, où R_k est la résistance de spin de tout élément contactant à la fois les nœuds i et j , L_k et λ_k étant alors la longueur et la LDS du matériau le constituant. Si ces deux nœuds ne sont pas directement liés, alors $m_{ij} = 0$.

La matrice obtenue est intrinsèque à la structure et ne dépend pas de la configuration de mesure utilisée. En revanche, cette configuration mène à la définition de deux vecteurs de n termes. Le premier vecteur $\overrightarrow{B_{cur}}$ décrit le circuit de courant injecté. Le $i^{\text{ème}}$ terme vaut 0 si le courant ne traverse pas le nœud i . Si le courant le traverse, passant de l'élément k à l'élément $k + 1$, ce terme vaut $P_k - P_{k+1}$, P_k et P_{k+1} étant la polarisation de leurs matériaux constitutifs. Le deuxième vecteur $\overrightarrow{B_{vol}}$ se construit de manière similaire, mais considère de son côté le circuit définissant la mesure de tension. Avec, T et -1 les opérateurs matriciels correspondant à la transposition et l'inversion, le signal de spin obtenu pour la mesure considérée s'obtient par le calcul de l'expression :

$$R_s = \overrightarrow{B_{cur}}^T \bar{M}^{-1} \overrightarrow{B_{vol}}$$

Équation 56

1.2 Application du modèle du spin résistor aux différentes structures étudiées

La méthodologie détaillée dans la sous-section précédente permet de déterminer les signaux de spin attendus pour les différentes mesures réalisées au cours de ma thèse. Cette méthode est donc appliquée ici pour chacun des cas étudiés lors des Chapitres II, III, V et VI.

1.2.1 Mesure non-locale et GMR

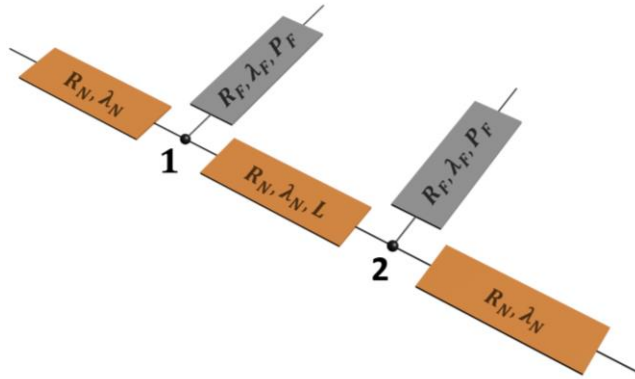


Figure 70

Réseau de spin équivalent à une vanne de spin latérale. La grandeur L correspond à la distance inter-électrodes.

Une vanne de spin latérale peut se décrire par le réseau de résistances de spin présenté Figure 70. Ainsi, la matrice associée s'écrit :

$$\bar{M} = \begin{bmatrix} p & -q \\ -q & p \end{bmatrix}$$

$$p = \frac{1}{R_N} + \frac{1}{R_F^*} + \frac{1}{R_N \tanh\left(\frac{L}{\lambda_N}\right)}$$

$$q = \frac{1}{R_N \sinh\left(\frac{L}{\lambda_N}\right)}$$

Équation 57

la résistance de spin du matériau ferromagnétique étant égale à $R_F^* = \frac{R_F}{1-P_F^2}$. Cette matrice est intrinsèque à la géométrie de la vanne de spin latérale : elle ne change pas pour les mesures GMR et non-locale. En revanche, pour ces mesures, les configurations de branchement diffèrent, tant pour le courant injecté que pour la tension mesurée. Il vient ainsi pour la mesure non-locale :

$$\overrightarrow{B_{cur_{NL}}} = \begin{bmatrix} P_F & -P_N \\ 0 & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_F \\ 0 \end{bmatrix}$$

$$\text{et } \overrightarrow{B_{vol_{NL}}} = \begin{bmatrix} 0 \\ P_F \end{bmatrix}$$

Équation 58

Dans le cas de la mesure GMR, le courant traverse les deux interfaces, et la tension sonde ces deux mêmes interfaces. De ce fait,

$$\overrightarrow{B_{cur_{GMR}}} = \overrightarrow{B_{vol_{GMR}}} = \begin{bmatrix} P_F - P_N \\ P_N - P_F \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_F \\ -P_F \end{bmatrix}$$

Équation 59

Les signaux de spin s'écrivent alors :

$$\Delta R_{NL} = \overrightarrow{B_{cur_{NL}}}^T \bar{M}^{-1} \overrightarrow{B_{vol_{NL}}} = \frac{4R_N \left(P_F \frac{R_F^*}{R_N} \right)^2 \times e^{-L/\lambda_N}}{\left(1 + 2 \frac{R_F^*}{R_N} \right)^2 - e^{-2L/\lambda_N}}$$

Équation 60

$$\Delta R_{GMR} = \overrightarrow{B_{cur_{GMR}}}^T \bar{M}^{-1} \overrightarrow{B_{vol_{GMR}}} = \frac{8 P_F^2 R_F^{*2} R_N}{(R_N + 2R_F^*)^2 e^{\frac{L}{\lambda_N}} - R_N^2 e^{-\frac{L}{\lambda_N}}}$$

Équation 61

1.2.2 Mesure d'absorption de spin

La structure exploitée dans le chapitre III peut être décrit par le schéma de résistance de spin de la Figure 20. Celui-ci assimile la bicouche constituée de l'absorbeur et du canal non-magnétique à un matériau effectif de polarisation nulle et de LDS λ_N^* . Cette description proposée par Laczkowski *et al.*⁵⁰ permet de tenir compte de la surface de contact de ces deux matériaux. L'expression de λ_N^* est fournie Chapitre III.

Considérant le réseau de résistances de spin décrit Chapitre III (Figure 20), l'expression matricielle équivalente à la nanostructure est :

$$\bar{M} = \begin{bmatrix} p & -r & 0 & 0 \\ -r & q & -s & 0 \\ 0 & -s & q & -r \\ 0 & 0 & -r & p \end{bmatrix}$$

$$p = \frac{1}{R_N} + \frac{1}{R_F^*} + \frac{1}{R_N \tanh\left(\frac{L - w_A}{2\lambda_N}\right)}$$

$$q = \frac{\lambda_N}{R_N \lambda_N^* \tanh\left(\frac{w_A}{\lambda_N^*}\right)} + \frac{1}{R_N \tanh\left(\frac{L - w_A}{2\lambda_N}\right)}$$

$$r = \frac{1}{R_N \sinh\left(\frac{L - w_A}{2\lambda_N}\right)}$$

$$S = \frac{\lambda_N}{R_N \lambda_N^* \sinh(\frac{W_A}{\lambda_N^*})}$$

Équation 62

Ici, $R_i = \frac{\rho_i \lambda_i}{A_i}$ est la résistance de spin des nanofils composés du matériau i , et A_i est leurs sections efficaces. Le matériau F est le matériau constituant les électrodes. L est la distance inter-électrode. Puisque le courant est injecté au travers du nœud 1 (Figure 20) et que la tension est détectée au travers du nœud 4, les vecteurs associés sont :

$$B_{cur} = \begin{bmatrix} P_F - P_N \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_F \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \text{ et } B_{vol} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ P_F \end{bmatrix}$$

Équation 63

Le signal de spin s'écrit donc comme il suit :

$$\Delta R_s = \overrightarrow{B_{cur}}^T \bar{M}^{-1} \overrightarrow{B_{vol}}$$

$$\Delta R_s = \frac{2r^2 s P_F^2}{(r^2 - pq)^2 - p^2 s^2}$$

Équation 64

1.2.3 Systèmes SAMRs

Une interface F/N ne correspond qu'à un seul nœud, de ce fait la matrice des résistances de spin et les vecteurs de courant et tension se ramène à un scalaire :

$$M = \frac{1}{R_N} + \frac{1}{R_F^*}$$

$$B_{cur} = B_{vol} = P_F$$

Équation 65

La mesure en deux points réalisée donne donc lieu au signal de spin

$$\Delta R_s = B_{cur} M^{-1} B_{vol} = P_F^2 \frac{R_N R_F^*}{R_N + R_F^*}$$

Équation 66

Le cas d'une interface F/B/N se décrit par une matrice de dimension 2 :

$$\bar{M} = \begin{bmatrix} p & -r \\ -r & q \end{bmatrix}$$

$$p = \frac{1}{R_B^*} + \frac{1}{R_F^*}$$

$$q = \frac{1}{R_N} + \frac{1}{R_B^*}$$

$$q = \frac{1}{R_B^*}$$

Équation 67

Ici, R_B^* est la résistance de spin de la barrière (de polarisation γ_B). La matrice ci-dessus correspond au cas pour lequel le retournement des spins à l'interface n'est pas considéré ($\delta_B = 0$). Les vecteurs $\overrightarrow{B_{cur}}$ et $\overrightarrow{B_{vol}}$ s'écrivent :

$$\overrightarrow{B_{cur}} = \overrightarrow{B_{vol}} = \begin{bmatrix} P_F - \gamma_B \\ \gamma_B \end{bmatrix}$$

Équation 68

et le signal mesuré s'écrit :

$$\Delta R_s = \frac{P_F^2(R_N + R_B^*)R_F^* - 2P_F\gamma_B R_F^*R_B^* + \gamma_B^2(R_N + R_F^*)}{R_N + R_F^* + R_B^*}$$

Équation 69

Le cas d'une interface F/B/N/B/N doit tenir compte du fait que la première barrière est polarisée, alors que la seconde ne l'est pas. La matrice permettant de décrire le système (Figure 55) ainsi que les vecteurs $\overrightarrow{B_{cur}}$ et $\overrightarrow{B_{vol}}$ sont décrits Chapitre VI. L'expression totale du signal de spin s'écrit :

$$\Delta R_s = \frac{\mathbb{I} + \mathbb{J} + \mathbb{K}}{R_B^{*2} + \mathbb{I} + \mathbb{K}}$$

Équation 70

avec

$$\mathbb{I} = (P_F - \gamma_B)^2 R_B^{*2} R_F^*$$

$$\mathbb{J} = R_B^* R_N \left(R_B^* \gamma_B^2 \coth\left(\frac{t_{N1}}{\lambda_N}\right) + R_F^* \left((P_F - \gamma_B)^2 + \coth\left(\frac{t_{N1}}{\lambda_N}\right) (\gamma_B^2 - P_F^2 (\gamma_B^2 - 2) - 2P_F \gamma_B) \right) \right)$$

$$\mathbb{K} = R_N^2 \left(1 + \coth\left(\frac{t_{N1}}{\lambda_N}\right) \right) (R_B^* \gamma_B^2 + R_F^* (1 - \gamma_B^2) P_F^2)$$

$$\mathbb{L} = R_F^* (1 - \gamma_B^2) \left(R_B^* + R_N \left(1 + \coth\left(\frac{t_{N1}}{\lambda_N}\right) \right) \right)$$

$$\mathbb{M} = R_N \left(R_B^* \left(1 - (\gamma_B^2 - 2) \coth\left(\frac{t_{N1}}{\lambda_N}\right) \right) + R_N (1 - \gamma_B^2) \left(1 + \coth\left(\frac{t_{N1}}{\lambda_N}\right) \right) \right)$$

Équation 71

2. Mesures d'effet Hanle

2.1 Cas sans barrières

L'accumulation de spin n'est plus colinéaire à l'aimantation et peut ainsi s'écrire sous forme vectorielle (cf. Chapitre I). Dans le cas des VSLs présentées lors des Chapitre II et IV, les spins sont injectés selon la direction de l'aimantation des électrodes (selon Y). Le champ appliqué lors des mesures Hanle (présentées Chapitre IV) est normal au plan (selon Z), entraînant la précession du spin des électrons dans le plan (X,Y). Ainsi, l'accumulation de spin ayant pour axe d'orientation de spin Z est négligeable. Une écriture adaptée de l'accumulation de spin est alors :

$$\Delta\mu = \Delta\mu_Y - i\Delta\mu_X$$

Équation 72

Dans le canal non-magnétique, le profil d'accumulation de spin s'écrit :

$$\begin{aligned}\nabla^2 \Delta\mu_N &= \frac{\Delta\mu_N}{\lambda_w^2} + q \frac{2\rho_N}{A_N} (I_1^s \delta(x) + I_2^s \delta(x-L)) \\ \frac{1}{\lambda_w^2} &= \frac{1}{\lambda_N^2} + i \frac{\gamma_e B_z}{D}\end{aligned}$$

Équation 73

Ici, λ_w tient compte de la précession des spins du au champ appliqué B_z . Les valeurs I_1^s et I_2^s sont les courants injectés (en $x = 0$ et $x = L$). A_N correspond ici à la section du nanofil non-magnétique. Tenant compte des conditions limites, la solution s'écrit alors de la forme :

$$\Delta\mu_N = R_N \frac{\lambda_w}{\lambda_N} \left(q I_1^s e^{-\frac{|x|}{\lambda_w}} + q I_2^s e^{-\frac{|x-L|}{\lambda_w}} \right)$$

Équation 74

En considérant la continuité des potentiels aux abords des contacts 1 et 2, il vient :

$$\begin{aligned}\Delta\mu_1 = \Delta\mu_N(0) &= R_N \frac{\lambda_w}{\lambda_N} \left(q I_1^s + q I_2^s e^{-\frac{L}{\lambda_w}} \right) \\ \Delta\mu_2 = \Delta\mu_N(L) &= R_N \frac{\lambda_w}{\lambda_N} \left(q I_1^s e^{-\frac{L}{\lambda_w}} + q I_2^s \right)\end{aligned}$$

Équation 75

Ici, $\Delta\mu_1$ et $\Delta\mu_2$ correspondent aux différences de potentiels $\Delta\mu_{F_1}(z)$ et $\Delta\mu_{F_2}(z)$ à l'interface ($z = L$). L'Équation 76 s'obtient en sommant les deux expressions Équation 75 :

$$\Delta\mu_1 - \epsilon\Delta\mu_2 = \Delta\mu_N = qR_N \frac{\lambda_w}{\lambda_N} \left(1 - \epsilon e^{-\frac{L}{\lambda_w}}\right) (I_1^s - \epsilon I_2^s)$$

Équation 76

Les courants I_k^s ($k \in \{1,2\}$) injectés dans le canal résultent des courants polarisé dans les électrodes ferromagnétiques ainsi que des courants de spin réabsorbés. La polarisation des électrodes étant alignée selon Y, les équations s'écrivent :

$$\begin{aligned} \text{Re}(I_1^s) &= -\frac{\text{Re}(\Delta\mu_1)}{q2R_F^*} + P_{F_1}I \\ \text{Re}(I_2^s) &= -\frac{\text{Re}(\Delta\mu_2)}{q2R_F^*} - P_{F_2}I \\ \text{Im}(I_k^s) &= -\frac{\text{Im}(\Delta\mu_k)}{q2R_\perp}, k \in \{1,2\} \end{aligned}$$

Équation 77

En réinjectant les égalités ci-dessus dans l'Équation 76, et pour des électrodes de polarisation égales, il vient :

$$\left(R_N \frac{\lambda_w}{\lambda_N} \left(1 - \epsilon e^{-\frac{L}{\lambda_w}}\right)\right)^{-1} (\Delta\mu_1 - \epsilon\Delta\mu_2) = 2qP_F I - \frac{\text{Re}(\Delta\mu_1 - \epsilon\Delta\mu_2)}{2R_F^*} - i \frac{\text{Im}(\Delta\mu_1 - \epsilon\Delta\mu_2)}{2R_\perp}$$

Équation 78

En posant $U = \Delta\mu_1 - \epsilon\Delta\mu_2$ et $\Phi = \frac{\lambda_w}{\lambda_N} \left(1 - \epsilon e^{-\frac{L}{\lambda_w}}\right)$, cette équation s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{2U}{R_N\Phi} &= 4qP_F I - \frac{\text{Re}(U)}{R_F^*} - i \frac{\text{Im}(U)}{R_\perp} \\ \frac{2U}{R_N\Phi} + \left(\frac{1}{2R_F^*} + \frac{1}{2R_\perp}\right)U + \left(\frac{1}{2R_F^*} - \frac{1}{2R_\perp}\right)\bar{U} &= 4qP_F I \end{aligned}$$

Équation 79

Avec $\bar{U}$ le conjugué de U . Ces équations permettent de déterminer la partie réelle de U :

$$\text{Re}(U) = 4qP_F I \frac{\frac{\Phi + \bar{\Phi}}{R_N} + \frac{\Phi\bar{\Phi}}{R_\perp}}{\frac{4}{R_N^2} + \left(\frac{2}{R_F^*} + \frac{2}{R_\perp}\right)\frac{\Phi + \bar{\Phi}}{R_N} + \frac{\Phi\bar{\Phi}}{R_F^*R_\perp}}$$

Équation 80

Comme dans le cas colinéaire (cf. Équation 22), seule la projection de l'accumulation de spin selon l'orientation de l'aimantation contribue au signal, sous la forme :

$$V = \frac{P_F}{2q} \text{Re}(U)$$

$$R_s = \frac{V}{I} = 2P_F^2 \frac{\frac{\text{Re}(\Phi)}{R_N} + \frac{||\Phi||}{R_\perp}}{\frac{4}{R_N^2} + \left(\frac{2}{R_F^*} + \frac{2}{R_\perp}\right) \frac{\text{Re}(\Phi)}{R_N} + \frac{||\Phi||}{R_F^* R_\perp}}$$

Équation 81

Le terme $\epsilon = \pm 1$ permet de décrire les signaux attendus parallèles ou antiparallèles.

2.2 Prise en compte des interfaces

Nous nous intéressons ici aux cas pour lequel des barrières tunnels sont insérées. Si le renversement de spin au travers de la barrière est négligé, la conservation du courant de spin s'écrit :

$$I_k^s = \epsilon P_F I - \frac{\text{Re}(\Delta\mu_{F_k})}{2qR_F^*} - i \frac{\text{Im}(\Delta\mu_{F_k})}{2qR_\perp} = \epsilon \gamma_B I - \frac{\Delta\mu_{F_k} - \Delta\mu_B}{2qR_B^*}$$

Équation 82

Ici, le terme ϵ permet de tenir compte du fait que le courant peut se propager de l'électrode ferromagnétique vers le canal non-magnétique (pour la première interface), ou du canal vers la seconde électrode. γ_B est la polarisation des interfaces. En considérant la partie réelle de l'Équation 82, il vient :

$$\text{Re}(\Delta\mu_{F_k}) = 2qR_F^*(\text{Re}(I_k^s) - \epsilon P_F I) = \text{Re}(\Delta\mu_B) + 2qR_B^*(\text{Re}(I_k^s) - \epsilon \gamma_B I)$$

Équation 83

Ainsi, la composante réelle de l'Équation 82 s'écrit

$$\text{Re}(I_k^s) = \frac{P_F R_F^* + \gamma_B R_B^*}{R_F^* + R_B^*} I - \frac{\text{Re}(\Delta\mu_B)}{2q(R_F^* + R_B^*)}$$

$$\text{Re}(I_k^s) = P_{F_{eff}} I - \frac{\text{Re}(\Delta\mu_B)}{2q(R_{F_{eff}})}$$

Équation 84

La continuité des potentiels électrochimiques permet d'écrire $\Delta\mu_B = \Delta\mu_N$ à chaque interface, et le déroulement du calcul est alors identique à celui du cas précédent. Les résistances de spin et polarisation effectives du matériau ferromagnétique obtenues sont alors $R_{F_{eff}} = R_F^* + R_B^*$, $R_{\perp_{eff}} = R_\perp + R_B^*$ et $P_{F_{eff}} = (P_F R_F^* + \gamma_B R_B^*) / (R_F^* + R_B^*)$.

Annexe III : Méthodes de simulations

1. Simulations basées sur la méthode des éléments finis

Compte tenu des dimensions des nanostructures latérales étudiées, l'utilisation de modèles analytiques unidimensionnels est une approximation forte¹⁴⁸. Nous avons donc réalisé différentes simulations afin de décrire le transport de spin dans nos structures

Ces différentes simulations se basent sur la méthode des variations finies, c'est-à-dire sur la formulation faible (variationnelle) du problème considéré. Celle-ci permet d'approcher la solution des équations du transport par une simple résolution linéaire. Nous présenterons dans un premier temps ces méthodes de résolution approchée. Dans un second temps nous décrirons différents points clef de nos simulations (le maillage ainsi que les conditions limites)

1.1 Expression variationnelle du transport de spin

Ici, le modèle correspond à une description du transport électronique via un régime diffusif comprenant deux canaux de relaxation : les électrons up ($\uparrow$) et les électrons down ($\downarrow$). Ces populations de spin sont soumises à des potentiels électrochimiques distincts ($\vec{\mu} = \begin{bmatrix} \mu^\uparrow \\ \mu^\downarrow \end{bmatrix}$) respectant en tout point $\vec{r}$ de l'espace V de la structure l'équation :

$$\nabla^2 \vec{\mu} = \bar{\bar{C}} \vec{\mu}$$
$$\text{avec } \bar{\bar{C}} = \frac{1}{2\lambda^2} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix}$$

Équation 85

La formulation variationnelle mène donc à considérer, pour toute fonction $\varphi : V \rightarrow \mathbb{R}$, l'égalité suivante :

$$\int \nabla^2 \vec{\mu}(\vec{r}) \varphi(\vec{r}) d\vec{r} = \int \bar{\bar{C}} \vec{\mu}(\vec{r}) \varphi(\vec{r}) d\vec{r}$$

Équation 86

Pour toute fonction φ deux fois dérivable, le problème revient au problème suivant par intégration par parties :

$$\int \vec{\mu}(\vec{r}) \nabla^2 \varphi(\vec{r}) d\vec{r} + CL = \int \bar{\bar{C}} \vec{\mu}(\vec{r}) \varphi(\vec{r}) d\vec{r}$$

Équation 87

Ici, le terme CL correspond aux termes intégrés de la double intégration par partie. Ils s'écrivent sous la forme de deux intégrales de contour, et permettent d'écrire les conditions de bord. Pour $\mu^\uparrow$ et $\mu^\downarrow$ solution, l'Équation 87 reste vraie pour toute fonction φ , notamment pour les fonctions $(\varphi_1, \dots, \varphi_n)$ définissant une base orthonormée d'un sous-espace vectoriel de dimension fini (n) de l'espace vectoriel des fonctions de $V \rightarrow \mathbb{R}$. De plus, en considérant la projection (ici $\mu_0^\uparrow$ et $\mu_0^\downarrow$) des solutions sur l'espace défini, il est possible d'écrire ces projections comme combinaisons linéaires de $(\varphi_1, \dots, \varphi_n)$ de coefficients, $\alpha_k^\uparrow$ et $\alpha_k^\downarrow$, $k \in \{1; n\}$. Ceci revient à écrire l'équation sous la forme :

$$\vec{\mu}_0(\vec{r}) = \sum_k \vec{\alpha}_k \varphi_k(\vec{r}), \text{ avec } \vec{\alpha}_k = \begin{bmatrix} \alpha_k^\uparrow \\ \alpha_k^\downarrow \end{bmatrix}$$

Équation 88

L'Équation 87 peut alors s'écrire sous une forme matricielle. En effet, pour tout $\vec{\varphi}$, l'équation s'écrit.

$$\int \sum_k \vec{\alpha}_k \varphi_k(\vec{r}) \nabla^2 \varphi(\vec{r}) d\vec{r} = \int \bar{\bar{C}} \sum_k \vec{\alpha}_k \varphi_k(\vec{r}) \varphi(\vec{r}) d\vec{r}$$

Équation 89

Notamment, pour chaque $\vec{\varphi} \in (\vec{\varphi}_1, \dots, \vec{\varphi}_n)$, et en se rappelant que ces fonctions sont orthonormées (soit $\int \varphi_k(\vec{r}) \varphi_j(\vec{r}) d\vec{r} = \delta_{kj}$, avec δ_{kj} le symbole de Kronecker), il vient :

$$\sum_k \vec{\alpha}_k \int \varphi_k(\vec{r}) \nabla^2 \varphi_j(\vec{r}) d\vec{r} = \bar{\bar{C}} \vec{\alpha}_j, \text{ pour } \forall j \in \{1; n\}$$

$$\sum_k \vec{\alpha}_k m_{kj} = \bar{\bar{C}} \vec{\alpha}_j, \text{ pour } \forall j \in \{1; n\}$$

$$\text{avec } m_{kj} = \int \vec{\varphi}_k(\vec{r}) \cdot \Delta \vec{\varphi}_j(\vec{r}) d\vec{r}$$

Équation 90

Il est donc possible de résoudre le système linéairement, de déterminer les coefficients $\alpha_k^\uparrow$ et $\alpha_k^\downarrow$, et donc d'obtenir une solution approchée $\vec{\mu}_0(\vec{r})$. Ici le choix du sous-espace vectoriel et de la base choisie influe fortement sur la solution approchée obtenue.

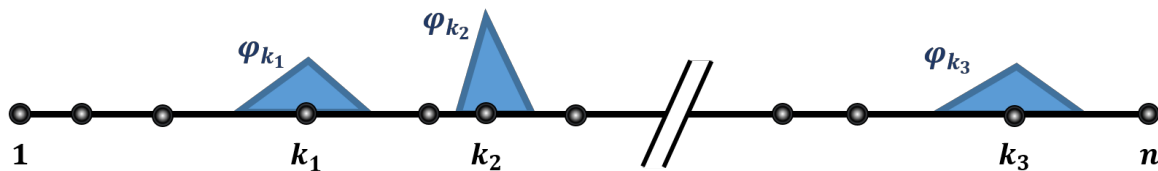


Figure 71

Exemple d'un ensemble de nœuds $(1, \dots, n)$ permettant de définir un sous espace de dimension n des fonctions linéaires continues par morceau de $V \rightarrow \mathbb{R}$. Le volume V est ici ramené à un cas unidimensionnel. Les fonctions $(\varphi_1, \dots, \varphi_n)$ définissent une base orthonormée adaptée à ce sous espace.

Les fonctions continues et linéaires par morceau étant denses dans l'espace des fonctions, choisir un sous espace correspondant est un bon candidat pour l'approche d'une formulation variationnelle. Définir un espace de dimension fini (n) peut s'obtenir en choisissant n point de l'espace V ainsi qu'un réseau tétraédrique associé. Un espace de fonctions continues et linéaires par morceau peut facilement s'y définir : En considérant les fonctions φ_k valant non-nulle au point k et 0 pour chaque autre point (Figure 71), la méthode des éléments finis de type T1 est définie.

1.2 Détails des simulations

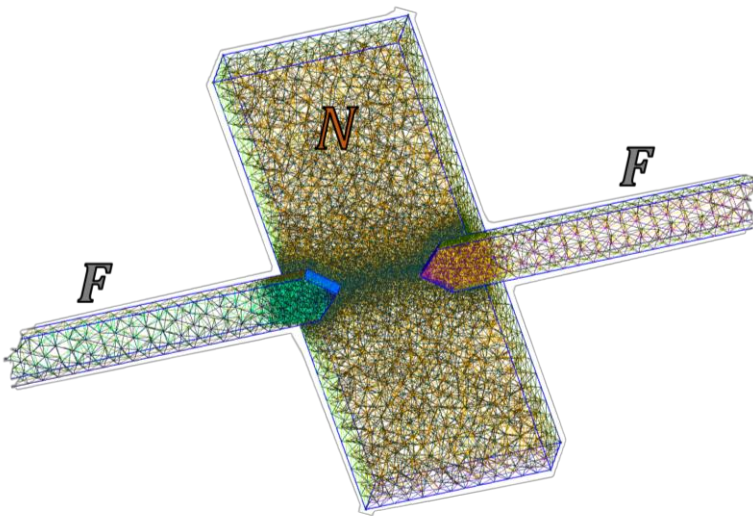


Figure 72

Géométrie et maillage réalisé pour l'étude des structures F/N/F en deux points (Chapitre V, Partie II, section 1). Le réseau est constitué de tétraèdres dont les tailles caractéristiques sont de l'ordre de 1,5 nm aux abords des interfaces

Le maillage de chaque structure simulée a été obtenu par utilisation du programme GMSH¹⁴⁹. Ce maillage est composé de tétraèdres comme illustré Figure 72. Les géométries et orientations de ces tétraèdres sont construits de manière variable, afin d'éviter l'apparition d'axes préférentiels, arbitrairement dus à la structure du maillage. La grandeur caractéristique du maillage correspond à la longueur moyenne des arêtes des tétraèdres. Le choix de paramètre pour la taille du maillage est crucial, car un maillage trop peu raffiné peut induire des biais de calculs. Diminuer cette longueur conduit néanmoins à une augmentation conséquente des temps de calculs, allant jusqu'à une non-résolution de la simulation en raison d'un problème d'allocation de mémoire. Cette longueur a donc été choisie aussi petite que possible, avec un maillage encore plus resserré aux abords des interfaces ferromagnétiques/non-magnétiques, ou pour toute zone pour lesquelles les courants de spin et de charge sont susceptibles d'être moins homogènes.

Le traitement de chaque simulation par méthode des éléments finis a été réalisé via le programme GETDP¹⁵⁰. L'aimantation est uniforme dans chaque volume ferromagnétique. Afin d'implémenter le courant injecté, la valeur de ce courant est déterminée comme répartie uniformément sur des surfaces servant à l'injection ou à la récupération du courant. Ce courant étant proportionnel au gradient de potentiel électrique ($\mu = \frac{\mu^\uparrow + \mu^\downarrow}{2}$), cette condition limite revient à une condition limite de type Neumann.

Ainsi la solution calculée par l'inversion matricielle permet d'obtenir les potentiels électrochimiques de chaque population de spin dans l'ensemble du volume considéré. Une fois cette simulation terminée, le signal électrique est calculé. Les faces servant à la détection de la tension sont choisies, et le potentiel électrique ($\mu = \frac{\mu^\uparrow + \mu^\downarrow}{2}$) est moyenné sur ces deux surfaces. Le signal correspond alors à la différence entre ces deux valeurs de potentiel électrique moyenné.

Dans la majorité des cas, les simulations cherchent à déterminer une amplitude de signal de spin. Pour ce faire, la simulation est réalisée deux fois, afin de simuler les différents états d'aimantation relatifs (parallèles et antiparallèles dans le cas des VSLs). Les études telles que les dépendances géométriques ou les dépendances de paramètres (tel que la résistance de barrière ou la LDS) proviennent d'un cycle opéré de différentes simulations.

Pour chaque simulation, les lignes de courants de charge et de spin sont inspectées, afin de vérifier que la simulation reproduit le phénomène physique attendu, et que le résultat est exempt de singularités ou d'artefacts (principalement issus d'une mauvaise définition des surfaces/interfaces et de leur propriétés).

2. Simulations micromagnétiques

Les simulations micromagnétiques ont été réalisées via OOMMF¹⁶⁹. Pour une géométrie et une taille de maillage fixée, celle-ci cherche à obtenir une configuration magnétique dont l'énergie vérifie une situation de minimum local. Cette énergie tient compte des énergies de Zeeman, d'échange, d'anisotropie magnéto-cristalline, ainsi que des termes de champ démagnétisant (pour des paramètres matériaux et un champ magnétique appliqué défini). La simulation ne tient pas compte de perturbations thermiques, et l'aimantation obtenue peut ne pas être la configuration fondamentale. Néanmoins, réaliser plusieurs simulations en changeant l'état d'aimantation initial depuis lequel cette dernière relaxe permet d'appréhender raisonnablement les différentes aimantations possibles.

OOMMF permet de simuler un retournement d'aimantation sous l'effet d'un champ magnétique variable dans le temps. Pour ce faire, le champ varie étape par étape, et les états d'aimantation correspondant sont relaxés entre chaque pas. Une fois une aimantation stable pour une valeur du champ, celui-ci est fixé comme légèrement différent, et la configuration magnétique déterminée sert d'état initial d'où démarre le nouveau processus de relaxation. Ainsi cette méthode est quasi-stationnaire et ne permet pas d'appréhender les dynamiques d'aimantations. De plus, l'absence de contribution thermique limite la relaxation de l'aimantation vers les états de plus basse énergie, et l'obtention des champs permettant le dépiégeage de parois ou l'expulsion de cœurs de vortex sont représentatif d'une situation à température nulle. Malgré ces limites, de telles simulations permettent de déterminer les étapes de retournement d'aimantation lors d'un cycle en champ dès lors que la période de ce cycle est longue devant les temps caractéristiques de relaxation magnétique. Les cycles en champs réalisés au cours de ma thèse ayant pour période des temps caractéristiques de l'ordre de la minute, ces simulations ont contribué à la détermination des configurations magnétiques.

Remerciements

Cette Thèse fut pour moi une première expérience professionnelle et a marqué un tournant de ma vie. De ce fait, je tiens à remercier toutes les personnes qui m'ont accompagné au cours de ces trois années. Mes premières pensées vont à Laurent Vila et Jean-Philippe Attané qui m'ont encadré dans le cadre de ce projet. Outre l'excellence de leur apport scientifique et technique, Laurent et Jean-Philippe sont devenu pour moi des proches. J'espère être amené à collaborer avec eux à nouveau si l'occasion le permet.

Je tiens de plus à exprimer toute ma gratitude à André Thiaville, Julie Grollier, Jan Vogel et Joo Von Kim, Jury qui ont pris le temps d'étudier mes travaux. Leur lecture pertinente de mes résultats m'a permis d'étoffer ou de compléter certains points de mon manuscrit. La discussion qui s'est déroulée lors de la séance de questions s'est révélée pour moi très enrichissante.

Je souhaite aussi remercier le reste de l'équipe avec qui j'ai passé ces trois ans et avec qui j'ai pu travailler, échanger et profiter. Je pense tout particulièrement à Alain Marty qui m'a permis d'obtenir du recul sur différentes notions compliquées, et dont l'humour me manquera. De même, la présence au quotidien de Van Tuong Pham a enrichi mon travail de thèse par les nombreux échanges (tantôt scientifiques tantôt absurde) que nous avons eu. Plus tard dans le déroulement de ma thèse, les arrivées de Yu Fu, Paul Noel, Gushi Toshiki et Nicolas Thierry ont permis d'entretenir ce cadre de travail constructif et chaleureux. J'ai de plus une pensée pour Williams Savero Torres qui m'a enseigné différents protocoles de mesure à mon arrivée, alors même que celui-ci rédigeait sa propre thèse.

Je tiens aussi à remercier les différentes personnes avec qui j'ai pu travailler de manière ponctuelle, et dont la présence fut un plaisir tout au long de cette thèse. Je pense notamment à Céline Vergnaud, Matthieu Jamet, Fabien Rortais, Lucien Notin, Cyrille Beigné, Ariel Brenac, Jean Luc Thomassin, Guillaume Lavaitte, Nathalie Joumard, Jude Guefucci, Olivier Klein et Ricardo Soussa.

Il m'est de plus important d'exprimer ma gratitude à toutes les personnes qui ont suivi mon parcours au sein de l'équipe Spintec. Ainsi, je remercie Olivier Fruchart, Lucian Prejbeanu, Sahra Mauduit, Sandra Ingarssia, Sandrine Ferrari et Jerome Planes pour leur temps et leur écoute.

Parmi les personnes de Spintec et Néel avec qui je n'ai pas travaillé, certaines personnes telle que Mathieu et Chloé sont devenues de vrais amis. Ainsi je tiens à remercier toutes ces personnes avec qui j'ai partagé de bon moment au laboratoire, notamment Bernard Dieny, Olivier Boulle, Patrick Warin, Gilles Gaudin, Hélène Béa, Mihai Miron, Vincent Baltz, Dai, Paulo, Cécile, Jyotirmy, Lamprini, Guillaume F., Sylvain, Alexandre M., Nicolas P., Marine, Alain T., Alexis Wartelle, Yann, Karim, Ketty, Lorenzo, Ségolène J., Thomas G. et Marie M.

Et enfin, je tiens à remercier vivement ma famille pour m'avoir permis d'aller jusque-là, ainsi qu'Emilie Lefrançois qui m'aura soutenu jusqu'au bout de cette aventure.

Bibliographie

- ¹ Allan A. *et al.*, "2001 technology roadmap for semiconductors." *Computer*, **35.1** (2002)
- ² "Beyond silicon: IBM unveils world's first 7nm chip" *ars Technica*, (2015)
<https://arstechnica.com/gadgets/2015/07/ibm-unveils-industrys-first-7nm-chip-moving-beyond-silicon/>
- ³ Roy K. *et al.*, "Leakage current mechanisms and leakage reduction techniques in deep-submicrometer CMOS circuits." *Proceedings of the IEEE*, **91.2** (2003)
- ⁴ Jain K., and Pratt G.W., "Optical transistor." *Applied Physics Letters* **28.12** (1976)
- ⁵ Holmes D.S. *et al.*, "Energy-efficient superconducting computing—power budgets and requirements" *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **vol. 23** (2013)
- ⁶ Petty, M.C. *et al.*, "An introduction to molecular electronics" *Oxford University Press, USA*, (1995)
- ⁷ Zwanenburg F.A. *et al.*, "Silicon quantum electronics." *Reviews of modern physics*, **85.3** (2013)
- ⁸ Hutchby J.A. *et al.*, "Extending the road beyond CMOS." *IEEE Circuits and Devices Magazine* **18.2** (2002)
- ⁹ Wolf S.A., *et al.*, "The promise of nanomagnetism and spintronics for future logic and universal memory." *Proceedings of the IEEE* **98.12** (2010)
- ¹⁰ Dong X., *et al.*, "Circuit and microarchitecture evaluation of 3D stacking magnetic RAM (MRAM) as a universal memory replacement." *Design Automation Conference IEEE* (2008)
- ¹¹ Gerrits T., *et al.*, "Ultrafast precessional magnetization reversal by picosecond magnetic field pulse shaping." *Nature* **418.6897** (2002).
- ¹² Koopmans B., *et al.*, "Unifying ultrafast magnetization dynamics." *Physical review letters* **95.26** (2005)
- ¹³ Hohlfeld J., *et al.*, "Nonequilibrium magnetization dynamics of nickel." *Physical review letters* **78.25** (1997)
- ¹⁴ Baibich M.N., *et al.*, "Giant magnetoresistance of (001) Fe/(001) Cr magnetic superlattices." *Physical review letters*, **61.2472** (1988)
- ¹⁵ Daughton J. M. "GMR applications." *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **192.2** (1999)
- ¹⁶ Miyazaki T. and Tezuka N., "Giant magnetic tunneling effect in Fe/Al₂O₃/Fe junction." *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **139.3** (1995)
- ¹⁷ Lee Y.M., *et al.*, "Effect of electrode composition on the tunnel magnetoresistance of pseudo-spin-valve magnetic tunnel junction with a MgO tunnel barrier." *Applied Physics Letters*, **90.21** (2007)
- ¹⁸ Ikeda S., *et al.*, "Tunnel magnetoresistance of diffusion in CoFeB/MgO/CoFeB pseudo-spin-valves annealed at high temperature." *Applied Physics Letters*, **93.8** (2008)
- ¹⁹ Berger L., "A simple theory of spin-wave relaxation in ferromagnetic metals." *Journal of physics and chemistry of solids*, **38** (1977).
- ²⁰ Slonczewski, J.C. "Current-driven excitation of magnetic multilayers." *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **159.1-2** (1996)
- ²¹ Berger L., "Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current." *Physical Review B*, **54.13** (1996)
- ²² Stiles M.D., and Zangwill A., "Anatomy of spin-transfer torque." *Physical Review B*, **66.1** (2002)
- ²³ Houssameddine D., *et al.* "Spin-torque oscillator using a perpendicular polarizer and a planar free layer." *Nature materials* **6.6** (2007)
- ²⁴ Boulle O., *et al.*, "Shaped angular dependence of the spin-transfer torque and microwave generation without magnetic field." *Nature Physics*, **3.7** (2007).

-
- ²⁵ Demidov V. *et al.*, "Magnetic nano-oscillator driven by pure spin current." *Nat. Mater.*, **11** (2012).
- ²⁶ Kishi T., *et al.*, "Lower-current and fast switching of a perpendicular TMR for high speed and high density spin-transfer-torque MRAM." *Electron Devices Meeting 2008 IEEE*, (2008)
- ²⁷ Yang T. *et al.*, "Giant spin-accumulation signal and pure spin-current-induced reversible magnetization switching." *Nature Physics*, **4.11** (2008)
- ²⁸ Miron I. M. *et al.*, "Perpendicular switching of a single ferromagnetic layer induced by in-plane current injection." *Nature*, **476** (2011)
- ²⁹ Parkin S.S.P. *et al.*, "Magnetic domain-wall racetrack memory." *Science* **320.5873** (2008)
- ³⁰ Boulle O., *et al.*, "Nonadiabatic spin transfer torque in high anisotropy magnetic nanowires with narrow domain walls." *Physical review letters*, **101.21** (2008)
- ³¹ Yu X. Z., *et al.*, "Skyrmion flow near room temperature in an ultralow current density." *Nature communications*, **3** (2012)
- ³² Sampaio J., *et al.* "Nucleation, stability and current-induced motion of isolated magnetic skyrmions in nanostructures." *Nature nanotechnology*, **8.11** (2013)
- ³³ Hosomi, M., *et al.* "A novel nonvolatile memory with spin torque transfer magnetization switching: Spin-RAM." *Electron Devices Meeting, 2005 IEEE International*, (2005)
- ³⁴ Diao Z. *et al.*, "Spin-transfer torque switching in magnetic tunnel junctions and spin-transfer torque random access memory." *Journal of Physics: Condensed Matter*, **19.16** (2007)
- ³⁵ Kajiwara, Y. *et al.* Transmission of electrical signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator. *Nature* **464**, 262–266 (2010).
- ³⁶ Pribiag V.S., *et al.*, "Magnetic vortex oscillator driven by dc spin-polarized current." *Nature Physics*, **3.7** (2007)
- ³⁷ Pufall M.R. *et al.*, "Frequency modulation of spin-transfer oscillators." *Applied Physics Letters*, **86.8** (2005)
- ³⁸ Sun Y. *et al.*, "Growth and ferromagnetic resonance properties of nanometer-thick yttrium iron garnet films." *Appl. Phys. Lett.*, **101** (2012).
- ³⁹ Collet M., *et al.*, "Generation of coherent spin-wave modes in yttrium iron garnet microdisks by spin-orbit torque." *Nature communications*, **7** (2016)
- ⁴⁰ Uher J. and Wolfgang J.R.H., "Tunable microwave and millimeter-wave band-pass filters." *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **39.4** (1991)
- ⁴¹ Kostylev M.P. *et al.*, "Spin-wave logical gates." *Applied Physics Letters*, **87.15** (2005)
- ⁴² Dyakonov M.I. and Perel V.I., "Possibility of orienting electron spins with current." *JETP Lett.*, **13** (1971).
- ⁴³ Hirsch J. E., "Spin Hall effect." *Phys. Rev. Lett.*, **83** (1999).
- ⁴⁴ Vila L. *et al.*, "Evolution of the spin Hall effect in Pt nanowires: size and temperature effects." *Physical review letters*, **99.22** (2007)
- ⁴⁵ Liu L. *et al.*, "Spin-torque switching with the giant spin Hall effect of tantalum." *Science*, **336.6081** (2012)
- ⁴⁶ Valenzuela O.S. and Tinkham M., "Direct electronic measurement of the spin Hall effect." *Nature*, **442** (2006)
- ⁴⁷ Niimi Y., *et al.*, "Extrinsic spin Hall effect induced by iridium impurities in copper." *Physical review letters*, **106.12** (2011)
- ⁴⁸ Niimi, Y. *et al.*, "Giant spin Hall effect induced by skew scattering from bismuth impurities inside thin film CuBi alloys." *Physical review letters* **109.15** (2012)
- ⁴⁹ Gu B., *et al.*, "Enhanced spin Hall effect by electron correlations in CuBi alloys." *Journal of Applied Physics*, **117.17** (2015)
- ⁵⁰ Laczkowski P., *et al.* "Experimental evidences of a large extrinsic spin Hall effect in AuW alloy." *Applied Physics Letters*, **104.14** (2014)
- ⁵¹ Liu L., *et al.*, "Spin-torque ferromagnetic resonance induced by the spin Hall effect." *Phys. Rev. Lett.*, **106** (2011)
-

-
- ⁵² Haazen P.P.J., *et al.*, "Domain wall depinning governed by the spin Hall effect." *Nature Materials*, **12.4** (2013)
- ⁵³ Bychkov Y.A. and Rashba E.I., "Properties of a 2D electron gas with lifted spectral degeneracy." *JETP Lett.*, **39** (1984).
- ⁵⁴ Rojas-Sánchez J.-C. *et al.*, "Spin-to-charge conversion using Rashba coupling at the interface between non-magnetic materials." *Nat. Commun.*, **4** (2013).
- ⁵⁵ Caviglia A.D., *et al.*, "Tunable Rashba spin-orbit interaction at oxide interfaces." *Physical review letters*, **104.12** (2010)
- ⁵⁶ Chen Y.L., *et al.*, "Experimental realization of a three-dimensional topological insulator, Bi₂Te₃." *Science*, **325.5937** (2009)
- ⁵⁷ Shiomi Y. *et al.*, "Spin-Electricity Conversion Induced by Spin Injection into Topological Insulators" *Phys. Rev. Lett.*, **113** (2014)
- ⁵⁸ Rojas-Sánchez J.-C. *et al.*, "Spin to charge conversion at room temperature by spin pumping into a new type of topological insulator: α -Sn films." *Physical review letters*, **116.9** (2016)
- ⁵⁹ Mellnik A.R. *et al.*, "Spin-transfer torque generated by a topological insulator." *Nature*, **511** (2014)
- ⁶⁰ Miron I.M. *et al.*, "Fast current-induced domain-wall motion controlled by the Rashba effect." *Nature Mater.*, **10** (2011).
- ⁶¹ Pham V.T. *et al.*, "Ferromagnetic/nonmagnetic nanostructures for the electrical measurement of the Spin Hall effect." *Nano letters*, **16.11** (2016)
- ⁶² Jedema F.J. *et al.*, "Electrical spin injection and accumulation at room temperature in an all-metal mesoscopic spin valve." *Nature*, **410.6826** (2001)
- ⁶³ Kimura T. and Otani. Y., "Large spin accumulation in a permalloy-silver lateral spin valve." *Physical review letters*, **99.19** (2007)
- ⁶⁴ Isasa M. *et al.*, "Spin transport enhancement by controlling the Ag growth in lateral spin valves." *Journal of Physics D: Applied Physics*, **48.21** (2015)
- ⁶⁵ Villamor E. *et al.*, "Effect of the interface resistance in non-local Hanle measurements." *Journal of Applied Physics*, **117.22** (2015)
- ⁶⁶ Jedema, F.J. *et al.*, "Electrical detection of spin precession in a metallic mesoscopic spin valve." *Nature*, **416.6882** (2002)
- ⁶⁷ Rojas Sánchez J.-C., *et al.*, "In-plane and out-of-plane spin precession in lateral spin-valves." *Applied Physics Letters*, **102.13** (2013)
- ⁶⁸ Kimura T. *et al.*, "Estimation of spin-diffusion length from the magnitude of spin-current absorption: Multiterminal ferromagnetic/nonferromagnetic hybrid structures." *Physical Review B*, **72.1** (2005)
- ⁶⁹ Isasa M. *et al.*, "Temperature dependence of spin diffusion length and spin Hall angle in Au and Pt." *Physical Review B*, **91.2** (2015)
- ⁷⁰ Laczkowski P. *et al.*, "Evaluation of spin diffusion length of AuW alloys using spin absorption experiments in the limit of large spin-orbit interactions." *Physical Review B*, **92** (2015)
- ⁷¹ Fukuma Y. *et al.*, "Enhanced spin accumulation obtained by inserting low-resistance MgO interface in metallic lateral spin valves." *Applied Physics Letters*, **97.1** (2010)
- ⁷² Jonker B.T. *et al.*, "Electrical spin-injection into silicon from a ferromagnetic metal/tunnel barrier contact." *Nature Physics*, **3.8** (2007)
- ⁷³ Hanbicki A.T. *et al.*, "Efficient electrical spin injection from a magnetic metal/tunnel barrier contact into a semiconductor." *Applied Physics Letters*, **80.7** (2002)
- ⁷⁴ Jonker, B.T. *et al.*, "Robust electrical spin injection into a semiconductor heterostructure." *Physical Review B*, **62.12** (2000)
- ⁷⁵ Tsukagoshi K. *et al.*, "Coherent transport of electron spin in a ferromagnetically contacted carbon nanotube." *Nature*, **401.6753** (1999)
- ⁷⁶ Hueso L.E. *et al.*, "Transformation of spin information into large electrical signals using carbon nanotubes." *Nature*, **445.7126** (2007)
-

-
- ⁷⁷ Dlubak B. *et al.*, "Highly efficient spin transport in epitaxial graphene on SiC." *Nature Physics*, **8** (2012)
- ⁷⁸ Tombros N. *et al.*, "Electronic spin transport and spin precession in single graphene layers at room temperature." *Nature*, **448.7153** (2007)
- ⁷⁹ Ashcroft N.W. and David Mermin N., "Solid State Physics" *Holt, Rinehart and Winston*, (1976)
- ⁸⁰ Valet T. and Fert A., "Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers." *Physical Review B*, **48.10** (1993)
- ⁸¹ Bass J. and Pratt W.P., "Spin-diffusion lengths in metals and alloys, and spin-flipping at metal/metal interfaces: an experimentalist's critical review." *Journal of Physics: Condensed Matter*, **19.18** (2007)
- ⁸² Fabian J. and Sarma. S.D., "Spin relaxation of conduction electrons." *Journal of Vacuum Science & Technology B*, **17.4** (1999)
- ⁸³ Dyakonov M.I. and Khaetskii. A.V., "Spin hall effect." *Spin Physics in Semiconductors*, (2008)
- ⁸⁴ McGuire, T. and Potter. R.L., "Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys." *IEEE Transactions on Magnetics*, **11.4** (1975)
- ⁸⁵ Nguyen V.D. *et al.*, "Magnon magnetoresistance of NiFe nanowires: Size dependence and domain wall detection." *Applied Physics Letters*, **99.26** (2011)
- ⁸⁶ Shinjo T., "Nanomagnetism and spintronics." *Elsevier*, (2013).
- ⁸⁷ Mott N.F., "The electrical conductivity of transition metals." *Proceedings of the Royal Society of London A*, **153.880** (1936)
- ⁸⁸ Campbell I.A. *et al.*, "Evidence for two current conduction iron." *Philosophical Magazine* **15.137** (1967)
- ⁸⁹ Hodges L. H. *et al.*, "Interpolation scheme for band structure of noble and transition metals: ferromagnetism and neutron diffraction in Ni." *Physical Review*, **152.2** (1966)
- ⁹⁰ Van Son P.C. *et al.*, "Boundary resistance of the ferromagnetic-nonferromagnetic metal interface." *Physical Review Letters*, **58.21** (1987)
- ⁹¹ Costache M.V., "High Frequency Spin Dynamics in Hybrid Metallic Devices." *Phd Thesis, Rijksuniversiteit Groningen*, (2007).
- ⁹² Takahashi S. and Maekawa S., "Spin current in metals and superconductors." *Journal of the Physical Society of Japan*, **77.3** (2008): 031009-031009.
- ⁹³ Takahashi S. and Maekawa S., "Spin injection and detection in magnetic nanostructures." *Phys. Rev. B*, **67** (2003)
- ⁹⁴ Rottmayer R.E. and Jian-Gang Z., "Compact read/write head having biased GMR element." *U.S. Patent No. 5,576,914.*, (1996).
- ⁹⁵ Savero-Torres W. *et al.*, "Calculation method of spin accumulations and spin signals in nanostructures using spin resistors." *arXiv preprint*, **1506.01347** (2015).
- ⁹⁶ Zhang S. *et al.*, "Mechanisms of spin-polarized current-driven magnetization switching." *Physical review letters*, **88.23** (2002)
- ⁹⁷ Petitjean C. *et al.*, "Unified drift-diffusion theory for transverse spin currents in spin valves, domain walls, and other textured magnets." *Physical review letters*, **109.11** (2012)
- ⁹⁸ Tserkovnyak Y. *et al.*, "Enhanced Gilbert damping in thin ferromagnetic films." *Physical review letters*, **88.11** (2002)
- ⁹⁹ Hernando D.H., *et al.* "Conductance modulation by spin precession in noncollinear ferromagnet normal-metal ferromagnet systems." *Physical Review B*, **62.9** (2000)
- ¹⁰⁰ Amin V.P. and Stiles M.D., "Spin transport at interfaces with spin-orbit coupling: Phenomenology." *Physical Review B*, **94.10** (2016).
- ¹⁰¹ Sankey J.C. *et al.*, "Measurement of the spin-transfer-torque vector in magnetic tunnel junctions." *Nature Physics*, **4.1** (2008)
- ¹⁰² Yu X.Z. *et al.*, "Real-space observation of a two-dimensional skyrmion crystal." *Nature*, **465.7300** (2010)
-

-
- ¹⁰³ Je S.-G. *et al.*, "Asymmetric magnetic domain-wall motion by the Dzyaloshinskii-Moriya interaction." *Physical Review B*, **88.21** (2013)
- ¹⁰⁴ Zakeri K. *et al.*, "Asymmetric spin-wave dispersion on Fe (110): direct evidence of the Dzyaloshinskii-Moriya interaction." *Physical review letters*, **104.13** (2010)
- ¹⁰⁵ Min H. *et al.*, "Intrinsic and Rashba spin-orbit interactions in graphene sheets." *Physical Review B*, **74.16** (2006)
- ¹⁰⁶ Saitoh E. *et al.*, "Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect." *Applied Physics Letters*, **88.18** (2006)
- ¹⁰⁷ Chang C.-Z. *et al.*, "Experimental observation of the quantum anomalous Hall effect in a magnetic topological insulator." *Science*, **340.6129** (2013)
- ¹⁰⁸ Fukuma, Y. *et al.*, "Giant enhancement of spin accumulation and long-distance spin precession in metallic lateral spin valves." *Nature materials*, **10** (2011)
- ¹⁰⁹ Kimura T. and Otani Y., "Spin transport in lateral ferromagnetic/nonmagnetic hybrid structures." *Journal of Physics: Condensed Matter*, **19** (2007)
- ¹¹⁰ Johnson M. and Silsbee. R.H., "Interfacial charge-spin coupling: Injection and detection of spin magnetization in metals." *Physical Review Letters*, **55.17** (1985)
- ¹¹¹ Isasa M. *et al.*, "Spin transport enhancement by controlling the Ag growth in lateral spin valves." *Journal of Physics D*, **48.21** (2015)
- ¹¹² Kimura T. *et al.*, "Temperature evolution of spin relaxation in a NiFe/Cu lateral spin valve." *Physical review letters*, **100.6** (2008)
- ¹¹³ Wang Le. *et al.*, "Effect of annealing on interfacial spin polarization and resistance in Permalloy/MgO/Ag lateral spin valves." *Applied Physics Express*, **4.9** (2011)
- ¹¹⁴ Lou X. *et al.*, "Electrical detection of spin transport in lateral ferromagnet–semiconductor devices." *Nature Physics*, **3.3** (2007)
- ¹¹⁵ Filip A.T. *et al.*, "Experimental search for the electrical spin injection in a semiconductor." *Physical Review B*, **62.15** (2000)
- ¹¹⁶ Ciorga M. *et al.*, "Electrical spin injection and detection in lateral all-semiconductor devices." *Physical Review B*, **79.16** (2009)
- ¹¹⁷ Uemura T. *et al.*, "Critical effect of spin-dependent transport in a tunnel barrier on enhanced Hanle-type signals observed in three-terminal geometry." *Applied Physics Letters*, **101.13** (2012)
- ¹¹⁸ Dediu V.A. *et al.*, "Spin routes in organic semiconductors." *Nature materials*, **8.9** (2009)
- ¹¹⁹ Tombros N. *et al.*, "Separating spin and charge transport in single-wall carbon nanotubes." *Physical Review B*, **73.23** (2006)
- ¹²⁰ Morota M. *et al.*, "Indication of intrinsic spin Hall effect in 4 d and 5 d transition metals." *Physical Review B*, **83.17** (2011).
- ¹²¹ Isasa M. *et al.*, "Origin of inverse Rashba-Edelstein effect detected at the Cu/Bi interface using lateral spin valves." *Physical Review B*, **93.1** (2016)
- ¹²² Erekhinsky M. *et al.*, "Spin-dependent Seebeck effect in non-local spin valve devices." *Applied Physics Letters*, **100.21** (2012).
- ¹²³ Slachter A. *et al.*, "Thermally driven spin injection from a ferromagnet into a non-magnetic metal." *Nature Physics*, **6** (2010)
- ¹²⁴ Motzko N. *et al.*, "Pure spin current-induced domain wall motion probed by localized spin signal detection." *Physical Review B*, **88.21** (2013)
- ¹²⁵ Chejanovsky N. and Sharoni A., "Nano-fabricated perpendicular magnetic anisotropy electrodes for lateral spin valves and observation of Nernst-Ettingshausen related signals." *Journal of Applied Physics*, **116.7** (2014)
- ¹²⁶ Dejene F.K. *et al.*, "Control of spin current by a magnetic YIG substrate in NiFe/Al nonlocal spin valves." *Physical Review B*, **91.10** (2015)
- ¹²⁷ Ilgaz D. *et al.*, "Domain-wall depinning assisted by pure spin currents." *Physical review letters*, **105.7** (2010)
-

-
- ¹²⁸ Shirotori S. *et al.*, "All-metallic nonlocal spin valves using polycrystalline Co₂ (FeMn) Si Heusler alloy with large output." *Applied Physics Express*, **8.2** (2015)
- ¹²⁹ Bridoux, G. *et al.*, "Enhanced spin signal in nonlocal devices based on a ferromagnetic CoFeAl alloy." *Applied Physics Letters*, **99.10** (2011)
- ¹³⁰ Oki S. *et al.*, "Effect of addition of Al to single-crystalline CoFe electrodes on nonlocal spin signals in lateral spin-valve devices." *Applied Physics Express*, **5.6** (2012).
- ¹³¹ Jedema F.J. *et al.*, "Spin injection and spin accumulation in all-metal mesoscopic spin valves." *Physical Review B*, **67.8** (2003)
- ¹³² Fert A. and Jaffres H., "Conditions for efficient spin injection from a ferromagnetic metal into a semiconductor." *Physical Review B*, **64.18** (2001)
- ¹³³ Schmidt G. *et al.*, "Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor." *Physical Review B*, **62.8** (2000)
- ¹³⁴ Neumann I. *et al.*, "Enhanced spin accumulation at room temperature in graphene spin valves with amorphous carbon interfacial layers." *Applied Physics Letters*, **103.11** (2013)
- ¹³⁵ Mihajlović G. *et al.*, "Enhanced spin signals due to native oxide formation in Ni₈₀Fe₂₀/Ag lateral spin valves." *Applied Physics Letters*, **97.11** (2010)
- ¹³⁶ Godfrey R. and Johnson M., "Spin injection in mesoscopic silver wires: Experimental test of resistance mismatch." *Physical review letters*, **96.13** (2006)
- ¹³⁷ Zahnd G. *et al.*, "Comparison of the use of NiFe and CoFe as electrodes for metallic lateral spin valves." *Nanotechnology*, **27.3** (2015)
- ¹³⁸ Kikuchi H. *et al.*, "Effect of CoFe composition of the spin-valvelike ferromagnetic tunnel junction." *Journal of Applied Physics*, **87.9** (2000)
- ¹³⁹ Balke B. *et al.*, "Rational design of new materials for spintronics: Co₂FeZ (Z= Al, Ga, Si, Ge)." *Science and Technology of advanced Materials*, **9.1** (2008).
- ¹⁴⁰ Ahn C. *et al.*, "Current-perpendicular-to-plane spin transport properties of CoFe alloys: Spin diffusion length and scattering asymmetry." *Journal of Applied Physics*, **108.2** (2010)
- ¹⁴¹ Laczkowski P., "Spin currents and spin Hall effect in lateral nano-structures" *Phd Thesis, Université de Grenoble*, (2012)
- ¹⁴² Otani Y. and Kimura T., "Manipulation of spin currents in metallic systems." *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A*, **369.1948** (2011)
- ¹⁴³ McGrouther D. *et al.*, "Controlled domain wall injection into ferromagnetic nanowires from an optimized pad geometry." *Applied physics letters*, **91.2** (2007).
- ¹⁴⁴ Zahnd, G., *et al.*, "Introduction and pinning of domain walls in 50nm NiFe constrictions using local and external magnetic fields." *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **406** (2016)
- ¹⁴⁵ Wegrowe J-E. *et al.*, "Magnetic relaxation of nanowires: beyond the Néel-Brown activation process." *EPL Europhysics Letters*, **38.5** (1997)
- ¹⁴⁶ Pham V.T. *et al.*, "Electrical detection of magnetic domain walls by inverse and direct spin Hall effect." *Applied Physics Letters*, **109.19** (2016)
- ¹⁴⁷ Rojas-Sánchez J.-C. *et al.*, "Spin pumping and inverse spin Hall effect in platinum: the essential role of spin-memory loss at metallic interfaces." *Physical review letters*, **112.10** (2014)
- ¹⁴⁸ Hamrle J. *et al.*, "Three-dimensional distribution of the spin-polarized current inside nanostructures." *Journal of applied physics*, **98.6** (2005).
- ¹⁴⁹ Geuzaine C. and Remacle J.-F., "Gmsh: A 3-D finite element mesh generator with built-in pre-and post-processing facilities." *International journal for numerical methods in engineering*, **79.11** (2009)
- ¹⁵⁰ Geuzaine C., "GetDP: a general finite-element solver for the de Rham complex." *PAMM* **7.1** (2007)
- ¹⁵¹ Kim T. S. *et al.*, "Effect of ferromagnetic contacts on spin accumulation in an all-metallic lateral spin-valve system: Semiclassical spin drift-diffusion equations." *Physical Review B*, **78.21** (2008)
- ¹⁵² Savero-Torres W. *et al.*, "Using domain walls to perform non-local measurements with high spin signal amplitudes." *Applied Physics Letters*, **109.4** (2016)
-

-
- ¹⁵³ Fert A. and L. Piraux. "Magnetic nanowires." *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **200.1** (1999)
- ¹⁵⁴ Steenwyk S. D. *et al.*, "Perpendicular-current exchange-biased spin-valve evidence for a short spin-diffusion length in permalloy." *Journal of magnetism and magnetic materials*, **170.1-2** (1997)
- ¹⁵⁵ Nakayama H. *et al.*, "Geometry dependence on inverse spin Hall effect induced by spin pumping in Ni₈₁Fe₁₉/Pt films." *Physical Review B*, **85.14** (2012)
- ¹⁵⁶ Mosendz O. *et al.*, "Quantifying spin Hall angles from spin pumping: Experiments and theory." *Physical review letters*, **104.4** (2010)
- ¹⁵⁷ Nguyen M.-H. *et al.*, "Spin torque study of the spin Hall conductivity and spin diffusion length in platinum thin films with varying resistivity." *Phys. Rev. Lett.*, **116** (2016)
- ¹⁵⁸ Liu Y. *et al.*, "Direct method for calculating temperature-dependent transport properties." *Phys. Rev. B*, **91** (2015)
- ¹⁵⁹ Garlid E.S. *et al.*, "Electrical measurement of the direct spin Hall effect in Fe/In_xGa_{1-x} As heterostructures." *Phys. Rev. Lett.*, **105** (2010)
- ¹⁶⁰ Sagasta E. *et al.*, "Tuning the spin Hall effect of Pt from the moderately dirty to the superclean regime." *Physical Review B*, **94.6** (2016)
- ¹⁶¹ Laczkowski, P., *et al.* Spin signal in metallic lateral spin valves made by a multiple angle evaporation technique. *Applied physics express* **4**, 063007 (2011)
- ¹⁶² Ley D.D., *et al.*, "Strong magnetization damping induced by Ag nanostructures in Ag/NiFe/Ag trilayers." *Journal of Applied Physics*, **114.2** (2013)
- ¹⁶³ Behera N. *et al.*, "Anomalous anti-damping in sputtered β -Ta/Py bilayer system." *Scientific reports*, **6** (2016).
- ¹⁶⁴ Levy P.M. and Zhang S., "Resistivity due to domain wall scattering." *Physical Review Letters*, **79.25** (1997)
- ¹⁶⁵ Ebels U. *et al.*, "Spin accumulation and domain wall magnetoresistance in 35 nm Co wires." *Physical review letters*, **84.5** (2000)
- ¹⁶⁶ Marrows C.H., and Dalton B.C., "Spin mixing and spin-current asymmetry measured by domain wall magnetoresistance." *Physical review letters*, **92.9** (2004)
- ¹⁶⁷ Idzuchi H. *et al.*, "Effect of anisotropic spin absorption on the Hanle effect in lateral spin valves." *Physical Review B*, **89.8** (2014).
- ¹⁶⁸ Nonoguchi S. *et al.*, "Longitudinal and transverse spin current absorptions in a lateral spin-valve structure." *Physical Review B*, **86.10** (2012)
- ¹⁶⁹ Donahue M.J. and Donald G.P. "OOMMF User's guide." *US Department of Commerce, Technology Administration, National Institute of Standards and Technology*, (1999)
- ¹⁷⁰ Attané J.-P. *et al.*, "Thermally activated depinning of a narrow domain wall from a single defect." *Physical review letters*, **96.14** (2006).
- ¹⁷¹ Martinez E. *et al.*, "Thermal effects on domain wall depinning from a single notch." *Physical review letters*, **98.26** (2007)
- ¹⁷² Laufenberg M. *et al.*, "Observation of thermally activated domain wall transformations." *Applied physics letters*, **88.5** (2006)
- ¹⁷³ Li Z. and S. Zhang., "Magnetization dynamics with a spin-transfer torque." *Physical Review B*, **68.2** (2003)
- ¹⁷⁴ Grollier J. *et al.*, "Field dependence of magnetization reversal by spin transfer." *Physical Review B*, **67.17** (2003)
- ¹⁷⁵ Zhang S. and Z. Li., "Roles of nonequilibrium conduction electrons on the magnetization dynamics of ferromagnets." *Physical Review Letters*, **93.12** (2004)
- ¹⁷⁶ Thiaville A. *et al.*, "Micromagnetic understanding of current-driven domain wall motion in patterned nanowires." *EPL (Europhysics Letters)*, **69.6** (2005)
- ¹⁷⁷ Piéchon F. and Thiaville A., "Spin transfer torque in continuous textures: Semiclassical Boltzmann approach." *Physical Review B*, **75.17** (2007)
-

-
- ¹⁷⁸ Parkin S.S.P. *et al.*, "Giant magnetoresistance in antiferromagnetic Co/Cu multilayers." *Applied Physics Letters*, **58.23** (1991)
- ¹⁷⁹ Kanai H. *et al.*, "Multilayer spin valve magneto-resistive effect magnetic head with free magnetic layer including two sublayers and magnetic disk drive including same." *U.S. Patent No. 5,896,252*. 20 (1999)
- ¹⁸⁰ Piraux L. *et al.*, "Giant magnetoresistance in magnetic multilayered nanowires." *Applied Physics Letters*, **65.19** (1994)
- ¹⁸¹ Mangin S. *et al.*, "Current-induced magnetization reversal in nanopillars with perpendicular anisotropy." *Nature Materials*, **5.3** (2006)
- ¹⁸² Sasaki T. *et al.*, "Temperature dependence of spin diffusion length in silicon by Hanle-type spin precession." *Applied Physics Letters*, **96.12** (2010)
- ¹⁸³ Muñoz-Rojas F. *et al.*, "Giant magnetoresistance in ultrasmall graphene based devices." *Physical review letters*, **102.13** (2009)
- ¹⁸⁴ Qin R. *et al.*, "Room-temperature giant magnetoresistance over one billion percent in a bare graphene nanoribbon device." *Physical Review B*, **81.23** (2010)
- ¹⁸⁵ Ashcroft N.W. and Mermin N.D., "Solid State Physics" *Saunders College, Philadelphia* (1976).
- ¹⁸⁶ Arenz R.W. *et al.*, "Thermal conductivity and electrical resistivity of copper in intense magnetic fields at low temperatures." *Physical review B*, **26.6** (1982)
- ¹⁸⁷ Pratt W.P. *et al.*, "Perpendicular giant magnetoresistances of Ag/Co multilayers." *Physical Review Letters*, **66.23** (1991)
- ¹⁸⁸ Lee S.F. *et al.*, "Field-dependent interface resistance" of Ag/Co multilayers." *Physical Review B*, **46.1** (1992)
- ¹⁸⁹ Gijs M.A.M. *et al.*, "Perpendicular giant magnetoresistance using microlithography and substrate patterning techniques." *Journal of magnetism and magnetic materials*, **151** (1995)
- ¹⁹⁰ Özyilmaz B. *et al.*, "Current-Induced Magnetization Reversal in High Magnetic Fields in Co/Cu/Co Nanopillars." *Physical review letters*, **91.6** (2003).
- ¹⁹¹ Ikeda, S. *et al.*, A perpendicular-anisotropy CoFeB–MgO magnetic tunnel junction. *Nature materials*, **9**, 721-724 (2010)
- ¹⁹² Gallagher W.J. *et al.*, "Magnetic memory array using magnetic tunnel junction devices in the memory cells." *U.S. Patent 5,640,343*. (1997)
- ¹⁹³ Dussaux A. *et al.*, "Large microwave generation from current-driven magnetic vortex oscillators in magnetic tunnel junctions." *Nature communications*, **1** (2010)
- ¹⁹⁴ Johnson M. and Silsbee R.H., "Nonlocal resistance and magnetoresistance in bulk metals." *Physical review B*, **39.12** (1989)
- ¹⁹⁵ Hayakawa, J. *et al.*, Current-driven switching of exchange biased spin-valve giant magnetoresistive nanopillars using a conducting nanoprobe. *Journal of applied physics*, **96** (2004)
- ¹⁹⁶ Ravelosona, D., *et al.* Current induced domain wall states in CPP nanopillars with perpendicular anisotropy. *Journal of Physics D: Applied Physics* **40** (2007)
- ¹⁹⁷ Tsunegi, S., *et al.* Large tunnel magnetoresistance in magnetic tunnel junctions using a Co₂MnSi Heusler alloy electrode and a MgO barrier. *Applied Physics Letters* **93** (2008)
- ¹⁹⁸ Takahashi Y.K. *et al.*, "All-metallic lateral spin valves using Co₂Fe (Ge_{0.5}Ga_{0.5}) Heusler alloy with a large spin signal." *Applied Physics Letters*, **100** (2012).
- ¹⁹⁹ Idzuchi H. *et al.*, "Impact of interface properties on spin accumulation in dual-injection lateral spin valves." *Applied Physics Letters*, **103** (2013)
- ²⁰⁰ Laczkowski, P., *et al.* "Enhancement of the spin signal in permalloy/gold multiterminal nanodevices by lateral confinement." *Physical Review B* **85** (2012)
- ²⁰¹ Stejskal O. *et al.* "Optimization of spin injection and spin detection in lateral nanostructures by geometrical means." *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **414** (2016)
- ²⁰² Zahnd G. *et al.*, "Giant magnetoresistance in lateral metallic nanostructures for spintronic applications." *Scientific reports*, **7.1** (2017)
-

-
- ²⁰³ Villamor E. *et al.* "Contribution of defects to the spin relaxation in copper nanowires." *Physical Review B*, **87.9** (2013)
- ²⁰⁴ Yuasa S. *et al.*, "Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions." *Nature materials*, **3.12** (2004).
- ²⁰⁵ Scola J. *et al.*, "Noise in MgO barrier magnetic tunnel junctions with CoFeB electrodes: Influence of annealing temperature." *Applied physics letters*, **90.25** (2007).
- ²⁰⁶ Jaffrès H. *et al.*, "Spin transport in multiterminal devices: Large spin signals in devices with confined geometry." *Physical Review B*, **82.14** (2010).
- ²⁰⁷ Escrig, J., *et al.* Geometry dependence of coercivity in Ni nanowire arrays. *Nanotechnology* **19** (2008)
- ²⁰⁸ Nguyen V. D. *et al.* Dimensionality effects on the magnetization reversal in narrow FePt nanowires. *Applied Physics Letters* **100** (2012)
- ²⁰⁹ Lewis E. R. *et al.* Measuring domain wall fidelity lengths using a chirality filter. *Physical review letters* **102**, 057209 (2009)
- ²¹⁰ Kimura T. *et al.*, "Electrical control of the direction of spin accumulation." *Physical review letters*, **99**, 166601 (2007)
- ²¹¹ Savero Torres W. *et al.*, "Switchable spin-current source controlled by magnetic domain walls." *Nano letters* **14.7** (2014)
- ²¹² Takahashi K. *et al.*, "Development of advanced 3D chip stacking technology with ultra-fine interconnection." *Electronic Components and Technology Conference, 2001. Proceedings., 51st. IEEE*, (2001)
- ²¹³ Sin K. *et al.*, "Magnetic tunnel junction MRAM with improved stability." *U.S. Patent No. 6,803,615. 12*, (2004).
- ²¹⁴ Tulapurkar A.A. *et al.*, "Spin-torque diode effect in magnetic tunnel junctions." *Nature*, **438.7066** (2005)
- ²¹⁵ Prejbeanu I.L. *et al.*, "Thermally assisted MRAM." *Journal of Physics: Condensed Matter*, **19.16** (2007)
- ²¹⁶ Yuasa S. *et al.*, "Magnetic tunnel junctions with single-crystal electrodes: A crystal anisotropy of tunnel magneto-resistance." *EPL (Europhysics Letters)*, **52.3** (2000)
- ²¹⁷ De Teresa J.M. *et al.*, "Inverse tunnel magnetoresistance in Co/SrTiO₃/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃: new ideas on spin-polarized tunneling." *Physical Review Letters*, **82.21** (1999).
- ²¹⁸ Higo. Y. *et al.*, "Anisotropic tunneling magnetoresistance in GaMnAs/AlAs/GaMnAs ferromagnetic semiconductor tunnel junctions." *Journal of Applied Physics*, **89.11** (2001)
- ²¹⁹ Rüster C. *et al.*, "Very Large Tunneling Anisotropic Magnetoresistance of a (Ga, Mn)As/GaAs/(Ga, Mn)As Stack." *Physical review letters*, **94.2** (2005)
- ²²⁰ Moser J. *et al.*, "Tunneling anisotropic magnetoresistance and spin-orbit coupling in Fe/GaAs/Au tunnel junctions." *Physical review letters*, **99.5** (2007).
- ²²¹ Gao L. *et al.*, "Bias voltage dependence of tunneling anisotropic magnetoresistance in magnetic tunnel junctions with MgO and Al₂O₃ tunnel barriers." *Physical review letters*, **99.22** (2007)
- ²²² Savero-Torres W., "Interplay between spin currents and magnetic domain walls" *Phd Thesis, Université de Grenoble*, (2014)
- ²²³ Van Son P.C. *et al.*, "Boundary resistance of the ferromagnetic-nonferromagnetic metal interface." *Physical Review Letters*, **58.21** (1987)
- ²²⁴ Allwood D.A. *et al.*, "Submicrometer ferromagnetic NOT gate and shift register." *Science*, **296.5575** (2002).
- ²²⁵ Sousa R., "Spintronics memory function: materials and device concepts" *HDR, Université Grenoble Alpes*, (2017)
- ²²⁶ Karplus R. and Luttinger J.M., "Hall effect in ferromagnetics." *Physical Review*, **95.5** (1954)
- ²²⁷ Ejsing L. *et al.*, "Planar Hall effect sensor for magnetic micro-and nanobead detection." *Applied Physics Letters*, **84.23** (2004)
-

-
- ²²⁸ Saito H.S. *et al.*, "Origin of the tunnel anisotropic magnetoresistance in $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}/\text{ZnSe}/\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ magnetic tunnel junctions of II-VI/III-V heterostructures." *Physical review letters*, **95.8** (2005)
- ²²⁹ Gould C. *et al.*, "Tunneling anisotropic magnetoresistance: a spin-valve-like tunnel magnetoresistance using a single magnetic layer." *Physical review letters*, **93.11** (2004)
- ²³⁰ Park B.G. *et al.*, "Tunneling anisotropic magnetoresistance in multilayer-(Co/Pt)/ AlO_x /Pt structures." *Physical review letters*, **100.8** (2008)
- ²³¹ Yang S. *et al.*, "Donor-driven spin relaxation in multivalley semiconductors." *Physical review letters*, **113.16** (2014)
- ²³² Chalaev O. *et al.*, "Suppressing the spin relaxation of electrons in silicon." *Physical Review B*, **95.3** (2017)

Effets d'accumulation de spin et de magnétorésistance dans des nanostructures latérales

La spintronique est principalement basée sur le phénomène d'accumulation de spin, inhérent à la circulation d'un courant électrique aux interfaces entre des matériaux ferromagnétiques et non magnétiques. Ces accumulations sont classiquement obtenues dans des empilements multicouches pour lesquels les épaisseurs des couches sont inférieures aux longueurs caractéristiques du transport dépendant en spin. Il est ainsi possible de générer dans ces multicouches des effets de magnétorésistance ou de transfert de spin.

Le développement des procédés de nanofabrication permet aujourd'hui de créer des nanodispositifs dont les dimensions latérales sont inférieures aux longueurs caractéristiques du transport dépendant en spin, et donc de mettre en jeu ces mêmes phénomènes. Au cours de ma thèse j'ai étudié différentes nanostructures latérales F/N, montrant qu'il est possible de tirer avantage de la géométrie tridimensionnelle des structures et des différentes orientations possibles des spins injectés. Des études de transport ont en particulier été réalisées dans les régimes colinéaires et non colinéaires, afin d'étudier les conséquences de la non-colinéarité sur les effets d'accumulation de spin et de magnétorésistance.

Après un chapitre d'introduction au transport électronique dépendant en spin, le second démontre l'intérêt de l'utilisation de l'alliage CoFe dans la réalisation de structures latérales. Le troisième chapitre explore les nouvelles opportunités offertes par les structures latérales dans le cas du transport colinéaire. Le cas non-colinéaire du transport de spin au travers d'un matériau ferromagnétique est ensuite examiné à l'aide de mesures d'absorption de spin et de mesures d'effet Hanle. Enfin, l'exploitation des purs courants de spin en vue de réaliser des structures fonctionnelles à effets de magnétorésistance est étudiée au cours des Chapitres V et VI. Des nanostructures dont la géométrie tire parti des trois directions de l'espace, basées sur un transport de spin à la fois vertical et latéral, sont notamment présentée dans le Chapitre VI.

Spin accumulation effects and magnetoresistances in lateral nanostructures

Spintronics is mainly based on the phenomenon of spin accumulation, which is inherent to the circulation of an electric current at the interfaces between ferromagnetic and non-magnetic materials. These accumulations are conventionally obtained in multilayers for which the thicknesses of the layers are smaller than the characteristic lengths of the spin-dependent transport. It is thus possible to generate in these multilayers magnetoresistances or spin transfer effects.

The development of nanofabrication processes makes it nowadays possible to create nanodevices whose lateral dimensions are less than the characteristic lengths of the spin-dependent transport, and thus to bring into play these same phenomena. During my thesis I studied different F / N lateral nanostructures, showing that it is possible to take advantage of the three-dimensional geometry of the structures, and of the different possible orientations of the injected spins. In particular, transport studies have been carried out in collinear and non-collinear regimes, in order to study the consequences of the non-collinearity on the spin accumulations and magnetoresistances.

After an introductory chapter on spin-dependent electron transport, the second chapter demonstrates the interest of the CoFe alloy in lateral structures. The third chapter explores the new opportunities offered by lateral structures in the case of collinear transport. The non-collinear case of spin transport through a ferromagnetic material is then examined using spin absorption measurements and Hanle measurements. Finally, the exploitation of pure spin currents in order to realize functional devices is studied in Chapters V and VI. In particular, new nanostructures whose geometry takes advantage of the three directions of space (based on both vertical and lateral spin transport) are presented in Chapter VI.