



HAL
open science

Etude de l'injection et détection de spin dans le silicium et germanium : d'une mesure locale de l'accumulation à la détection non locale du courant de spin

Fabien Rortais

► **To cite this version:**

Fabien Rortais. Etude de l'injection et détection de spin dans le silicium et germanium : d'une mesure locale de l'accumulation à la détection non locale du courant de spin. Science des matériaux [cond-mat.mtrl-sci]. Université Grenoble Alpes, 2016. Français. NNT : 2016GREAY059 . tel-01588339

HAL Id: tel-01588339

<https://theses.hal.science/tel-01588339>

Submitted on 15 Sep 2017

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 COMMUNAUTE UNIVERSITE GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Physique/Nanophysique**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Fabien RORTAIS

Thèse dirigée par **Mathieu/JAMET** et
codirigée par **Céline/VERGNAUD**

préparée au sein de l'**Institut Nanoscience et Cryogenie,
CEAGRENOBLE**
dans l'**École Doctorale de Physique**

Étude de l'injection et détection de spin dans le silicium et germanium :

D'une mesure locale de l'accumulation à la détection non locale du courant de spin

Thèse soutenue publiquement le « **18 octobre 2016** »,
devant le jury composé de :

Dr, Joël, CIBERT

Directeur de Recherche, Institut Néel, Grenoble (Président)

Pr, Michel, HEHN

Professeur, Institut Jean Lamour, Nancy (Rapporteur)

Pr, Pierre, RENUCCI

Professeur, INSA-LPCNO, Toulouse (Rapporteur)

Dr, Federico, BOTTEGONI

Enseignant chercheur, Politecnico di Milano, Milan (Membre)

Dr, Pierre, DALMAS DE RÉOTIER

Directeur de Recherche, INAC-PHELIQS, Grenoble (Membre)

Dr, Jean-Marie, GEORGE

Directeur de Recherche, CNRS-THALES, Palaiseau (Membre)

Dr, Matthieu, JAMET

Directeur de Recherche, INAC-SPINTEC, Grenoble (Directeur de thèse)



*"On peut aussi bâtir
quelque chose de beau
avec les pierres qui
entravent le chemin."*

Johann Wolfgang von
Goethe

REMERCIEMENTS

Ces pages de remerciement me tiennent particulièrement à cœur puisque sans les personnes citées ici, ces travaux de thèse n'auraient jamais donné le résultat actuel.

Tout d'abord, je tiens à remercier **Matthieu Jamet**, je n'aurais jamais assez de lignes pour exprimer ma gratitude. Il a été le directeur de thèse idéal toujours disponible au quotidien tout en me laissant une grande autonomie. Sa vision et son expertise scientifique, nous ont toujours poussé dans la bonne direction. Humainement, j'ai pu trouver chez Matthieu une personne à l'écoute avec qui l'on rigole facilement et en plus très bon organisateur de moment de détente !

Merci aussi à **Céline Vergnaud** qui a aussi encadré ma thèse, c'est tellement agréable de travailler avec toi et ta bonne humeur. Merci d'avoir aussi bien menée toute la partie fabrication des échantillons, sans toi il n'y aurait eu aucun résultat. Tu as toujours les bonnes idées qui nous permettent de solutionner les problèmes. Partager le bureau et des moments de vie a été pour moi un réel plaisir. Ton entrain a su me galvaniser au moment les plus difficiles.

Je tiens aussi à remercier **Michel Hehn** et **Pierre Rennucci** d'avoir accepté d'examiner ma thèse et à **Joël Cibert** d'avoir honoré la présidence du jury. Merci aussi à **Pierre Dalmas de Reotier**, **Jean marie George** et **Frédérico Bottegoni** de participer à mon jury.

Je tiens à remercier tous mes collègues du feu laboratoire Nanostructure et Magnétisme. Merci à **Cyrille** pour toute son aide sur les manips, je ne pourrais pas citer toutes les fois où ton expertise ma été précieuse. Ta bonne humeur et tes goûts musicaux ont su aussi égayer mes trois années de thèse. Il nous reste plus qu'à se retrouver en festoch.

Merci aussi à **Jérémie** qui m'a transmis son savoir sur les mesures bas bruits.

Tuan c'est aussi le moment de te remercier pour ta bonne humeur quotidienne et pour tous les bons moments passés avec Mr Bean. J'espère une suite à Berlin avec Mr 9999.

Merci aussi à **Patrick** pour son humour toujours aussi taquin ;).

Je n'oublie pas aussi **Laurent** pour sa bonne humeur quotidienne et ses encouragements tout au long de ma thèse.

Robert sans toi nous n'aurions pas eu de café, carburant essentiel pour tout chercheur. Merci aussi pour les conseils footballistiques (mais j'ai quand même gagné).

Merci à **Chloé** pour tous les moments cool et pour m'avoir prêté ta voiture plusieurs fois. Courage le proverbe au début de ma thèse est aussi valable pour toi.

Lucien sans toi beaucoup de résultats de cette thèse n'existerait pas. Tu es un collègue précieux et un homme sympathique que j'ai appris à découvrir autour des pleins d'hélium, Merci.

Ariel ton expertise depuis l'ultra vide jusqu'aux joints nous a beaucoup aidé même si tu as souvent été à l'origine de la pente glissante des blagues du vendredi.

Merci à **Jean Philippe** pour sa bonne humeur et ses conseils sur l'enseignement. Je n'oublie pas aussi que tu m'as initié à ce sport fabuleux qui est la descente en VTT.

Merci à **Alain** qui est toujours de bons conseils scientifiques et pour ton initiation au dépôt sous ultra vide. Tu es quelqu'un de sympathique avec qui on prend plaisir à rigoler.

Tuong c'est à ton tour (your turn Mr femme). Thank you for enjoying my three years of PhD, everything starts from this wonderful summer school in Berlin. I hope that we can do it again with Mr Haricot in Berlin (or Japan). I discover very good friends and I wish you the best for the end of your thesis.

Gille merci à toi. Même si je t'ai beaucoup taquiné, nos discussions sérieuses ont été très appréciables. Je te souhaite aussi tout le meilleur pour la fin de thèse et surtout la suite.

Merci aussi à **Simon** avec qui j'ai partagé de bons moments et des discussions amusantes et sérieuses en particulier sur le germanium.

Merci aussi à **Yu** pour sa bonne humeur et la fraîcheur qu'elle nous a apporté. Je te souhaite le meilleur pour la suite.

Merci aussi à **Paul** pour les moments marrants que l'on a déjà pu passer.

Je n'oublie pas aussi **Williams** avec qui j'ai partagé mes premiers mois qui a toujours été de bon conseils et qui m'a super bien accueilli au labo.

J'ai aussi une pensée pour **tous mes collègues de SPINTEC**.

J'en profite aussi pour remercier la communauté de la spintronique dans les semi-conducteurs qui m'a accueilli chaleureusement je pense à **Henri, Carlos, Piotr, Sergey, ...**

Je remercie aussi **Nicolas Mollard** pour la merveilleuse préparation FIB et **Hanako Hokuno** pour les images STEM. J'ai appris beaucoup de choses avec vous. **Léo Bonnefond** et **Yohan Rothman** pour nous avoir permis d'utiliser son banc de mesure pour les C(V) et son expertise. Je n'oublie pas aussi **Sylvain Gout** et **Franck Henry** pour les dépôts de passivation. Et merci aussi à **Clarisse Ducruet** pour les dépôts par sputtering des jonctions tunnel ferromagnétiques.

Enfin désolé à ceux que j'ai pu oublier mais merci **à vous** 😊 !

Table des matières

Table des matières	vii
1 Introduction à la spintronique	1
1.1 La fin programmée de l'électronique classique semi-conductrice	2
1.2 La réussite de la spintronique dans les métaux	3
1.3 La spintronique dans les semi-conducteurs comme successeur possible . .	5
1.4 Les enjeux et défis de ma thèse	7
2 La spintronique dans les matériaux semi-conducteurs	9
2.1 Injection/détection d'une population électronique polarisée en spin dans les semi-conducteurs	11
2.1.1 Polarisation et accumulation de spin	11
2.1.2 Courant de charge, courant polarisé en spin et pur courant de spin	13
2.1.3 Génération de spin dans les semi-conducteurs	14
2.1.4 Obstacles à l'injection électrique de spin	16
2.2 Injection électrique de spin : vannes de spin latérales et dispositifs à 3 terminaux	19
2.2.1 Les vannes de spin latérales	19
2.2.1.1 Mesures non-locales	21
2.2.1.2 Effet Hanle en configuration non-locale	22
2.2.1.3 Magnétorésistance locale ou GMR	23
2.2.1.4 Avancées récentes sur les mesures non locales dans les semi-conducteurs	24
2.2.2 Les dispositifs à 3 terminaux	26
2.2.2.1 Effet Hanle et effet Hanle inverse	27
2.2.2.2 Controverse autour de l'origine de la magnéto- résistance mesurée dans les dispositifs à 3 terminaux . .	29
2.2.2.3 Débat sur l'origine de l'amplification du signal de spin .	30
2.3 Transport de spin et relaxation dans les semi-conducteurs	37

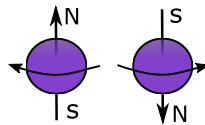
2.3.1	Transport de spin dans les semi-conducteurs	37
2.3.1.1	Modèle de Valet-Fert	37
2.3.1.2	Condition d'injection de spin : le désaccord de conductivité vu avec le modèle Valet-Fert	38
2.3.2	Temps de vie de spin et mécanismes de relaxation	40
2.3.2.1	Mécanismes de relaxation de spin	40
2.4	Manipulation de spin	43
2.4.1	Couplage spin-orbite	43
2.4.2	Manipulation par un champ magnétique extérieur	43
2.4.3	Manipulation par un champ électrique extérieur	44
3	Techniques expérimentales	47
3.1	Le substrat de silicium/germanium sur isolant : SOI/GeOI	48
3.2	Dépôt des jonctions tunnel ferromagnétiques	49
3.2.1	Le dépôt par pulvérisation cathodique magnétron	49
3.2.1.1	Principe du dépôt par pulvérisation cathodique magnétron	49
3.2.1.2	Les barrières tunnel déposées par pulvérisation cathodique	50
3.2.2	Épitaxie par jets moléculaires	51
3.2.2.1	Principe de l'épitaxie par jets moléculaires	52
3.2.2.2	Les barrières tunnel déposées par épitaxie par jets moléculaires	54
3.3	Micro et nanofabrication : Lithographie optique et électronique	58
3.3.1	Micro-structuration des dispositifs à 3 terminaux	59
3.3.2	La nanostructuration des vannes de spin latérales sur les matériaux semi-conducteurs	61
3.4	Caractérisation des échantillons	63
3.4.1	Caractérisation structurale	64
3.4.1.1	La microscopie à force atomique (AFM)	64
3.4.1.2	Le microscope électronique à balayage (MEB)	65
3.4.1.3	Microscopie électronique en transmission à balayage (TEM/STEM)	65
3.4.2	Caractérisation magnétique	67
3.4.2.1	SQUID	67
3.4.2.2	Effet Kerr magnéto-optique	68
3.5	Caractérisations dynamique et électrique	69
3.5.1	Spin pumping et effet Hall de spin	69

3.5.2	Caractérisation électrique à basse température et sous fort champ magnétique	72
3.5.3	Dispositifs de caractérisation électrique	73
3.5.3.1	Réduction du bruit	74
4	Controverse sur les mesures à 3 terminaux d'injection/détection électrique de spin dans le silicium et germanium	75
4.1	Les structures à 3 terminaux pour l'injection électrique de spin	77
4.1.1	Caractérisation des substrats par effet Hall	77
4.1.2	Magnétorésistance des substrats	79
4.1.2.1	Magnétorésistance classique et (anti)-localisation faible	79
4.1.2.2	Extraction de la longueur de diffusion de spin depuis l'anti-localisation faible dans le germanium dopé p . . .	81
4.1.3	Les jonctions tunnel ferromagnétiques et les contacts ohmiques sur silicium/germanium sur isolant fabriquées par pulvérisation cathodique	83
4.2	Injection de spin et mesure de l'effet Hanle dans les substrats de silicium et germanium	86
4.2.1	Mesure de l'effet Hanle	86
4.2.2	Temps de vie de spin	89
4.2.3	Amplitude du signal de spin	91
4.2.4	Les mesures d'injection locale de spin (3T) et la controverse . . .	93
4.3	Détermination du rôle des défauts localisés dans la barrière tunnel	93
4.3.1	Contrôle de la présence de défauts localisés	93
4.3.2	Effet Hanle et défauts dans la jonction tunnel	95
4.4	Étude des états d'interface par des mesures de capacité-tension	96
4.4.1	Le GeOI dopé n comme référence	97
4.4.2	Évidence des états d'interface dans Si et Ge	98
4.5	Limiter l'influence des états d'interface	100
4.6	Conclusion sur l'injection de spin dans les semi-conducteurs à partir des dispositifs à 3 terminaux	104
5	Transition vers les vannes de spin latérales : d'une mesure locale de l'accumulation à la détection non locale du courant de spin	107
5.1	Conditions d'injection et de détection de spin de GMR dans les vannes de spin latérales sur silicium et germanium	109
5.1.1	Le cas du silicium dopé n	109
5.1.1.1	Structure locale verticale et latérale sans fuite de spin	109

5.1.1.2	Structures latérales avec fuite de spin	112
5.1.2	Jonctions tunnel ferromagnétiques déposées par pulvérisation ou EJM ?	112
5.2	Premiers résultats d'injection de spin dans le silicium avec des vanes de spin latérales	114
5.2.1	Les jonctions tunnel ferromagnétiques	114
5.2.2	Magnétorésistance locale dans le silicium	116
5.2.3	Injection non locale ou méthode pseudo 3 contacts	118
5.2.4	Extraction de la longueur de diffusion de spin	118
5.2.5	Dépendance en température et comparaison avec les dispositifs à 3 terminaux	118
5.3	Signal de spin à température ambiante dans le Ge-n	119
5.3.1	Les jonctions tunnel ferromagnétiques	120
5.3.2	Magnétorésistance géante et signal en configuration non locale	121
5.3.3	Signal de spin à température ambiante	124
5.4	Effet Hanle en configuration non locale avec un champ magnétique appliqué hors du plan	126
5.4.1	Effet Hanle avec champ magnétique appliqué dans le plan	129
5.5	Conclusion et perspectives	130
6	Étude de l'accumulation de spin induite par effet Hall de spin dans les matériaux semi-conducteurs par spectroscopie de muons	133
6.1	Effet Hall de spin dans le germanium : étude par pompage de spin	135
6.1.1	Mise en équation du système FMR/ISHE	136
6.1.2	Résultats de FMR/ISHE dans le germanium dopé p	137
6.1.3	Résultats de FMR/ISHE dans le germanium dopé n	138
6.1.4	L'influence de la nature des dopants sur la conversion de courant de spin/courant de charge	140
6.2	La spectroscopie de muons : une sonde magnétique locale pour la spintronique	140
6.2.1	Le muon	141
6.2.2	Production d'un faisceau de muons entièrement polarisés en spin	143
6.2.3	La ligne de muons lents (LEM) à l'institut Paul Scherrer	144
6.2.4	Principe de la mesure en champ transverse	145
6.3	Les expériences de spectroscopie de muons	146
6.3.1	Deux candidats à l'injection de spin : le germanium et l'arséniure de gallium	146
6.3.2	Configuration expérimentale	148

6.3.3	Traitement des signaux obtenus	150
6.4	Accumulation et effet Hall de spin dans le germanium étudiés par la spectroscopie de muon	153
6.4.1	Évolution du champ local moyen en fonction du courant	153
6.4.1.1	Dépendance en température du champ local moyen	155
6.4.1.2	Dépendance en énergie d'implantation : le profil d'accumulation de spin	156
6.4.2	Échantillons de référence et champ d'Oersted	157
6.4.3	Analyse et synthèse des résultats pour le germanium	160
6.5	Évidence de l'effet Hall de spin dans l'arséniure de gallium par polarisation des noyaux	162
6.5.1	Dépendance du champ local en fonction du courant appliqué	162
6.5.2	Dépendance de l'amortissement des oscillations du muon en fonction du courant appliqué	163
6.6	Conclusions et perspectives	164
7	Conclusions et perspectives	167
7.1	Conclusions	167
7.1.1	Une réponse à la controverse des dispositifs à 3 terminaux : l'importance des états d'interface	167
7.1.2	Injection et détection non locale d'un pur courant de spin dans le silicium et germanium	168
7.1.3	Évaluation du couplage spin orbite par spectroscopie de muon	169
7.2	Perspectives	170
7.2.1	Maîtrise des états d'interface	170
7.2.2	Optimisation des vannes de spin latérales : un outil versatile pour l'étude d'un pur courant de spin	170
7.2.3	Vers la manipulation de spin électrique et le spin FET tout semi-conducteur	170
	Bibliographie	172
	Liste des communications	185

1 Introduction à la spintronique



Le spin est une observable quantique d'une particule. Il correspond au moment cinétique intrinsèque de la particule auquel est associé un moment magnétique (découvert en 1925 par Samuel Goudsmit et George Uhlenbeck). Cette observable quantique n'a pas d'équivalent dans la physique classique mais elle est souvent illustrée comme la rotation de la particule sur elle-même (comme une toupie ci-dessus). Le sens de rotation autour de son axe définit la direction du dipôle magnétique ou spin. Suivant un axe de quantification prédéfini, on parle de spin up quand il est dirigé vers le haut et de spin down quand il est dirigé vers le bas.

La spintronique utilisant les semi-conducteurs réunit deux domaines distincts : la micro-électronique (semi-conducteur) et le magnétisme (magnéto-transport). L'objectif est d'utiliser le moment magnétique d'un porteur (spin) comme nouvelle information à intégrer dans les dispositifs à base de semi-conducteurs.

Cette introduction a pour objectif de présenter succinctement les deux domaines et les avantages à tirer de leur union.

Sommaire

1.1	La fin programmée de l'électronique classique semi-conductrice . . .	2
1.2	La réussite de la spintronique dans les métaux	3
1.3	La spintronique dans les semi-conducteurs comme successeur possible	5
1.4	Les enjeux et défis de ma thèse	7

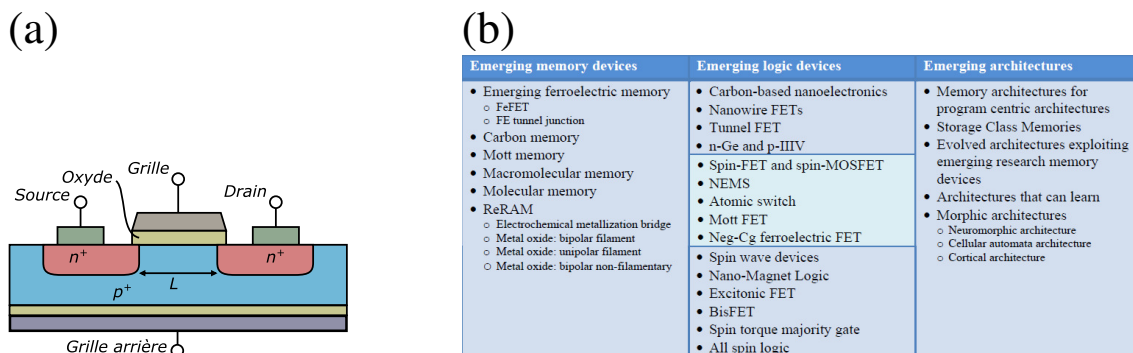


Figure 1.1 – (a) Transistor à effet de champ (MOSFET). C'est une homo-structure de semi-conducteurs fortement dopés ; L 'application d'une grille permet de contrôler les porteurs électriques qui se propagent de la source vers le drain. Deux états logiques sont définis : passant ("1") ou bloquant ("0"). (b) Tableau issu du consortium ITRS [2] qui liste les candidats au remplacement du MOSFET comme brique de base de l'électronique.

1.1 La fin programmée de l'électronique classique semi-conductrice

Les dispositifs électroniques actuels sont majoritairement constitués de semi-conducteurs. Ils sont utilisés comme matériaux de base pour les transistors, brique fondamentale de l'électronique moderne actuelle. Les chercheurs John Bardeen et Walter Houser Brattain ont été conjointement récompensés par le prix Nobel de physique en 1956 "Pour leurs recherches sur les semi-conducteurs et leur découverte de l'effet transistor" [1].

Initialement, les semi-conducteurs présentent une conductivité entre le métal et l'isolant mais la principale raison de leur utilisation vient de la possibilité de modifier leurs propriétés électriques (conductivité, mobilité ...) par l'introduction d'impuretés aussi appelés dopants. Le remplacement des tubes à vide, utilisés comme redresseur et amplificateur, a motivé la recherche autour des homo-structures de semi-conducteurs avec différents dopages.

La sensibilité au champ électrique est un autre atout important des semi-conducteurs. L'électronique actuelle utilise le transistor à effet de champ ou Metal Oxyde Semiconductor Field Effect Transistor (MOSFET) représenté en figure 1.1(a). Les états logiques (On/Off - "0"/"1") sont définis respectivement comme l'état où le canal du semi-conducteur est passant ou bien bloquant pour les porteurs. Cet état est dépendant du champ électrique appliqué par l'électrode supérieure (grille) sur le canal du semi-conducteur.

Afin d'accroître les capacités de calcul, la densité de transistors logiques sur une puce doit être augmentée et par conséquent il faut réduire leur taille. La loi empirique

de Moore est représentative de la course aux performances. Dans les années 70, cet ingénieur et acteur de la fondation de la société Intel prédit que l'évolution imposait de doubler le nombre de transistors tous les deux ans [3, 4]. Après une première révision, sa prédiction s'avère encore exacte bien que toujours de plus en plus difficile à tenir. Afin d'atteindre ces densités (de l'ordre du milliard de transistors par microprocesseur) des tailles spécifiques de transistors appelées nœuds doivent être fabriquées. Malgré les récentes structures du type tri-gate [5], suivre la loi de Moore devient de plus en plus difficile et 2016 est l'année de rupture. Il est donc nécessaire et urgent de trouver une technologie alternative pour continuer l'évolution. Plusieurs tentent de s'imposer comme successeur du transistor MOSFET classique, elles sont listées dans le tableau en figure 1.1b qui est un extrait du rapport du consortium International Technology Roadmap for Semiconductors (ITRS) [2]. Un consortium qui est le fruit d'une collaboration d'experts des grandes firmes de micro-électronique. On remarque que la spintronique occupe une place de candidat pour le futur de l'électronique, pour autant contrairement aux transistors à effet de champ il n'y a pas d'effet d'amplification.

1.2 La réussite de la spintronique dans les métaux

La spintronique est un terme utilisé pour désigner le domaine scientifique utilisant le spin des porteurs plutôt que la charge électrique. L'observation indépendante par Albert Fert et Peter Grünberg en 1988 [6, 7] de la magnétorésistance géante est considérée comme le point de départ d'une électronique basée sur le spin. Elle utilise le transport électrique dépendant du spin (moment magnétique) et les effets de magnéto-résistance associés, c'est-à-dire de la modification de la résistance suivant le champ magnétique appliqué.

Transport dépendant du spin

Il est plus simple d'illustrer le transport électrique polarisé en spin en utilisant le modèle proposé en 1936 par Sir Nevill Mott [8]. Il est schématisé en figure 1.2(a) et propose à basse température de séparer la conductivité électrique en deux contributions dépendant du spin. Le transport est polarisé en spin quand un des deux canaux (spin up : \uparrow ou down : \downarrow) est favorisé.

Les matériaux ferromagnétiques (FM) sont généralement des matériaux métalliques (Ni, Fe, Co, ...) qui présentent la particularité de favoriser intrinsèquement une population de spins dans le transport électrique. Contrairement aux matériaux non-magnétiques qui ne favorisent aucune direction particulière c'est à dire qu'il y a autant de spins dans une direction que dans l'autre. Lorsqu'un courant de charge passe dans une couche ferromagnétique, un échange de moment angulaire a lieu qui polarise majoritairement dans une

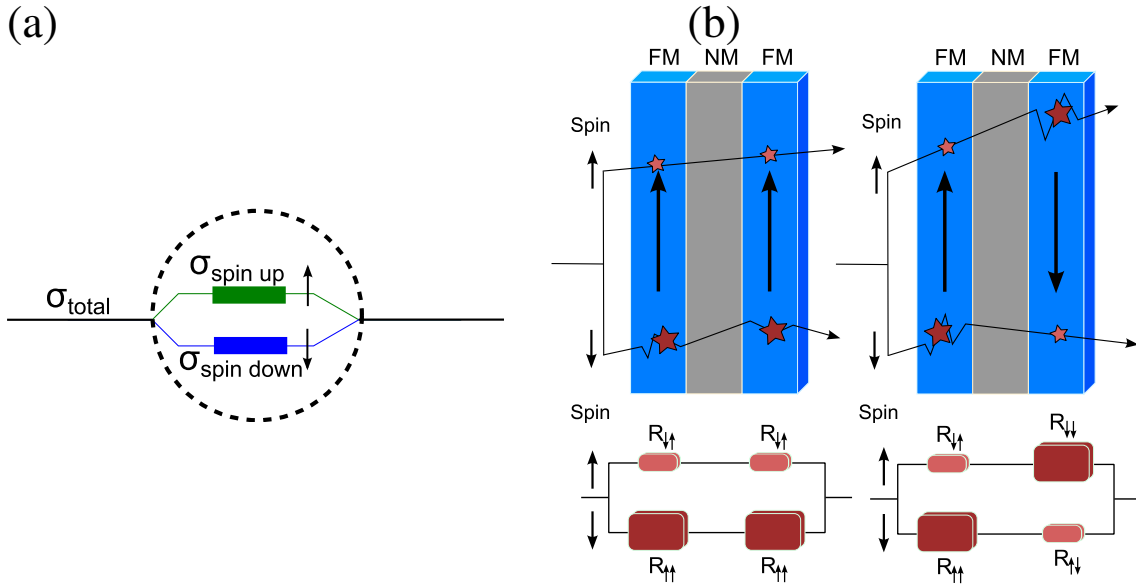


Figure 1.2 – (a) Illustration du modèle de Sir Nevill Mott qui a proposé à basse température de distinguer les canaux de conduction suivant l’orientation du spin. (b) Modèle simplifié qui permet de comprendre la magnétorésistance géante découvert indépendamment en 1988 par Albert Fert et Peter Grünberg [6, 7] sur la base de la fig 1.2(a). Deux états de résistance se distinguent suivant l’orientation relative des aimantations à cause de la diffusion dépendant du spin. Dans le cas d’aimantations (anti-)parallèles des couches minces ferromagnétiques, l’état de résistance est (fort) faible car (chaque canal) un seul canal comprend une forte résistance.

direction les spins du courant de charges.

La magnétorésistance géante

La magnétorésistance géante dans les multicouches est basée sur le transport dépendant du spin comme représenté en 1.2(b). En effet, les spins orientés parallèlement à l’aimantation des matériaux FM sont favorisés ce qui correspond à une résistance plus faible que le cas anti-parallèle ($R_{\uparrow\uparrow} < R_{\uparrow\downarrow}$). Dans le cas des dispositifs GMR, une couche fine métallique non magnétique de quelques nm d’épaisseur est intercalée entre deux couches FM. Le courant de charge est polarisé initialement par une première couche ferromagnétique par un échange de moment angulaire. Le passage du courant polarisé dans la deuxième couche ferromagnétique dépendra de l’orientation relative de la polarisation majoritaire des spins (donc de l’aimantation de la première couche FM) par rapport à l’aimantation comme le montre la figure 1.2(b). Le calcul simple des résistances équivalentes pour les deux configurations magnétiques parallèle ou anti-parallèle entre les deux aimantations FM comme l’illustre la figure 1.2(b) nous donne :

$$R_{eq-AP} = \frac{2R_{\uparrow\downarrow}R_{\uparrow\uparrow}}{R_{\uparrow\downarrow} + R_{\uparrow\uparrow}} \quad R_{eq-P} = \frac{R_{\uparrow\downarrow} + R_{\uparrow\uparrow}}{2} \quad (1.1)$$

On remarque que $R_{eq-P} - R_{eq-AP} < 0$ donc $R_{eq-AP} > R_{eq-P}$.

Les utilisations de cette découverte dans les applications industrielles ont été extrêmement rapides. Seulement 8 ans après la découverte des têtes de lecture pour les disques durs apparaissaient sur le marché et utilisaient la GMR pour lire le point mémoire magnétique des disques durs. Une autre étape a été franchie avec la découverte de la magnétorésistance tunnel par Jullière en 1975 [9] et mise en évidence à température ambiante par Moodera *et al.* [10] en 1995. Cette dernière technologie est basée sur l'effet tunnel entre deux électrodes ferromagnétiques qui est différent suivant leurs états magnétiques (parallèles/anti-parallèles). En effet, l'effet tunnel conserve le spin mais le courant qui passe dépend de la densité d'états au niveau de Fermi qui est différente pour les deux populations de spin dans un FM. Ces avancées ont permis la commercialisation à grande échelle des disques durs à forte capacité de stockage [4].

1.3 La spintronique dans les semi-conducteurs comme successeur possible

Actuellement, la spintronique utilise principalement des métaux mais depuis la proposition d'un transistor à spin à base de semi-conducteurs en 1990 par Datta. et Das [11] représenté en figure 1.3, de nouvelles possibilités se sont ouvertes. La frontière entre les deux domaines donne lieu à des concepts hybrides innovants et facilement transposables dans l'industrie de la micro-électronique.

Les matériaux semi-conducteurs présentent généralement l'avantage de conserver l'information du spin sur une distance plus longue que dans la métaux. Ce qui permet d'imaginer des dispositifs de taille micronique voire millimétrique contrairement aux métaux qui contraignent généralement à des dimensions nanométriques.

Le principe du transistor de Datta et Das est une combinaison entre un transistor classique et un dispositif GMR. En effet, comme on peut le voir sur la figure 1.3, la géométrie est très proche du MOSFET de la figure 1.1 (a) mais le courant injecté est polarisé en spin. Dans ce transistor, c'est le spin et non la charge qui est manipulé en utilisant une grille pour passer d'un état de spin à l'autre grâce au couplage spin-orbite. De plus, ce transistor contient une information supplémentaire "non volatile" qui est l'état d'aimantation relatif des deux électrodes ferromagnétiques (parallèles ou anti-parallèles). Le spin FET possède donc 4 états possibles : FM parallèles $V_g=0$ et $V_g \neq 0$ ainsi que FM anti-parallèles $V_g=0$ et $V_g \neq 0$.

Les avantages d'un tel dispositif sont multiples [12] :

- La non volatilité : Possibilité de garder l'information même lorsque le transistor n'est pas en action comme dans les mémoires magnétiques à base de métaux (MRAM).

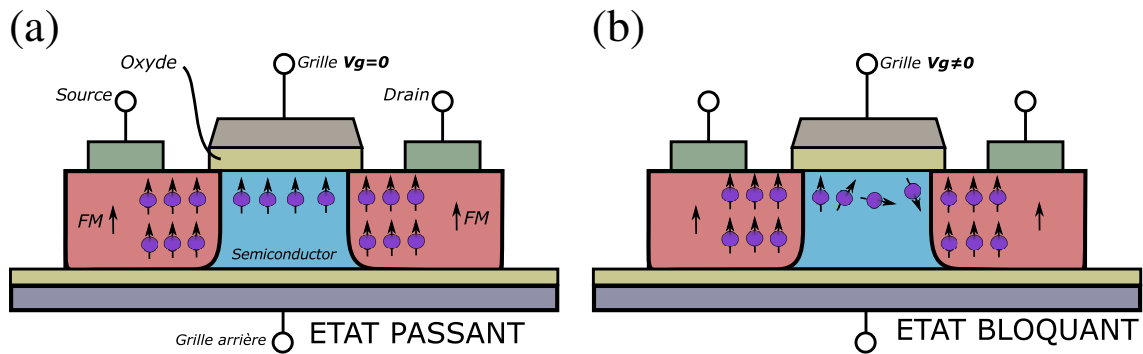


Figure 1.3 – Le transistor de spin à effet de champ ou SpinFET a été proposé par Datta et Das en 1990 [11]. Il est l’analogue du MOSFET classique mais utilise uniquement le spin de l’électron comme information. De manière similaire, une grille a été imaginée pour contrôler le spin en utilisant l’effet Rashba. Pour $V_g \neq 0$, l’effet Rashba crée un champ magnétique effectif qui fait précesser le spin de 180° .

- Augmentation des capacités de calcul en utilisant deux fois plus d’informations dans un seul dispositif
- Dans le cas d’une création d’une accumulation de spin efficace, la spintronique semi-conductrice permet la diminution de la consommation énergétique en utilisant la manipulation de spin moins coûteuse en énergie que la manipulation de charges.
- Les dispositifs d’électronique de spin à base de semi-conducteurs peuvent être des dispositifs hybrides servant : pour la logique (spin transistor), la communication et la mémoire (MRAM).
- Ils sont les prémices de l’électronique quantique et des qubits (bit d’information quantique)
- Enfin nous avons décidé de travailler sur le silicium et le germanium qui sont les matériaux les plus utilisés et les plus connus dans l’industrie de la micro-électronique. Toutes ces avancées sont donc directement transposables au domaine industriel.

L’engouement pour ce jeune domaine de recherche a été très fort après ces promesses d’applications. Mais plusieurs obstacles se sont imposés rapidement. Malgré tout, les efforts de recherche aboutissent à des résultats et des avancées importantes qui confirment les premiers espoirs [13–17]. Pour réaliser un composant fonctionnant à l’aide du spin dans un matériau semi-conducteur, 3 étapes doivent être maîtrisées :

1. Une injection efficace et contrôlée d’un courant polarisé en spin dans le semi-conducteur.
2. Une détection sensible des spins dans le semi-conducteur.
3. Une manipulation efficace du spin facilement transposable aux dispositifs électroniques.

1.4 Les enjeux et défis de ma thèse

L'objectif de cette thèse est d'avancer encore plus loin dans la compréhension et la maîtrise des 3 points clés pour l'électronique de spin énoncés précédemment. Le chapitre 2 introduira les notions élémentaires de la spintronique utilisant des matériaux semi-conducteurs.

Ces travaux de thèse expérimentaux peuvent être scindés en trois parties. Une première partie concerne l'injection et la détection de spin dans les semi-conducteurs (silicium et germanium) en utilisant le dispositif à 3 contacts. Il représente un système modèle pour l'injection/détection de spin depuis une électrode ferromagnétique. Nous avons utilisé cette géométrie pour caractériser la dynamique d'injection dans le silicium et germanium. Les résultats seront présentés dans le chapitre 4 qui nous permet aussi d'apporter nos arguments pour répondre à la controverse concernant ce dispositif de mesure.

La deuxième partie des travaux de ma thèse concerne la transition depuis cette géométrie simple des dispositifs à 3 contacts vers une géométrie de type vanne de spin latérale. Cette dernière permettra d'assurer la démonstration de l'injection et la détection non locale d'un pur courant de spin dans le silicium et dans le germanium. Le chapitre 5 présentera les méthodes mises en place depuis la conception jusqu'à la caractérisation en passant par la synthèse pour valider l'élaboration de vannes de spin latérales dans le silicium ainsi que dans le germanium.

Enfin, le chapitre 6 de ce manuscrit est consacré à la détection par spectroscopie de muon d'une accumulation de spin créée par effet Hall de spin, dans le germanium et l'arséniure de gallium. L'effet Hall de spin constitue un moyen de créer des courants de spin sans FM dans ces matériaux, mais surtout cette étude permet d'appréhender le couplage spin orbite qui est un élément clé de la manipulation de spin. Ce chapitre 6, est aussi l'occasion de présenter la spectroscopie de muon qui est une technique sensible de mesure dans la matière du champ magnétique local.

2 La spintronique dans les matériaux semi-conducteurs

L'intégration des spins dans les semi-conducteurs présente des atouts importants pour le futur de la spintronique.

Au début des années 2000 suite aux premières expérimentations, les attentes de la communauté scientifique et industrielle étaient au plus fort. De véritables difficultés se sont alors posées (désaccord de conductance, ...) et même si maintenant ces obstacles sont résolus ou en passe de l'être, il n'est pas toujours facile de convaincre de l'intérêt et des potentialités de l'injection électrique de spin dans les semi-conducteurs.

Ce chapitre a pour but de présenter l'état des connaissances sur l'injection, la détection et la dynamique de spin dans les semi-conducteurs. Il a aussi pour objectif de synthétiser les récentes avancées scientifiques qui ont été faites afin de convaincre qu'une injection électrique de spin dans un semi-conducteur a été réalisée de manière efficace avec une forte polarisation résultante.

Sommaire

2.1 Injection/détection d'une population électronique polarisée en spin dans les semi-conducteurs	11
2.1.1 Polarisation et accumulation de spin	11
2.1.2 Courant de charge, courant polarisé en spin et pur courant de spin	13
2.1.3 Génération de spin dans les semi-conducteurs	14
2.1.4 Obstacles à l'injection électrique de spin	16
2.2 Injection électrique de spin : vannes de spin latérales et dispositifs à 3 terminaux	19
2.2.1 Les vannes de spin latérales	19
2.2.2 Les dispositifs à 3 terminaux	26
2.3 Transport de spin et relaxation dans les semi-conducteurs	37
2.3.1 Transport de spin dans les semi-conducteurs	37
2.3.2 Temps de vie de spin et mécanismes de relaxation	40
2.4 Manipulation de spin	43
2.4.1 Couplage spin-orbite	43
2.4.2 Manipulation par un champ magnétique extérieur	43

2. La spintronique dans les matériaux semi-conducteurs

2.4.3	Manipulation par un champ électrique extérieur	44
-------	--	----

2.1 Injection/détection d'une population électronique polarisée en spin dans les semi-conducteurs

2.1.1 Polarisation et accumulation de spin

Commençons par définir la relation entre le spin de l'électron (\vec{s}) et son moment magnétique ($\vec{\mu}$) pour un électron libre par :

$$\vec{\mu} = -\frac{g\mu_B\vec{s}}{\hbar} \quad (2.1)$$

avec $|\vec{s}| = \frac{\hbar}{2}$. μ_B étant le magnéton de Bohr, g est le facteur de Landé de l'électron (=2 pour l'électron libre) et \hbar la constante de Planck réduite ($\hbar = \frac{h}{2\pi}$). Ici le facteur g est positif. Le moment magnétique et le spin d'un électron libre sont opposés comme le montre l'équation 2.1.

La polarisation en spin (P) est généralement définie comme le degré d'occupation d'une population de spin (spin up - \uparrow ou spin down - \downarrow) relativement à l'autre [18]. La définition peut être formulée comme ceci :

$$P_\chi = \frac{\chi_s}{\chi} \quad (2.2)$$

$$\text{avec } \chi_s = \chi_\lambda - \chi_{-\lambda} \text{ et } \chi = \chi_\lambda + \chi_{-\lambda}$$

χ correspond à une quantité observable dans le système comme par exemple la densité électronique et elle est différenciée en spin par la composante λ . Le choix de l'observable et de la convention de différenciation en spin (λ) est différente suivant les systèmes [18, 19]. Ainsi pour les matériaux magnétiques, la convention est basée sur l'orientation du spin du porteur par rapport à l'aimantation : λ est défini comme \uparrow ou spin majoritaire (respectivement \downarrow ou spin minoritaire) quand son moment magnétique pointe parallèlement (respectivement anti-parallèlement) à l'aimantation.

L'interaction d'échange est à l'origine du magnétisme dans les métaux de transition avec des orbitales localisées 3d (Fe, Co, Ni). Elle est une conséquence du principe d'exclusion de Pauli pour les fermions [20, 21] et elle tend à aligner parallèlement les spins premiers voisins entre eux ; Un ordre magnétique apparaît alors : l'état ferromagnétique qui est conservé jusqu'à la température de Curie. A partir du nombre d'électrons majoritaires (\uparrow) et minoritaires (\downarrow) est définie une des notions de la polarisation (P_m) concernant l'aimantation en volume [19] :

$$P_m = \frac{N_\uparrow - N_\downarrow}{N_\uparrow + N_\downarrow} \quad (2.3)$$

Avec N_\downarrow et N_\uparrow respectivement le nombre d'électrons \downarrow et \uparrow .

Dans un diagramme de bandes comme dans la figure 2.1(b), cela se traduit par un nombre plus important d'électrons de spin \uparrow que d'électrons \downarrow .

Dans le cas des matériaux non magnétiques, il n'y a aucune polarisation en spin intrin-

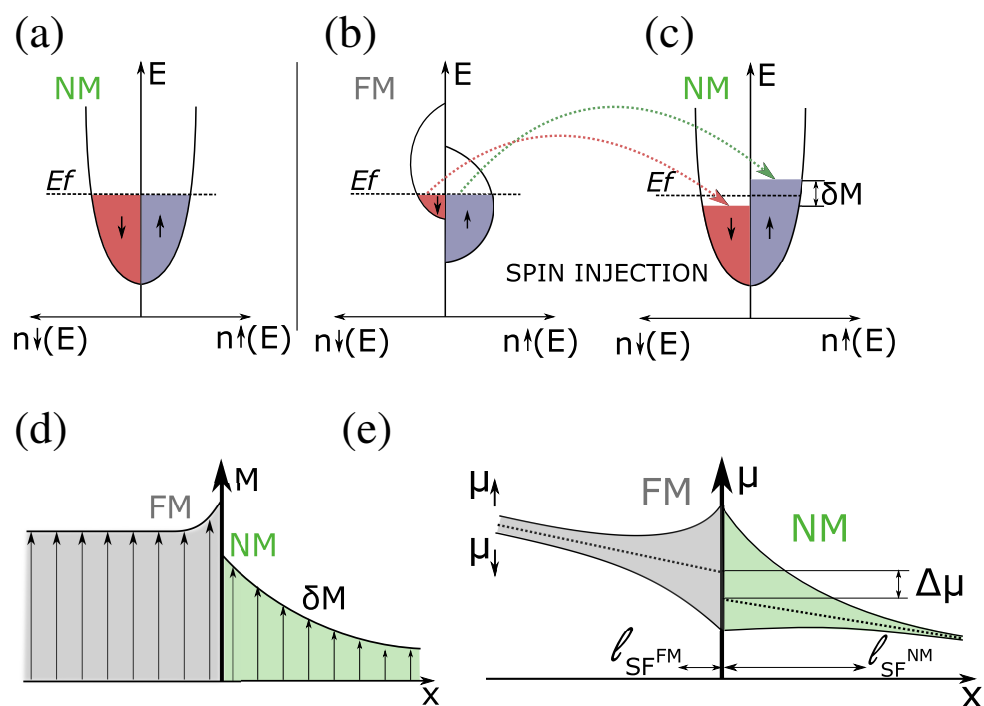


Figure 2.1 – (a) Diagramme des bandes s pour un matériau non-magnétique, il y a autant de spins \uparrow que \downarrow (b) Diagramme de bandes d'un matériau FM à gauche et non-magnétique à droite lors de l'injection de spin (flèches) depuis le premier vers le second. On remarque un décalage entre les populations de spin qui est intrinsèque dans le FM et est amorcé dans le NM par l'injection de spin (δM). En (d) le profil d'aimantation de l'interface (FM/NM). Une quantité magnétique δM est injectée et revient à l'équilibre dans le NM comme illustré en (e) en utilisant les potentiels électrochimiques dépendant du spin. On remarque une accumulation de spin \uparrow et un appauvrissement de spin \downarrow à l'interface entre les deux matériaux. La différence des deux populations définit l'accumulation de spin à l'interface. Il est important de noter une discontinuité $\Delta\mu$ entre les potentiels électrochimiques moyens du FM et du NM.

sèque comme le montre la figure 2.1(a) mais elle peut être induite (voir figure 2.1(c)). Afin d'illustrer l'effet d'accumulation de spin nous utiliserons l'exemple simplifié d'une injection électrique à une interface d'un matériau ferromagnétique et non magnétique (FM/NM). Le principe est illustré en figure 2.1d et a été étudié en détails par le passé [22–25]. Proche de l'interface, une majorité de spin up \uparrow sera injectée dans le NM conduisant les spins \downarrow à être en minorité. Cela engendre une accumulation magnétique représentée sur la figure 2.1d par δM qui décroît exponentiellement avec la distance par rapport à l'interface. Le potentiel électrochimique μ est nécessaire pour décrire un tel système : il est l'addition du potentiel chimique et du potentiel électrique : $\bar{\mu}_s = \mu_s - eV$. Le premier correspond à l'énergie qu'il faut fournir au système pour ajouter un électron et le deuxième est attribué au potentiel électrique ressenti par le porteur. On définit alors l'accumulation de spin μ_s par :

$$\mu_s = \mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow} \quad (2.4)$$

Dans l'espace, les porteurs auront tendance à diffuser vers la région où le potentiel électrochimique est le plus faible afin d'atteindre l'équilibre. Dans ce cas, le profil d'accumulation de spin induira une densité de courant de spin [18] :

$$J_{\uparrow,\downarrow} = \sigma_{\uparrow,\downarrow} \nabla \mu_{\uparrow,\downarrow} \quad (2.5)$$

2.1.2 Courant de charge, courant polarisé en spin et pur courant de spin

On définit deux types de densité de courant :

$$J_{charge} = J_c = J_{\uparrow} + J_{\downarrow} \quad (2.6)$$

$$J_{spin} = J_s = J_{\uparrow} - J_{\downarrow} \quad (2.7)$$

La première densité de courant définit la densité de charge dans le matériau sans tenir compte de l'orientation des spins. A l'inverse, la seconde densité de courant, de spin, définit uniquement la polarisation en spin des porteurs. Les différents cas dans les matériaux associés à ces densités de courant sont résumés dans le tableau 2.2.

- Dans un conducteur non magnétique contacté par une source de courant, on note la présence d'une densité de courant de charge (J_c) mais qui n'est pas polarisé en spin alors : $J_c \neq 0$; $J_s = 0$
- Pour le même cas pour un matériau conducteur magnétique, le courant de charge est aussi polarisé en spin alors : $J_c \neq 0$; $J_s \neq 0$.
- On peut aussi induire une accumulation de spin par injection électrique de spin dans un matériaux non magnétique et dans ce cas : $J_c \neq 0$; $J_s \neq 0$.

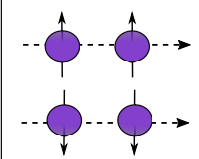
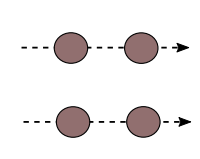
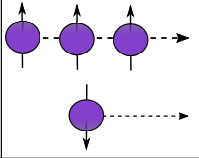
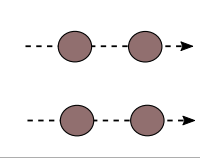
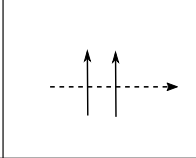
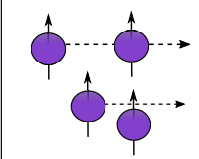
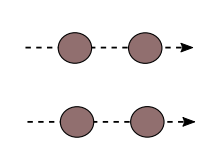
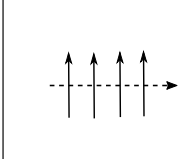
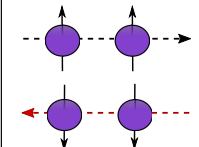
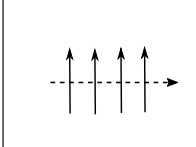
Type de courant		Courant de charge	Courant de spin
Courant non polarisé en spin			0
Courant polarisé en spin			
Courant 100% polarisé en spin			
Pur courant de spin		0	

Figure 2.2 – Liste des différents types de courant définis avec les spins et la charge.

- Le cas idéal correspond à un matériau 100% polarisé en spin et alors $J_C = J_s = J_{\uparrow}$.
- Un pur courant de spin peut être obtenu lorsque le courant de charge est découplé de la diffusion de spin comme dans l'exemple des vannes de spin latérales. Les densités de courant deviennent : $J_s \neq 0$ et $J_c = J_{\uparrow} + J_{\downarrow} = 0$. Alors seul un courant de spin circule sans courant de charge.

2.1.3 Génération de spin dans les semi-conducteurs

Il existe plusieurs méthodes pour générer des électrons polarisés en spin dans un matériau semi-conducteur non-magnétique. La figure 2.3 résume ces différentes méthodes, on peut citer les plus communes :

- L'injection optique de spin ou pompage optique de spin. Les règles de sélection optiques permettent dans le cas des semi-conducteurs à gap direct d'utiliser une lumière polarisée circulairement pour induire une accumulation de spin locale sous le faisceau lumineux. Communément appelé pompage optique, cette méthode a été initiée par les travaux de Brossel et Kastler [26]. De même, si le temps de vie du spin est supérieur au temps de recombinaison de la paire électron-trou photo-excitée alors la population en spin peut être détectée par photoluminescence. L'injection/détection optique est une technique très répandue pour le GaAs

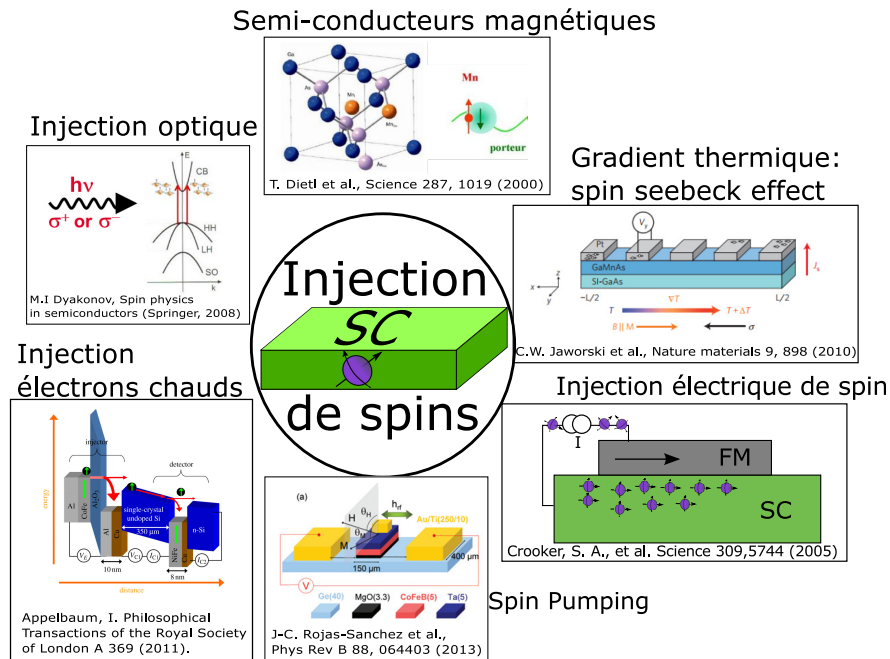


Figure 2.3 – Résumé non exhaustif des différentes méthodes d'injection d'un courant polarisé en spin dans un matériau semi-conducteur.

par exemple [27–29].

- L'effet spin Seebeck permet de créer, depuis un gradient de température, un pur courant de spin. Cette méthode de création d'un courant polarisé en spin est intéressante car une quantité importante de porteurs polarisés peut être créée à partir de la récupération de la chaleur. L'effet a été notamment observé dans le silicium dopé avec des trous [30].
- Depuis un courant de charge et sans matériau magnétique, il est possible de générer un courant de spin et inversement. Cette conversion est due à l'effet Hall de spin en volume ou Edelstein en surface ou aux interfaces qui ont tous les deux pour origine le couplage spin-orbite (SO). Dans les semi-conducteurs conventionnels GaAs, Ge ou Si l'effet Hall de spin est faible car ce sont des matériaux possédant des atomes légers. Malgré tout l'expérience de Kato *et al.* prouve la présence de l'effet Hall de spin dans le GaAs [31].
- Le pompage de spin¹ est une autre technique pour induire un courant polarisé dans les semi-conducteurs. Technique très utilisée à l'heure actuelle car simple à mettre en œuvre, l'absorption d'une onde électromagnétique radiofréquence sous un champ magnétique statique induit la précession de l'aimantation d'un matériau ferromagnétique. L'aimantation précesse alors en libérant un courant polarisé en spin dans les couches adjacentes. Les exemples d'utilisation sont multiples [32, 33]

1. Ou spin pumping en anglais

en particulier en utilisant une détection de l'accumulation de spin générée par effet Hall de spin inverse.

- Enfin, la technique certainement la plus utilisée consiste à utiliser une électrode ferromagnétique afin de polariser un courant de charge qui est ensuite injecté dans le matériau non magnétique. Les premières injections électriques de spin dans les semi-conducteurs ont été rapportées à partir de 1999 [34–36].

L'objet de ces travaux de thèse porte sur l'injection électrique de spin dans les semi-conducteurs. Mais plusieurs obstacles théoriques et expérimentaux s'opposent à une injection électrique de spin efficace dans les semi-conducteurs, c'est l'objet du prochain chapitre.

2.1.4 Obstacles à l'injection électrique de spin

L'injection électrique de spin dans les semi-conducteurs à partir d'une électrode ferromagnétique est certainement la méthode la plus commune actuellement. L'optimisation de l'injection et de la détection d'un signal de spin passe par une bonne connaissance et maîtrise des difficultés. Les premières expériences d'injection électrique de spin montraient des polarisations faibles dans les semi-conducteurs par rapport aux amplitudes attendues [34–36]. Par la suite, plusieurs groupes théoriques se sont intéressés au système FM/SC [37, 38], et ont mis en lumière le problème du désaccord d'impédance. Ceci a permis d'expliquer les faibles signaux mesurés et de trouver les solutions.

La figure 2.4 regroupe les principaux obstacles à une injection et une détection électrique de spin efficaces dans les semi-conducteurs. Ils sont listés dans la figure 2.4 (a) et sont situés sur le profil de bandes d'un système : Ferromagnétique/Isolant/Semi-conducteur (FM/I/SC) en (b). On remarque en orange l'accumulation de spin dans le semi-conducteur (en vert). Il est important de noter la différence entre les travaux de sortie du métal magnétique et du semi-conducteur qui entraîne la formation d'une barrière Schottky de hauteur ϕ_B .

Désaccord de conductivité (①)

Historiquement, après les propositions de Datta et Das en 1990, rapidement des problèmes d'efficacité d'injection électrique de spin dans un semi-conducteur se sont posés. Le **point** ① fait écho à la difficulté d'injection à cause de la dépolarisation du spin préférentiellement dans le métal magnétique. On définit une résistance de spin du matériau comme la faculté du matériau à absorber les spins par :

$$R_s = \frac{\ell_{sf}^2 \rho}{V_s} \quad (2.8)$$

Avec ℓ_{sf} la longueur de diffusion de spin dans le matériau considéré, ρ la résistivité

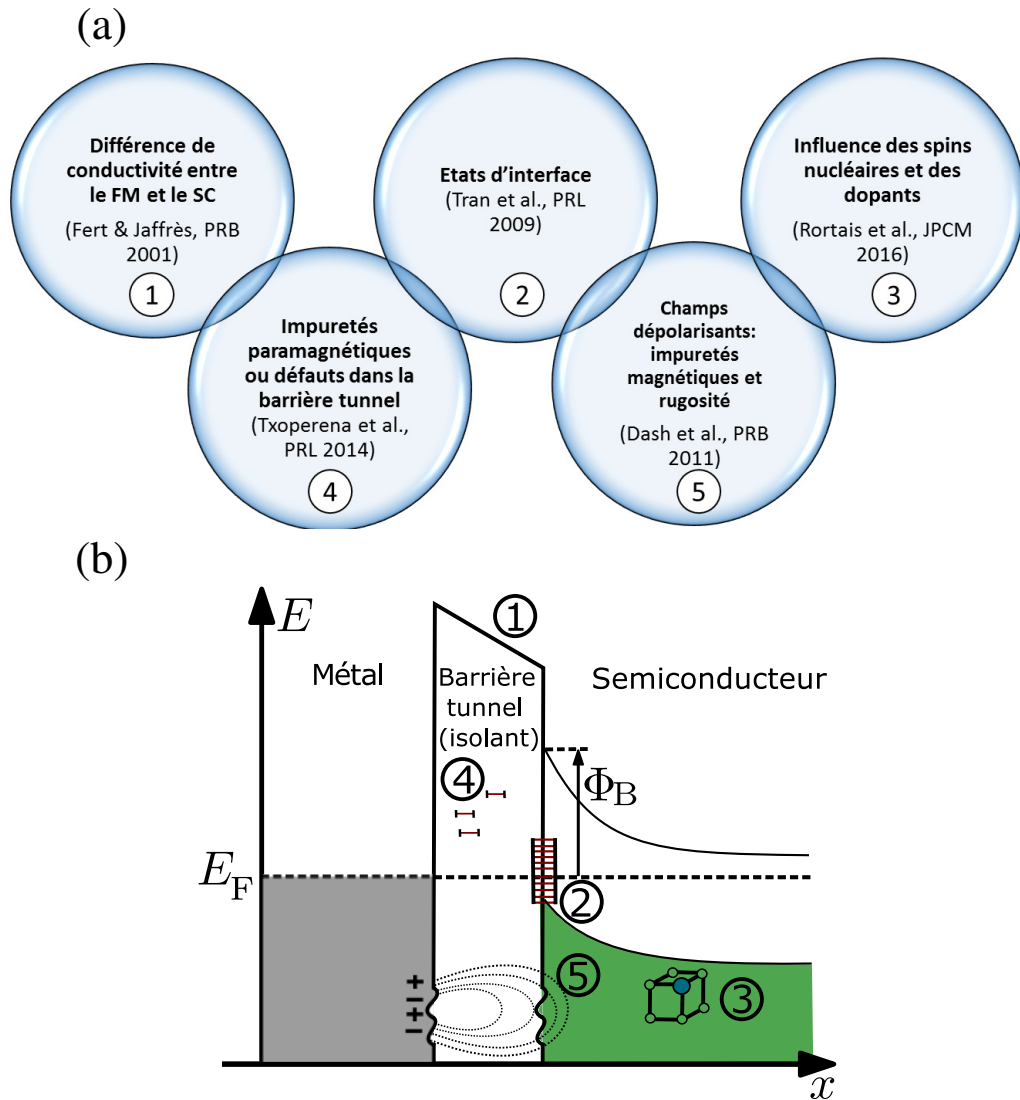


Figure 2.4 – (a) Liste des principaux obstacles à l'injection électrique de spin dans les semi-conducteurs. (b) Ces obstacles sont situés sur le diagramme de bandes d'une structure ferromagnétique/isolant/semi-conducteur (pas à l'échelle).

électrique et V_S le volume effectif de l'accumulation de spin dans le matériau.

Or, la différence de résistance de spin entre le métal et le semi-conducteur est si importante que le spin a tendance à revenir à l'équilibre dans la couche ferromagnétique, ce problème est très connu sous le nom de désaccord de conductivité. Ce phénomène a été mis en équation par Rashba [25] et Fert et Jaffrès [38].

Les travaux de Fert et Jaffrès sont basés sur l'étude théorique de l'interface FM/SC depuis la définition du potentiel électrochimique et des équations de transport du modèle diffusif développé par Valet et Fert en 1993 [24]. Leur conclusion aboutit au point important qu'une résistance d'interface est nécessaire afin de forcer les porteurs polarisés en spin à rester dans le semi-conducteur [37]. Pour cela l'utilisation d'une barrière tunnel entre le métal et le semi-conducteur a été proposée [38].

Les états d'interface ②

La maîtrise de la croissance de jonctions tunnel a permis l'injection de spin dans les semi-conducteurs. Les premières études ont utilisé des vannes de spin latérales puis le système hybride à 3 contacts fut rapidement proposé comme alternative simple, évitant ainsi la lithographie électronique pour fabriquer des dispositifs de taille nanométrique. Par contre, l'injection et la détection étant localisées sous l'électrode FM, ces systèmes ont permis de mettre en évidence la présence d'états d'interface représentés dans la figure 2.4 localisés entre la barrière tunnel et le SC. Le rôle des états d'interface a été mis en évidence dans le GaAs en 2009 par Tran *et al.* [39] et confirmés par Jain *et al.* [40] dans le germanium dopé n [41], les états d'interface ouvrent un canal de conduction supplémentaire (effet tunnel en deux étapes) et un volume de dépolarisation supplémentaire dans le système. Ces états d'interface proviennent en partie des liaisons non-saturées du substrat lors des dépôts et forment une bande de défauts découplée du canal du semi-conducteur par la barrière Schottky. Ils seront détaillés dans la partie concernant les mesures expérimentales d'injection dans les dispositifs à 3 contacts.

Les spins nucléaires et les dopants ③

La relaxation de spin dans les semi-conducteurs est attendue comme étant longue. Mais des effets parasites limitent le temps de vie du spin, comme les effets des dopants ou bien l'influence des spins nucléaires (**point ③** dans la figure 2.4). Nous avons pu observer ce dernier effet par une technique expérimentale originale : la spectroscopie de muons dans des couches de GaAs. Cette expérience sera détaillée dans le chapitre 6 de ce manuscrit.

Les défauts localisés dans la barrière tunnel ④

Récemment, il a été proposé un nouvel effet limitant l'injection de spin dans les semi-conducteurs [42, 43]. Des signaux parasites de magnéto-transport peuvent être mesurés avec pour origine non pas l'injection de spin dans le substrat mais dans des défauts localisés dans la barrière tunnel (**point ④**). Une mauvaise interprétation de l'origine des signaux peut être possible si aucune attention particulière n'est prise concernant la qualité de la jonction tunnel. Ces erreurs de mesures seront aussi abordées dans la partie

expérimentale dans le chapitre 4.

Les champs magnétiques dépolarisant à l'interface ⑤

Les champs magnétiques rayonnants parasites peuvent aussi perturber la dynamique de spin dans le canal du semi-conducteur. Dash *et al.* [44] ont été les premiers à observer une dépendance du signal de spin lors de l'application d'un champ magnétique dans le plan suivant l'axe d'aimantation de la couche ferromagnétique (direction des spins injectés). L'explication proposée est basée sur des champs magnétiques rayonnant créés par l'effet de rugosité entre le métal ferromagnétique et la barrière tunnel (point ⑤). En effet, la rugosité crée des charges magnétiques de surface qui sont à l'origine d'un champ magnétique dipolaire qui va tendre à désorienter le spin lorsqu'il sera injecté proche de l'interface dans le semi-conducteur.

Malgré toutes les difficultés, l'injection de spin a pu être réalisée dans le silicium en 2007 par Appelbaum *et al.* en utilisant des électrons chauds ou bien par Van't Erve *et al.* avec une vanne de spin latérale [14]. Il a fallu attendre 2011 et les travaux de Zhou *et al.* pour observer une injection de spin à basse température dans le germanium [16].

2.2 Injection électrique de spin : vannes de spin latérales et dispositifs à 3 terminaux

Il existe deux méthodes principales pour mesurer électriquement une accumulation de spin dans les semi-conducteurs. Les vannes de spin latérales utilisées pour les métaux sont bien sûr utilisables avec les semi-conducteurs. D'autant plus que la longueur de diffusion de spin est plus grande dans le Si et Ge ce qui n'impose pas une longueur de canal trop courte entre les deux électrodes ferromagnétiques. Mais les difficultés technologiques ont poussé la communauté à chercher un système simplifié pour étudier l'injection de spin. Les systèmes n'utilisant qu'une seule électrode ferromagnétique pour l'injection et la détection de spin, aussi appelés dispositifs à 3 contacts, répondent à ces exigences de simplicité.

Ce manuscrit est articulé autour de ces deux méthodes de mesure, ce chapitre a donc pour objectif de les présenter.

2.2.1 Les vannes de spin latérales

Les vannes de spin latérales sont les équivalents des dispositifs GMR avec une disposition latérale qui rappelle beaucoup le transistor MOSFET. La latéralité de la structure permet des mesures dites non locales, c'est-à-dire d'injecter et de détecter de manière indépendante. Le matériau non-magnétique sert toujours de média entre les deux électrodes ferromagnétiques et est le lieu de la diffusion du spin. La séparation entre l'injection et la détection électrique de spin permet d'éviter des effets de magnétorésistance parasites

(AMR, TAMR, Pauli blocade, ...).

Le principe a été proposé par Aronov et démontré expérimentalement par Johnson et Silsbee en 1985 [45, 46]. Peu de développements expérimentaux ont été rapportés utilisant les vannes de spin latérales jusqu'à récemment. Mais la détection non locale d'une accumulation de spin a été utilisée dans une variété de matériaux : structures métalliques [47, 48], supraconducteurs [49] semi-conducteurs organiques [50] et inorganiques (GaAs [51], InAs [52], ...).

Il existe très peu de travaux sur l'injection et la détection de spin à l'aide d'une vanne de spin latérale dans le silicium et germanium. On peut citer, pour le silicium, les travaux précurseurs de OMJ Van't Erve en 2007 [14]. Ils ont été suivis par les travaux des groupes de Siraishi [53] et Saito [54]. Dans le cas du germanium, seuls les travaux de Zhou [16] démontrent une injection électrique et détection non locale de spin à basse température. Les

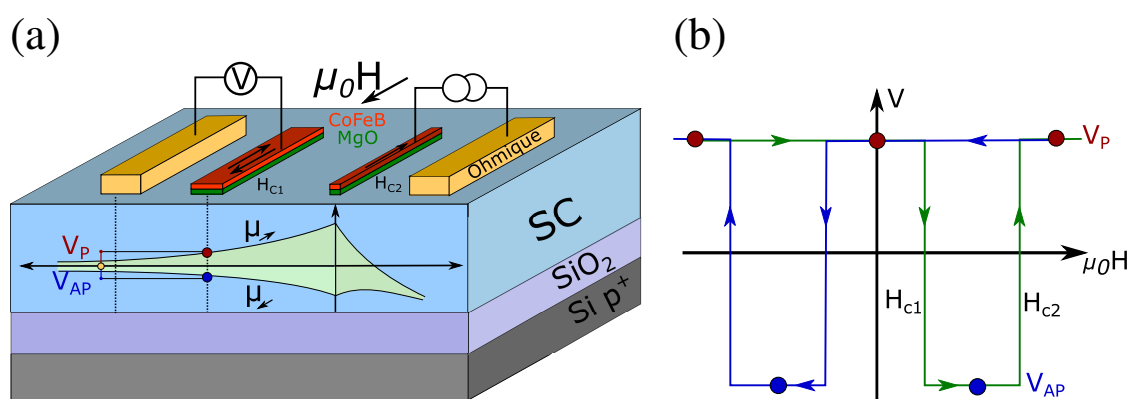


Figure 2.5 – (a) Schéma d'une vanne de spin latérale, constituée de deux couples de contacts ohmiques/contacts ferromagnétiques. (b) Le renversement des aimantations, aux champs coercitifs H_{c1} et H_{c2} , modifie la population en spin sondée et donc le signe de la tension mesurée par l'électrode FM (avec en vert la barrière tunnel et en rouge la matériau magnétique).

vannes de spin latérales sont constituées de deux électrodes ferromagnétiques et de deux contacts ohmiques. Les deux électrodes ferromagnétiques sont espacées de l'ordre de la longueur de diffusion de spin comme représenté en figure 2.5(a). Un des couples ferromagnétique/ohmique est utilisé pour l'injection de spin alors que le second sert à la détection du pur courant de spin qui diffuse dans le canal du semi-conducteur. Sur la figure 2.5(a), on remarque une accumulation de spin \uparrow sous la première électrode due à l'injection d'un courant polarisé en spin. L'amplitude du signal d'injection ou de détection d'une électrode est dépendante du taux de polarisation en spin du courant tunnel (notée P). Ensuite, le système tend à retourner à l'équilibre des populations de spin ce qui crée des courants diffusifs de spin au sein du semi-conducteur. Dans le modèle diffusif, l'accumulation de

spin obéit à l'équation de diffusion exprimée comme [55]

$$\nabla^2(\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}) = \left(\frac{1}{\ell_{sf}}\right)^2 (\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}) \quad (2.9)$$

Dans le cas 1D, la solution directe de l'équation 2.9 est donnée par :

$$\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow} = \Delta\mu(x) = [\mu_{\uparrow}(0) - \mu_{\downarrow}(0)] \exp\left(-\frac{x}{\ell_{sf}}\right) \quad (2.10)$$

Les potentiels électro-chimiques sont ici représentés en coupe sur la figure 2.5(a), ils décroissent de manière exponentielle dans le volume du semi-conducteur suivant la longueur de conservation du spin ou longueur de diffusion de spin ℓ_{sf} en accord avec l'équation 2.10.

Les spins qui ont diffusé sont détectés en utilisant le second couple d'électrodes FM/Ohmique. La différence de potentiels entre l'électrode FM (points rouge ou bleu sur la figure 2.5(a)) et le contact ohmique (doré) est proportionnelle à l'accumulation de spin qui a diffusé.

2.2.1.1 Mesures non-locales

Dans une vanne de spin latérale, pour avoir un contraste magnétique maximal, on mesure la différence de tension pour un courant d'injection fixe entre les états parallèle et anti-parallèle des aimantations, comme décrit par le cycle $V(H)$ de la figure 2.5(b). C'est pourquoi il est nécessaire qu'elles présentent des champs magnétiques de renversement suffisamment différents afin de stabiliser un état anti-parallèle.

Les électrodes sont renversées en appliquant un champ magnétique externe le long des électrodes. Généralement, le système se trouve en état parallèle ce qui électriquement dans le système correspond à une tension positive V_P et les points rouges sur la figure 2.5. Lors du renversement d'une première électrode un état anti-parallèle est bloqué et la population de spin, donc la tension mesurée, sont renversées. Ce qui correspond aux points bleu sur la figure 2.5(a) et à la tension négative V_{AP} sur la figure 2.5(b). La deuxième électrode se renverse à son tour et la configuration est de nouveau dans l'état parallèle. Le cycle est reproduit en inversant la direction du champ magnétique et le signal en créneau est mesuré pour des champs opposés. L'amplitude de la différence de tension (pour un courant d'injection fixe) entre les deux états dépend de l'accumulation de spin initiale et de sa diffusion dans le canal du semi-conducteur. Le signal peut être formalisé dans un cas 1D par [55, 56]

$$\frac{\Delta V_{NL}}{I} = \Delta R_{NL} = \pm \frac{1}{2} P_I P_D R_s^{SC} \exp\left(-\frac{x}{\ell_{SF}}\right) \quad (2.11)$$

avec P_I et P_D les polarisations tunnel de l'injecteur et du détecteur respectivement, R_s^{SC} la résistance de spin du semi-conducteur définie par l'équation 2.8, x la distance entre l'injecteur et de le détecteur et ℓ_{sf} la longueur de diffusion de spin dans le semi-conducteur. L'orientation du signal crêteau représenté dans l'équation par le symbole \pm dépend de la population de spins injectés (majoritaires ou minoritaires) qui dépend du signe du courant de charge.

La résistance non locale (ΔR_{NL}) dépend de la distance x et à partir de la fonction de $\Delta R_{NL}(x)$, en variant la distance entre les électrodes FM, on peut extraire la longueur de diffusion de spin et les polarisations tunnel effectives.

2.2.1.2 Effet Hanle en configuration non-locale

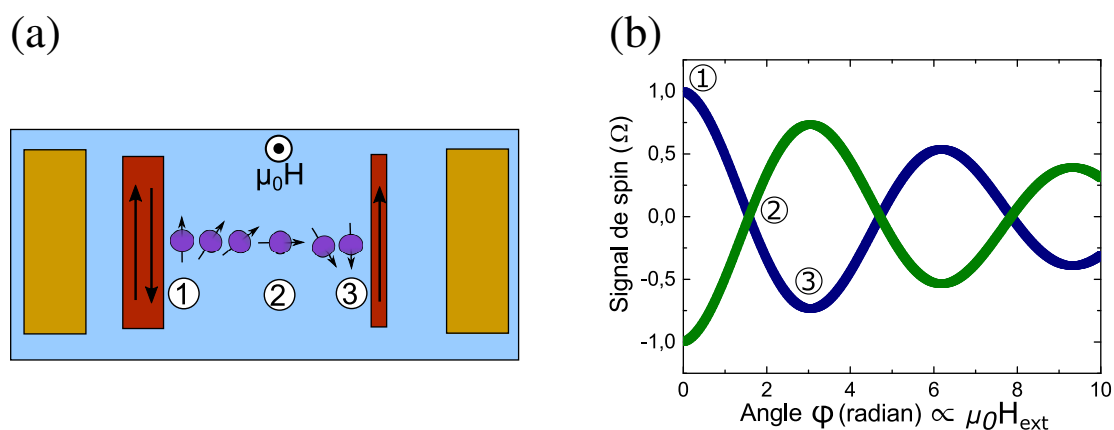


Figure 2.6 – (a) Effet Hanle en configuration non locale : Les spins injectés précessent sous l'action du champ magnétique externe perpendiculaire au plan du film ($\mu_0 H$) et la seconde électrode FM détecte la composante du spin suivant son aimantation. Cette dernière dépend du champ magnétique appliqué, le signal de spin oscille en fonction du champ magnétique (b) avec un amortissement lié à la relaxation des spin.

En configuration non locale, l'application d'un champ magnétique hors du plan manipule les spins qui diffusent en provoquant leur précession. Si le temps de diffusion entre les deux électrodes n'est pas trop long (devant le temps de vie de spin des porteurs), la seconde électrode FM détecte la projection du spin suivant son aimantation comme le montre la figure 2.6(a). Cette mesure appelée effet Hanle non locale permet d'extraire directement les paramètres importants de la dynamique de spin (temps de vie de spin, longueur de diffusion de spin, ...). Ce fut la voie choisie par Johnson et Silsbee en 1985 lors de la première mesure sur une vanne de spin latérale dans l'aluminium [45].

Le signal de spin mesuré est une succession d'oscillations en fonction de l'angle (ϕ) entre le spin et l'aimantation du FM2. Celui-ci dépend du champ magnétique appliqué : $\phi = \omega_{\text{Larmor}} \times t$ avec t le temps de transit de l'électron entre les deux électrodes FM et

ω_{Larmor} la fréquence de précession de Larmor directement proportionnelle au champ magnétique extérieur. Dans le cas d'un temps de vie de spin très long, plusieurs oscillations amorties peuvent être détectées (voir figure 2.6(b)). Expérimentalement, ce type d'oscillations a déjà été observé dans le silicium intrinsèque pour des champs magnétiques de quelques milliteslas [57].

La formalisation simple de l'effet Hanle en configuration non locale fait appel au modèle de spin drift-diffusion, détaillé par Fabian *et al.* dans la réf [58]. Dans l'hypothèse d'un système 1D, l'effet Hanle est ajusté par l'équation :

$$\Delta R = \frac{\Delta V(B_{\perp})}{I_{\text{injec}}} = \pm \frac{P_I P_D}{e^2 N(E_F) A} \int_0^{\infty} P_r(t) \cos(\omega_{\text{Larmor}} t) \exp\left(-\frac{t}{\tau_{sf}}\right) dt \quad (2.12)$$

avec $P_r(t)$ qui correspond à la distribution temporelle des spins détectés et définie dans le cas d'un système diffusif par :

$$P_r(t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{L}{4Dt}\right) \exp\left(-\frac{t}{\tau_{sf}}\right) \quad (2.13)$$

avec $N(E_F)$ la densité de porteurs au niveau de Fermi, A la section du semi-conducteur, τ_{sf} le temps de vie du spin. Et pour la distribution temporelle $P_r(t)$, on définit : D le coefficient de diffusion, L la distance entre les électrodes ferromagnétiques. L'effet Hanle en configuration non locale peut être sondé pour le cas des aimantations des deux électrodes parallèles ou le cas anti-parallèles, ce qui est traduit dans l'équation 2.12 par le symbole \pm .

Dans la définition de ΔR , le terme $\exp(-\frac{t}{\tau_{sf}})$ décrit les effets de renversement du spin.

2.2.1.3 Magnétorésistance locale ou GMR

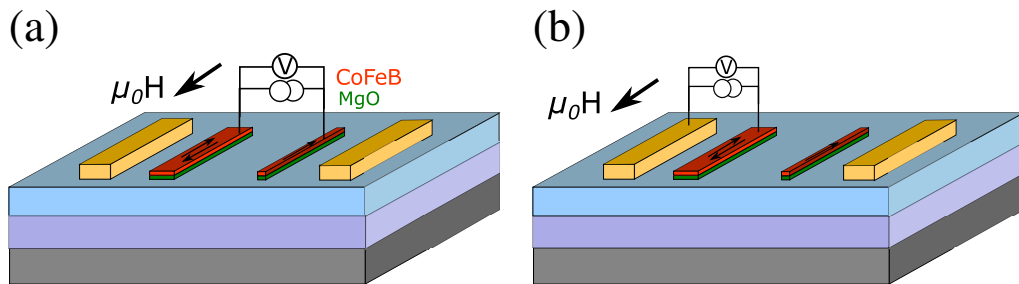


Figure 2.7 – (a) Configuration de mesure locale sur une vanne de spin latérale. (b) Mesure de magnétorésistance anisotrope (AMR) des électrodes ferromagnétiques.

Les vannes de spin latérales offrent plusieurs configurations de mesure possibles. Outre la géométrie non-locale, des mesures de magnétorésistance locale sont aussi pos-

sibles comme présenté dans la figure 2.7(a). Le principe est strictement le même que dans les structures GMR métalliques présentées dans la section 1.2 si ce n'est qu'ici, le matériau non-magnétique est dans une configuration planaire.

Les signaux parasites de magnétorésistance sont portés par les charges alors dans le cas d'une mesure non locale, ces artefacts sont supprimés. Les mesures locales de type GMR peuvent être parasitées par la magnétorésistance anisotrope (AMR) provenant du matériau FM. Il n'est pas rare de montrer uniquement l'AMR sondée (voir figure 2.7(b)) pour mettre en évidence les champs de renversement des électrodes et la forme du signal bien différente de la GMR.

Aussi, un cycle mineur peut être mesuré en configuration GMR pour s'assurer qu'il s'agit

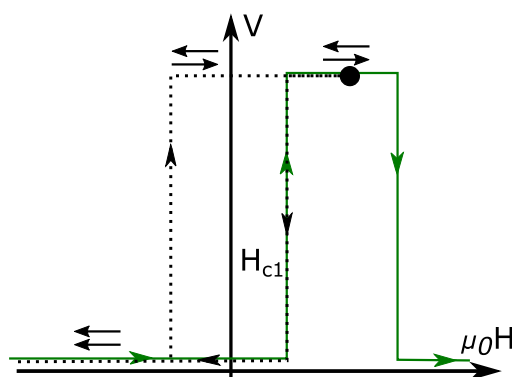


Figure 2.8 – Signal de mesure d'un cycle mineur (en noir) en configuration GMR.

bien d'un état anti-parallèle comme le montre la figure 2.8. Si initialement les aimantations sont en configuration anti-parallèles, le champ magnétique est appliqué dans une direction jusqu'au renversement d'une électrode afin de stabiliser l'état anti-parallèle (voir signal noir 2.8). Ensuite, la direction du champ magnétique est renversé jusqu'à atteindre la valeur négative du champ de retournement de l'électrode et pendant cette gamme de champs magnétiques le système reste en état anti-parallèle, ce qui permet d'affirmer que le signal de spin mesuré au préalable n'est pas dû à de l'AMR.

2.2.1.4 Avancées récentes sur les mesures non locales dans les semi-conducteurs

Comme il a déjà été précisé, la difficulté de fabrication des vanes de spin latérales et des mesures non locales fait qu'actuellement peu de groupes détiennent le savoir faire pour les substrats de silicium et germanium. Depuis peu, Le groupe de M.Shiraishi a réussi l'injection de spin dans du silicium intrinsèque par une technique de dopage différentielle avec fort dopage en surface uniquement. Ils démontrent alors des signaux de spin importants avec une manipulation par un champ magnétique jusque là inégalée [57]. Beaucoup de matériaux sont caractérisés à l'aide de vanes de spin latérales. Il a récemment été rapporté l'injection de spin dans des nanofils semi-conducteurs à basse tempé-

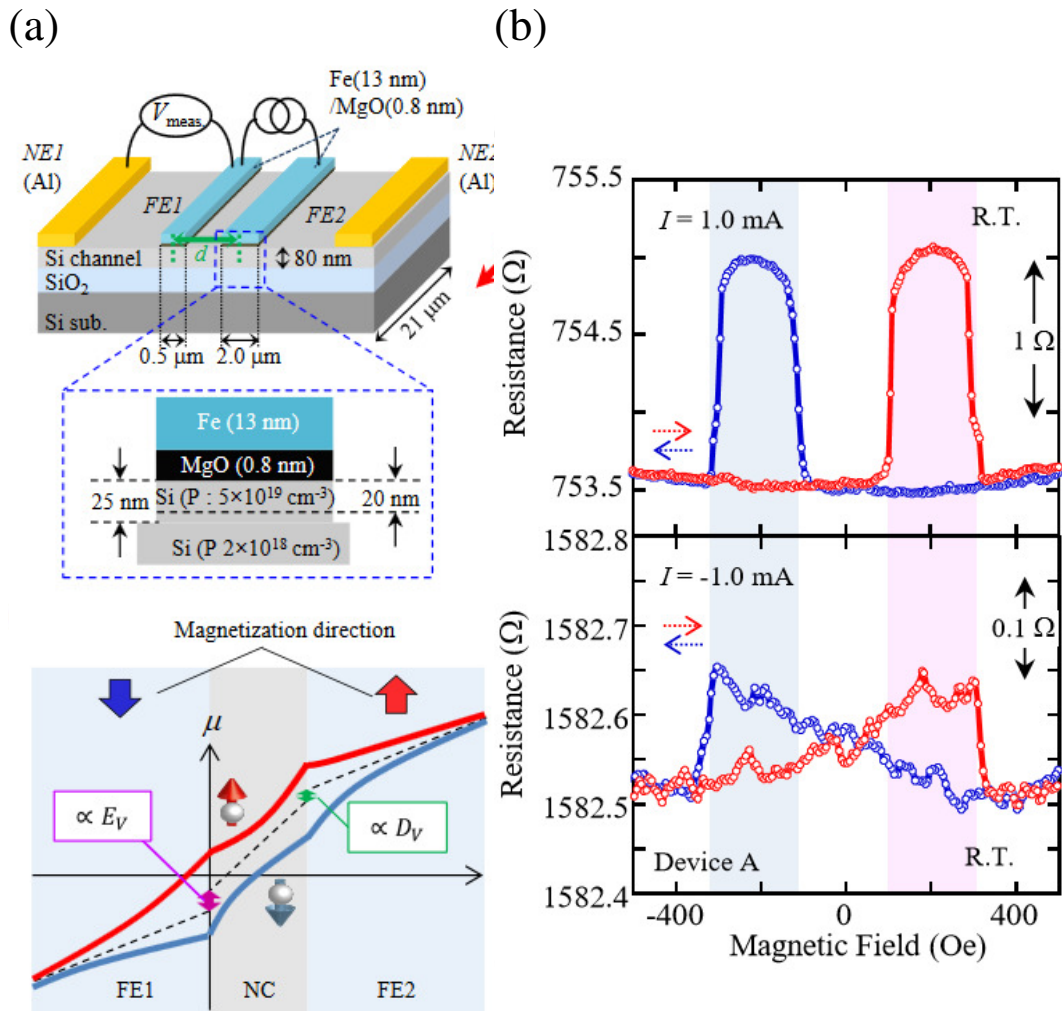


Figure 2.9 – (a) Configuration récemment proposée de mesure pseudo non-locale (Pseudo-NL) par injection/extraction sur les deux FM et en mesurant la tension uniquement sur une des électrodes grâce à un contact ohmique. (b) les signaux observés démontrent un fort signal mais une asymétrie en bias du signal. Extrait de la référence [59].

rature. On peut citer les travaux de Liu *et al.* [60] pour les nanofils de germanium ou bien Tarun *et al.* [61] et de van't Erve *et al.* [62] pour les nanofils de silicium. Actuellement, de nombreuses études se portent sur l'injection de spin dans les matériaux bidimensionnels de type isolants topologiques (Bi_2Se_3, Bi_2Te_3) [63, 64] ou bien les dichalcogénures ($MoS_2, MoSe_2, WS_2, WSe_2, \dots$) [65]. La particularité des isolants topologiques est de présenter des états de surface avec un blocage du moment de spin ce qui ouvre la voie vers une manipulation efficace. Concernant les dichalcogénures, grâce au couplage spin orbite et aux transitions inter-vallées, on peut imaginer des méthodes pour manipuler les spins.

2.2.2 Les dispositifs à 3 terminaux

Le besoin de trouver un système modèle simplifié pour étudier l'injection/détection de spin dans les semi-conducteurs a motivé la communauté à réfléchir à une nouvelle géométrie. C'est en 2007 que le groupe de Crowell démontre l'utilisation d'un dispositif uniquement à 3 terminaux pour détecter l'accumulation de spin dans le GaAs [51]. Depuis, comme pour les vannes de spin latérales, beaucoup de matériaux ont été étudiés à l'aide de cette technique. Par contre, les métaux ne sont pas de bons candidats pour cette configuration de mesure puisqu'elle est basée sur l'effet Hanle qui est particulièrement faible dans ces derniers du fait du trop faible temps de vie de spin. Cette technique n'est pas non plus adaptée pour les matériaux présentant un temps de vie de spin trop long puisque cela nécessite une résolution en champs magnétiques appliqués faible pour détecter correctement le signal. Par exemple, la signature en effet Hanle de porteurs présentant un temps de vie de spin de 100ns est attendu avec une largeur de 0,7mT.

La figure simplifiée 2.10 montre la géométrie des dispositifs à 3 terminaux. On remarque

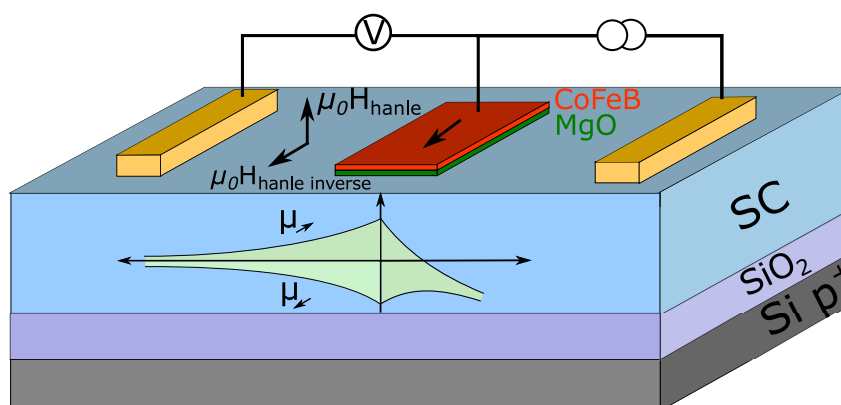


Figure 2.10 – Dispositif de mesure dit à 3 terminaux, il n'y a qu'une seule électrode ferromagnétique qui sert pour l'injection et la détection de spin. L'effet Hanle est utilisé pour différencier la chute de potentiel liée à l'injection du courant de charge de celle liée à l'injection de spin. Cela consiste à appliquer un champ magnétique transverse afin de faire précesser les spins et annuler l'accumulation de spin ; dans ce cas, le potentiel de référence mesuré ne correspond qu'à la composante liée au courant de charge.

qu'une unique électrode ferromagnétique est utilisée pour l'injection et pour la détection. Comme précédemment, un courant est injecté dans l'électrode ferromagnétique, ce qui crée une accumulation de spin sous cette électrode (potentiels électrochimiques en vert). Comme illustré dans la figure 2.10, la tension mesurée sous l'électrode FM est proportionnelle à l'accumulation de spin mais aussi à la chute de potentiel due au courant de charge traversant l'interface résistive : $V = V_c + V_s$. Pour découpler les deux contributions on utilise l'effet Hanle.

2.2.2.1 Effet Hanle et effet Hanle inverse

Afin de quantifier l'accumulation de spin, on utilise l'effet Hanle. Cela consiste à appliquer un champ magnétique perpendiculaire ($\mu_0 H_{\perp}$) à la direction des spins accumulés afin de les faire précesser (précession de Larmor). Les porteurs dans un matériau diffusif, c'est à dire qui présentent un libre parcours moyen plus faible que la dimension du système, sont différenciés par leurs temps de parcours (t) ; Par conséquent, ils précessent avec des angles différents ($= \Omega_{\text{Larmor}}(B) \times t$). La dépolarisation annihile l'accumulation de spin pour avoir une référence de tension uniquement liée au courant de charge, comme schématisé dans la figure 2.11(a) dans l'insert 2.

Cet article de revue de Txoperena *et al.* [66] montre bien les approches utilisées pour extraire les paramètres importants des signaux expérimentaux. La première proposition faite par Dash *et al.* était d'utiliser une fonction Lorentzienne adaptée de l'effet Hanle en optique pour ajuster la courbe expérimentale [15]. L'article de revue montre bien que, malgré la prise en compte de plusieurs effets limitants, la courbe Lorentzienne reste un moyen simple et correct d'ajuster la courbe expérimentale.

Cette courbe Lorentzienne (représentée en pointillés noirs dans la figure 2.11(a)) a une amplitude proportionnelle à l'accumulation de spin et la largeur à mi-hauteur inversement proportionnelle au temps de vie des spins. Elle prend la forme :

$$\Delta V = \frac{\Delta V_0}{(1 + (\omega_{\text{Larmor}} \times \tau_{sf})^2)} \quad (2.14)$$

avec τ_{sf} qui est le temps de vie de spin qui tient compte du temps de vie des porteurs et du temps de vie de spin pur. ω_{Larmor} la fréquence de Larmor qui vaut $\omega_{\text{Larmor}} = \frac{g\mu_B B_z}{\hbar}$. g est le facteur de Landé et μ_B le magnéton de Bohr et B_z le champ magnétique extérieur appliqué.

Au-delà d'un certain champ magnétique, l'aimantation du FM s'aligne avec le champ magnétique extérieur alors les spins injectés n'y sont plus sensibles, le signal maximal est retrouvé (insert 3). Ce schéma idéal est quelque peu modifié expérimentalement, notamment l'amplitude de la courbe Lorentzienne de l'effet Hanle qui ne correspond pas à

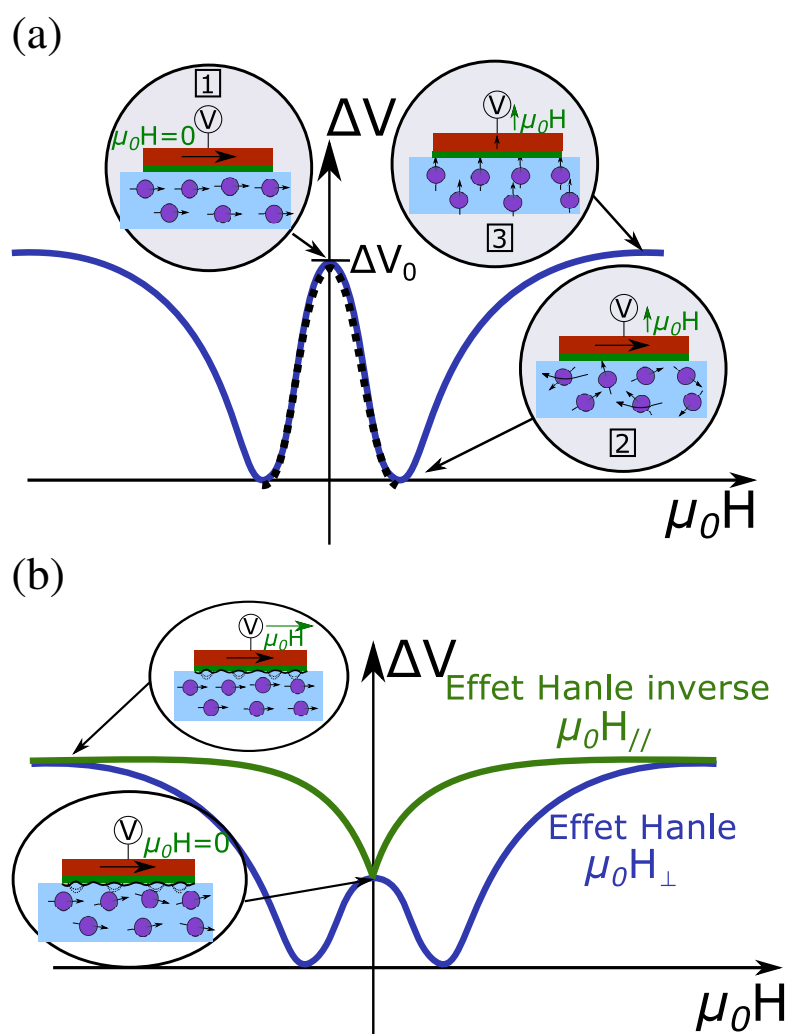


Figure 2.11 – (a) Principe de l’effet Hanle utilisé dans les dispositifs à 3 terminaux pour extraire le signal de spin. La chute de potentiel mesurée sur l’électrode FM contient le signal dû à l’injection du courant de charge et celui dû à l’accumulation de spin. L’application d’un champ magnétique transverse provoque la précession des spins (précession de Larmor) et engendre leur déphasage ce qui supprime l’accumulation de spin (insert 2). Par la suite, l’aimantation de l’électrode suit le champ magnétique extérieur. Les spins sont injectés hors du plan et ne sont plus sensibles au champ magnétique extérieur, la totalité du signal de spin est retrouvée (insert 3). (b) Le signal de spin total est l’addition de l’effet Hanle (bleu) et Hanle inverse (vert) qui quantifie la perte de signal de spin due à des champs magnétiques dépolarisants.

l'accumulation totale sous l'électrode FM. En effet, comme présenté dans la section précédente un des obstacles à l'injection de spin provient des champs magnétiques rayonnés parasites (point ⑤ sur la figure 2.4). L'effet Hanle dit inverse a été proposé par Dash *et al.* en 2011 [44] et a pour objectif de quantifier la perte de signal liée à ces champs magnétiques. Le principe est détaillé en figure 2.11(b), il faut appliquer un champ magnétique fort le long de l'électrode ($\mu_0 H_{//}$) par conséquent les champs parasites deviennent négligeables face au champ appliqué. Une courbe lorentzienne inverse est mesurée et la partie manquante du signal de spin est retrouvée.

Finalement, le signal total d'accumulation de spin dans le système est l'addition de l'effet Hanle et l'effet Hanle inverse. Aussi la largeur à mi-hauteur de l'effet Hanle indique une valeur limite basse (conséquence de l'effet Hanle inverse et des champs de fuites aléatoires dans le semi-conducteur) du temps de vie de spin. Tous les paramètres importants du système peuvent être extraits avec le dispositif à 3 terminaux et les effets Hanle.

Malgré tout depuis peu, une controverse importante s'est imposée critiquant ouvertement cette méthode de mesure. Il est difficile de prétendre à une injection de spin dans le canal du semi-conducteur sans avoir conscience des limites de la technique.

2.2.2.2 Controverse autour de l'origine de la magnéto-résistance mesurée dans les dispositifs à 3 terminaux

a) Amplitude

L'amplitude du signal de spin mesurée dans ces dispositifs est l'addition du signal d'effet Hanle et d'effet Hanle inverse, on définit le SpinRA comme le produit entre l'amplitude du signal de spin exprimée en résistance et multipliée par l'aire de l'électrode FM (A) de manière à pouvoir être comparé :

$$SpinRA = \frac{\Delta_{Hanle} + \Delta_{Hanleinverse}}{I_{inject}} \times A \quad (2.15)$$

Depuis quelques années, de nombreux cas expérimentaux ont été rapportés avec des signaux de spin beaucoup plus forts que ceux prédits par le modèle théorique de diffusion. En effet, les signaux théoriques attendus par le modèle diffusif peuvent être calculés à partir de l'expression :

$$SpinRA = \frac{P^2 \rho \ell_{sf}^2}{t} \quad (2.16)$$

Avec P la polarisation en spin du courant tunnel, ρ la résistivité du SC, ℓ_{sf} la longueur de diffusion de spin du semi-conducteur et t l'épaisseur du canal semi-conducteur. L'équation 2.16 est donnée ici pour le cas où le volume du canal de semi-conducteur est plus petit que le volume d'accumulation de spin. Si la longueur de diffusion de spin est plus grande que l'épaisseur du canal alors le SpinRA est simplifié par $SpinRA = P^2 \rho \ell_{sf}$.

Tableau 2.1 – Références issues de la littérature présentant des mesures avec des dispositifs à 3 terminaux dans le silicium ou germanium avec un écart important au modèle diffusif.

Semi-conducteur	Dopants	Oxyde	FM	$SpinRA(300K)$ $k\Omega.\mu m^2$	τ_{sf} ps	$SpinRA_{theo}$ $k\Omega.\mu m^2$	Réf
Si-n	As	Al ₂ O ₃	Ni ₈₀ Fe ₂₀	5,6	142	0,0006	[15]
Si-n	As	SiO ₂	Ni ₈₀ Fe ₂₀	1,2	100	0,0008	[67]
Ge-p	Ga	MgO	Fe	0,8	13	0,00002	[68]

Tableau 2.2 – Références issues de la littérature dans lesquelles sont observés des effets Hanle large et fin dans le silicium et le germanium.

	Effet Hanle large (broad)	Effet Hanle fin (Narrow)
Si	[15, 69–76]	[73, 74, 77]
Ge	[68, 78–80]	-

Le tableau 2.1 présente des cas issus de la littérature où le $SpinRA$ expérimental est comparé au $SpinRA$ théorique. Le calcul du signal de spin théorique a pu être fait à partir des données extraites des articles.

On remarque clairement un signal de spin expérimental qui est plus fort qu'attendu théoriquement. Cet effet est communément appelé amplification du signal de spin.

b) Temps de vie de spin

De la même façon, les temps de vie de spin extraits sont bien trop faibles en comparaison d'autres valeurs expérimentales obtenues par des techniques différentes (vannes de spin latérales, résonance de spin électronique, ...). Les effets Hanle observés dans les dispositifs à 3 terminaux peuvent être classés en deux catégories : les effets Hanle dit larges (broad Hanle effect) ou les effets Hanle fins (narrow Hanle effect). Ces derniers donnent un temps de vie de spin qui est proche de ceux attendus. Dans le tableau 2.2 sont données des références de cas expérimentaux présentant les deux types d'effets Hanle.

Les effets Hanle fins sont communément associés à l'injection dans le canal du semi-conducteur alors que le signal d'effet Hanle large correspondrait à des effets parasites. Ces derniers sont aussi certainement responsables de l'amplification du signal de spin. L'observation d'un effet Hanle fin laisse penser qu'il existe des conditions favorables à une injection et une détection de spin dans le canal du semi-conducteur en évitant ces effets parasites à l'aide d'un dispositif à 3 contacts.

2.2.2.3 Débat sur l'origine de l'amplification du signal de spin

Plusieurs hypothèses concernant l'origine de l'amplification du signal de spin (i.e différence entre le signal expérimental par rapport au signal théorique attendu) ont été

proposées au cours des dernières années sans trouver de consensus au sein de la communauté. Dans ce chapitre, nous allons présenter succinctement les principales propositions pour expliquer cet écart à la théorie. Ces propositions sont celles qui récoltent le plus d'attention de la part de la communauté.

Il faut mentionner une autre source d'amplification nécessairement présente : la mauvaise détermination de l'aire d'injection. En effet, les jonctions tunnel sont connues pour présenter des points où le courant passe préférentiellement car la résistance est plus faible à ces endroits. Aussi appelés points chauds, ils peuvent entraîner une erreur dans l'évaluation de l'aire d'injection et donc diminuer les RA expérimentaux. Même si elle est difficile à évaluer, elle ne peut pas expliquer une si grande différence entre les RA expérimentaux et théoriques. Dans l'exemple simulé d'une jonction tunnel magnétique de Zhang *et al.* la présence de points chauds sur 50% de l'aire totale de la jonction magnétique mène à une diminution du RA uniquement d'un ordre de grandeur [81].

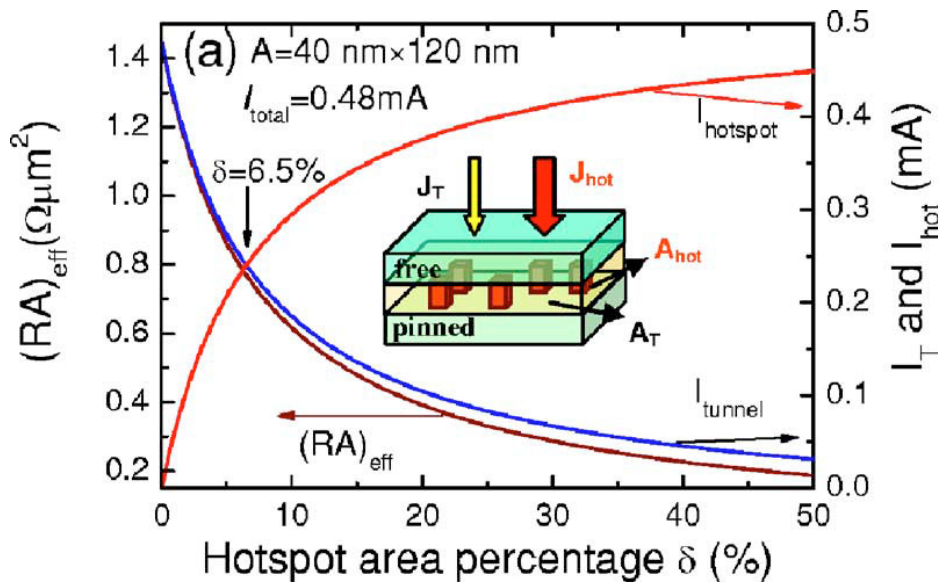


Figure 2.12 – Simulation de la dépendance du produit RA et des courants : tunnel classique (I_T) et conduit via les points chauds (I_{hot}) suivant la proportion de surface couvert par les points chauds. Extrait de la référence [81].

a) Modèle diffusif non-applicable ?

L'une des propositions concerne l'application même du modèle diffusif pour l'injection de spin au système FM/I/SC. Elle a été réfléchiée par Jansen *et al.* [82] pour expliquer l'écart de plusieurs ordres de grandeur avec l'expérience notamment dans le silicium et le germanium.

Pour Jansen *et al.*, la dépendance du signal de spin ne doit pas être exprimée en fonction

de la densité de courant J mais plutôt en fonction de la tension de bias sur la jonction. A l'inverse, le modèle diffusif s'appuie sur une dépendance du signal linéaire en fonction du courant.

Leurs travaux sont basés sur la dépendance suivant l'épaisseur de la barrière tunnel du signal de spin mesuré par effet Hanle. La figure 2.13 montre l'ensemble des données recueillies par le groupe avec une variation de l'épaisseur d'oxyde et la mesure à un bias fixe de l'effet Hanle et Hanle inverse associé. L'article passe en revue la dépendance prédit par les différentes théories mais dans ce manuscrit de thèse nous nous limiterons à décrire l'exemple de la théorie standard basée sur l'effet tunnel direct. Dans ce cadre et pour une résistance de la jonction R_{tun} supérieure à la résistance de spin du SC r_{sc} , le signal de spin issu de l'effet Hanle est donné par :

$$\frac{\Delta V_{Hanle}}{J} = SpinRA = P^2 r_s \quad (2.17)$$

Directement, on remarque que dans ce cas le signal de spin est indépendant de la résistance de la jonction tunnel (ou tunnel RA product). Expérimentalement comme le montre les figures 2.13(b) et (c) le signal varie de manière exponentielle avec la résistance de la jonction tunnel. Cela pourrait être expliqué par le modèle standard si $R_{tun} < r_{sc}$ et dans ce cas $\frac{\Delta V_{Hanle}}{J} = SpinRA = \frac{P^2}{1-P^2} R_{tun}$. Or ils observent une dépendance jusqu'à $R_{tun} = 10^9 \Omega \cdot \mu m^2$, ce qui veut dire au moins autant pour r_{sc} si l'on cherche à expliquer cette dépendance par le modèle standard. Or ceci est irréaliste pour un semi-conducteur, on s'attend plutôt à des valeurs autour de 10-100 $\Omega \cdot \mu m^2$. Le comportement présenté ici pour l'alumine a aussi été observé dans le cas du MgO. Le groupe passe ensuite en revue les autres

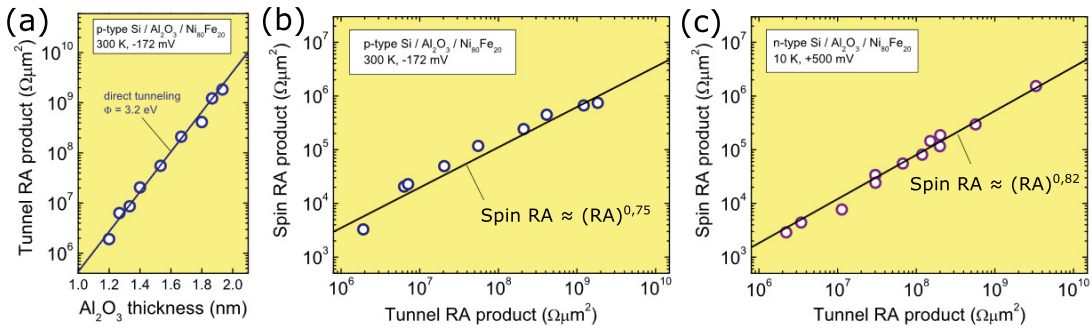


Figure 2.13 – (a) Dépendance de la résistance de la jonction tunnel avec l'épaisseur d'alumine déposée sur silicium dopé p. (b) Dépendance du signal de spin sur ce même substrat suivant la résistance de la jonction (ou épaisseur d'alumine). Le facteur de proportionnalité est différent de 1 contrairement à ce que prédit le modèle diffusif. (c) Un comportement similaire est observé sur le silicium dopé n. Figures extraites de la référence [82].

théories actuelles depuis l'effet tunnel direct jusqu'aux défauts localisés dans la barrière

et en passant par les états d'interface. Ils affirment qu'aucun des modèles actuels ne peut répondre à une telle dépendance du signal de spin. Pour le moment, aucun modèle théorique de substitution n'a été proposé.

La principale limite de cette proposition est que certains groupes ont pu mesurer un pic d'effet Hanle fin et/ou large. Or si les résultats d'amplification du signal et du faible temps de vie de spin étaient uniquement liés à une théorie mal adaptée au système alors un unique type de pic devrait être mesuré.

b) Signal de magnétorésistance dû à des défauts localisés dans la barrière tunnel ?

Récemment, une nouvelle proposition a été faite pour expliquer l'origine de l'amplification du signal de MR par le groupe théorique de Dery *et al.* [42, 83] et soutenue expérimentalement par le groupe de Casanova *et al.* [43, 84]. Ils excluent une origine du signal de magnétorésistance provenant du canal du semi-conducteur mais expliquent plutôt l'origine du signal par des défauts localisés dans la barrière tunnel.

Le blocage de Pauli, c'est à dire l'impossibilité de coexistence de deux porteurs de

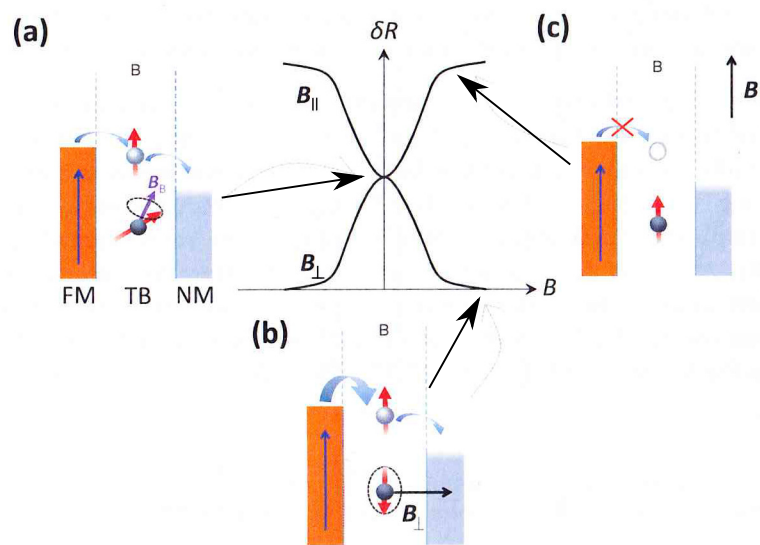


Figure 2.14 – Principe du blocage de Pauli qui serait à l'origine du signal de MR mesuré dans les dispositifs à 3 terminaux.

même spin, sur des défauts localisés dans la barrière tunnel serait à l'origine d'un signal de MR comme résumé sur la figure 2.14. Deux types d'impuretés seraient mis en jeu : un type appelé A qui possède un niveau d'énergie libre dans la fenêtre de tension de bias appliqué à la jonction ; un type B qui possède déjà un porteur mais qui peut en accepter un deuxième suivant son orientation en spin. Si une chaîne de défauts se crée dans la barrière tunnel, un blocage de la conduction peut apparaître puisque deux porteurs avec

le même spin ne peuvent pas se retrouver sur le même niveau d'énergie d'impureté (blocage de Pauli). Dans un système FM/I/NM à champ nul, le blocage serait partiel car des champs internes déphasent les spins. Par contre lorsque le champ est appliqué le long de l'électrode FM, les spins s'alignent et le blocage est amplifié 2.14(b). Ceci expliquerait le signal d'effet Hanle inverse. Lorsque le champ est appliqué hors du plan et inférieur au champ de saturation, la précession des spins sur les impuretés diminue le blocage de Pauli. Cet effet correspondrait à la courbe Lorentzienne mesuré à faible champ magnétique hors du plan ou effet Hanle. Puis, lorsque l'aimantation de l'électrode FM commence à suivre le champ magnétique extérieur, on se retrouve dans le premier cas avec une amplification du blocage de Pauli mais cette fois-ci avec des spins hors du plan. La théorie a même été étendue au cas du système NM/I/NM dans lequel on peut observer l'effet Hanle inverse qui peut s'expliquer par la présence de défauts A-B.

Expérimentalement, cette théorie a été soutenue par les travaux de Txoperena *et al.* [43] en utilisant des structures de type $Ni_{80}Fe_{20}/AlO_x/Al$ et même $Al/AlO_x/Al$ sans matériau FM. Ils ont fait varier la quantité de défauts dans la barrière un utilisant une oxydation naturelle de l'aluminium et augmentant le nombre d'étapes de fabrication (dépôt et oxydation) de la barrière. Ils ont observé une dépendance du signal de spin avec le nombre d'étapes autrement dit avec la résistance de la jonction tunnel. De la même manière, un signal de MR du type effet Hanle inverse dans le cas des échantillons de référence sans matériau FM a été détecté. De plus ce signal semble s'intégrer dans la loi de dépendance du signal en fonction de la résistance de la jonction, ce qui démontrerait l'origine commune des défauts localisés dans la barrière tunnel.

A l'inverse, des expériences contradictoires ont montré des amplifications de signal qui ne peuvent pas être expliqués par les défauts dans la barrière tunnel. Les travaux de Spiesser *et al.* [79] montrent une injection de spin au travers de la barrière Schottky GeMn/Ge, donc sans barrière tunnel pouvant contenir des défauts, et ils observent une amplification du signal de spin.

c) Signal de magnéto-résistance dû à une bande d'états d'interface ?

Historiquement, ce fut une des premières propositions pour expliquer l'écart du signal de spin avec le modèle diffusif, en particulier c'est ce qu'ont observé Tran *et al.* sur l'arséniure de gallium (GaAs) [39]. Ils ont proposé la présence d'états à l'interface entre la barrière tunnel et le semi-conducteur comme source d'amplification. Durant les dépôts, les liaisons pendantes de surface ne sont pas toujours saturées. Cela entraîne la formation d'états à l'interface. Ils sont découplés du canal du semi-conducteur par la barrière Schottky qui est généralement haute à cause du piégeage du niveau de Fermi. Le système ne se trouve plus dans un cas classique d'effet tunnel direct mais plutôt dans le cas d'un effet tunnel en plusieurs étapes via ces défauts d'interface.

Tran *et al.* ont proposé un modèle basé sur l'effet tunnel indirect via ces états d'interface.

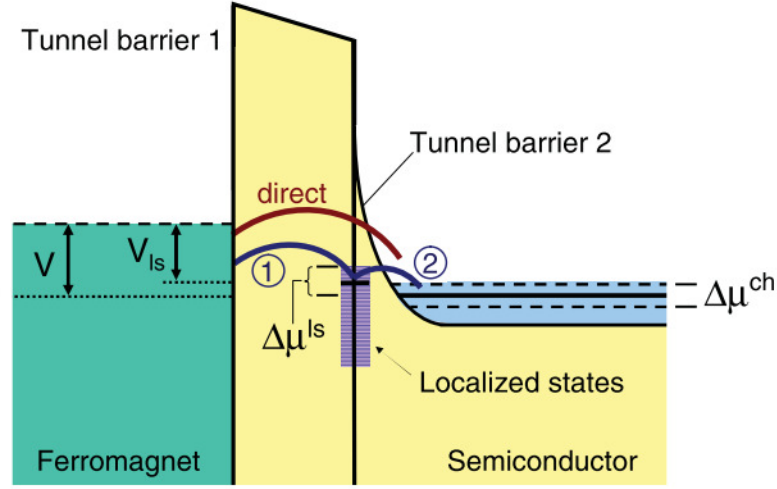


Figure 2.15 – Modèle théorique d'effet tunnel à plusieurs étapes via les états d'interface. Jansen *et al.* démontrent par ce modèle qu'une amplification du signal de spin peut exister si un canal d'effet tunnel via les états d'interface est mis en parallèle d'un effet tunnel direct. Figure extraite de la référence [85].

Ils démontrent qu'une amplification du signal de spin peut être expliquée par un effet tunnel via ces états en introduisant un temps de résidence fini des électrons sur ces défauts. Jansen *et al.* ont généralisé ce modèle en ajoutant l'effet tunnel direct en parallèle de l'effet tunnel via les états d'interface et observent là encore une amplification du signal de spin [85]. Si l'on note 1 l'étape d'effet tunnel du FM vers les états d'interface et 2 l'étape d'effet tunnel depuis ces états d'interface vers le canal du semi-conducteur, l'amplitude de l'effet Hanle peut être exprimée par :

$$\Delta V_{Hanle} = \frac{R_1 + R_2}{R_1 + R_2 + R_{tun}} \left(\frac{P_G}{2} \right) \Delta \mu^{ch} + \frac{R_{tun}}{R_1 + R_2 + R_{tun}} \left(\frac{P_{G1}}{2} \right) \Delta \mu^{ls} \quad (2.18)$$

Avec R_1 , R_2 et R_{tun} respectivement les résistances tunnel associées à chaque étape de l'effet tunnel séquentiel sur les états d'interface (R_1 et R_2) ou à l'effet tunnel direct (R_{tun}). P_G et P_{G1} sont respectivement les conductances polarisées en spin associés à l'effet tunnel direct et à l'effet tunnel indirect via les états d'interface. Enfin $\Delta \mu^{ls}$ et $\Delta \mu^{ch}$ sont respectivement les accumulations de spin dans les états localisés à l'interface et dans le canal du semi-conducteur.

On remarque que le signal d'effet Hanle est une moyenne pondérée entre une composante provenant des états d'interface et une autre du canal de semi-conducteur. Ce modèle précise aussi les conditions de (dé)confinement des états d'interface vers le canal de semi-conducteur qui dépend de la valeur de R_2 .

Expérimentalement, plusieurs expériences ont mis en lumière le rôle des états d'interface

dans les systèmes FM/I/SC : GaAs [39], Si, Ge [41].

A l'inverse, Dash *et al.* ont expérimentalement créé un système a priori sans état

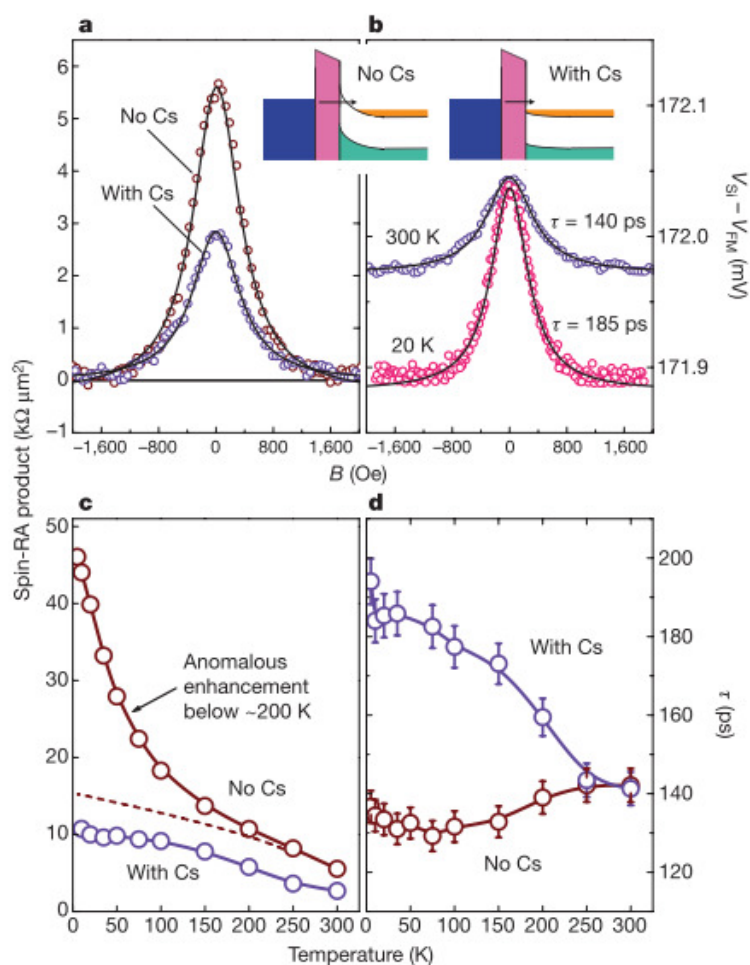


Figure 2.16 – Différence du signal de spin et du temps de vie de spin avec des dispositifs à 3 terminaux avec et sans ajout de césium. Ajouté à la surface de silicium ce dernier permet de diminuer le piégeage du niveau de Fermi et donc de coupler les états d'interface avec le canal du semi-conducteur. Figure extraite de la réf [15]

d'interface par un traitement de surface au césium [15]. L'ajout de césium a pour effet de dépiéger le niveau de Fermi en créant des états dans la bande interdite du silicium. La barrière Schottky est supprimée et les états d'interface sont couplés avec le canal du semi-conducteur. Alors que l'on pourrait s'attendre à voir le signal chuter, il n'est que diminué d'un facteur 4 par l'ajout de césium comme le montre la figure 2.16. Cette expérience de référence reste discutable puisque plusieurs questions restent malgré tout ouvertes notamment concernant le taux de couverture et de saturation des liaisons pendantes par l'ajout de césium. D'autre part d'autres facteurs limitant peuvent aussi amplifier le signal même après ajout de césium comme la mauvaise estimation de l'aire d'injection

de spin à cause de l'inhomogénéité de la barrière comme présenté au début de ce chapitre.

2.3 Transport de spin et relaxation dans les semi-conducteurs

Les semi-conducteurs présentent généralement un faible couplage spin orbite et on donc l'avantage de garder l'information du spin bien plus longtemps (quelques nanosecondes ou microsecondes) que les métaux (quelques picosecondes). L'objet de ce chapitre est de présenter les théories de transport de spin dans les semi-conducteurs ainsi que les voies de déphasage et de relaxation de spin.

2.3.1 Transport de spin dans les semi-conducteurs

2.3.1.1 Modèle de Valet-Fert

Valet et Fert en 1993 ont adapté le modèle de Boltzmann pour le transport électronique dépendant du spin [24]. Ce modèle de Boltzmann est un modèle semi-classique qui vise à décrire l'état d'équilibre d'un système par son évolution dans le temps. Il est constitué de 3 composantes : le phénomène de drift qui est causé par les champs extérieurs (électriques, magnétiques), le phénomène de diffusion et la relaxation du porteur de spin.

Dans cette partie nous adopterons le formalisme de Valet et Fert à savoir $+$ ($-$) définissent respectivement la direction absolue du spin et \uparrow (\downarrow) les spins majoritaires (minoritaires). Valet et Fert ont simplifié le modèle en deux équations macroscopiques à savoir :

$$\nabla J_s = \frac{\sigma_s}{e} \frac{\mu_{+s} - \mu_{-s}}{\ell_{sf}^2} \quad (2.19)$$

$$J_s = -\frac{\sigma_s}{e} \nabla \mu_s \quad (2.20)$$

La première traduit la conservation de spin et la seconde correspond à la loi d'Ohm pour les spins. Elles sont valables uniquement si la longueur de diffusion de spin est supérieure au libre parcours moyen. Ce qui est bien le cas généralement pour les semi-conducteurs. En combinant ces deux équations, ils ont pu définir un couple d'équations régissant la diffusion de l'accumulation de spin dans les matériaux pour un cas unidimensionnel ici suivant la direction z , à savoir [38] :

$$\frac{\partial^2 \Delta \mu_s}{\partial z^2} = \frac{\Delta \mu_s}{\ell_{sf}^2} \quad (2.21)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} (\sigma_{\uparrow} \mu_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow} \mu_{\downarrow}) = 0 \quad (2.22)$$

avec la longueur de diffusion de spin (ℓ_{sf}) définie comme [86] $\left(\frac{1}{\ell_{sf}}\right) = \left(\frac{1}{\ell_{\uparrow}}\right) + \left(\frac{1}{\ell_{\downarrow}}\right)$ et $\Delta\mu_s = \mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}$ définit l'accumulation de spin.

A ces équations, il faut ajouter les conditions aux limites et aux interfaces afin de déterminer l'accumulation de spin dans le système. Il faut en particulier prendre en compte la continuité de la densité de courant et des potentiels électro-chimiques. C'est l'objet de la prochaine section afin de mettre en lumière le désaccord de conductivité pour une structure FM/I/SC.

2.3.1.2 Condition d'injection de spin : le désaccord de conductivité vu avec le modèle Valet-Fert

Considérons une injection unidimensionnelle d'un courant polarisé depuis la couche FM vers le SC le long de la direction +z avec l'interface entre les matériaux en z=0.

Tout d'abord des paramètres importants doivent être introduits :

- La résistivité en spin des matériaux dans le volume d'accumulation de spin (r_i) définie par [86] : $r_i = \rho_i \times \ell_{sf,i}$
- Un coefficient d'asymétrie de spin pour les couches ferromagnétiques : β .
- Un coefficient d'asymétrie de spin pour les interfaces : γ .

Les équations 2.21 et 2.22 peuvent être résolues analytiquement en utilisant les conditions aux limites [38]. Les solutions de ces équations sont :

$$\mu_{+(-)}^{FM} = e\rho_{FM}(1 - \beta^2)J_z - (+)B(1 - (+)\beta) \exp\left(\frac{z}{\ell_{sf}^{FM}}\right) + C \quad (2.23)$$

$$J_{+(-)}^{FM} = (1 + (-)\beta)\frac{J}{2} - (+)\frac{B}{2e r_{FM}} \exp\left(\frac{z}{\ell_{sf}^{FM}}\right) \quad (2.24)$$

$$\mu_{+(-)}^{SC} = e\rho_{SC}J_z - (+)D \exp\left(-\frac{z}{\ell_{sf}^{SC}}\right) \quad (2.25)$$

$$J_{+(-)}^{SC} = \frac{J}{2} - (+)\frac{D}{2e r_{FM}} \exp\left(-\frac{z}{\ell_{sf}^{SC}}\right) \quad (2.26)$$

Ce qui nous permet d'exprimer la différence des potentiels électrochimiques de part et d'autre de l'interface :

$$\Delta\mu^{FM} = E \exp\left(\frac{z}{\ell_{sf}^{FM}}\right) \quad (2.27)$$

$$\Delta\mu^{SC} = F \exp\left(-\frac{z}{\ell_{sf}^{SC}}\right) \quad (2.28)$$

Les constantes B, C, D, E et F sont déterminées à partir des conditions aux limites. On trouve deux conditions aux limites. La première traduit la conservation du courant de spin si la relaxation à l'interface est négligeable :

$$J_s(z = z_0^+) - J_s(z = z_0^-) = 0 \quad (2.29)$$

La seconde condition à l'interface traduit une discontinuité des potentiels électrochimiques entre μ_+ et μ_- par une résistance d'interface :

$$\mu_{+(-)}^{SC}(z = 0^+) - \mu_{+(-)}^{FM}(z = 0^-) = er_{+(-)}j_{+(-)}(z = 0) \quad (2.30)$$

où $r_{+(-)} = 2r_B^*(1 - (+)\gamma)$ avec r_B^* la résistance d'interface. En particulier, on peut exprimer la polarisation en spin du courant à l'interface $(SP)_I$ par :

$$(SP)_I = \frac{j_+^{SC} - j_-^{SC}}{j_+^{SC} + j_-^{SC}} \quad (2.31)$$

Ce qui nous donne :

$$(SP)_I = \frac{\beta r_F + \gamma r_B^*}{r_{FM} + r_{sc} + r_B^*} \quad (2.32)$$

r_B^* , r_{sc} et r_{FM} sont les résistances de spin caractéristiques respectivement pour l'interface, le SC et le matériau ferromagnétique. Prenons un cas simple sans résistance d'interface entre le métal ferromagnétique et le semi-conducteur. Alors la polarisation du courant à l'interface devient :

$$(SP)_I = \frac{\beta}{1 + \frac{r_{sc}}{r_{FM}}} \quad (2.33)$$

Dans le cas d'une interface métal ferromagnétique et semi-conducteur comme nous venons de le présenter, la différence de résistance de spin entre les deux matériaux est d'environ 6 ordres de grandeur ($\frac{r_{sc}}{r_{FM}} \approx 10^6$). En effet, la résistivité du semi-conducteur est bien plus importante que celle du métal. Ainsi en l'absence de résistance d'interface, la polarisation en spin tend vers 0. En effet, la dépolarisation en spin du courant est proportionnelle au taux de renversements de spin qui dépend du facteur $1/r_i$. Or comme $r_{FM} \ll r_{SC}$ toute la dépolarisation du courant a lieu dans le ferromagnétique avant même d'injecter le courant.

Maintenant, si l'on insère une résistance d'interface avec une valeur de résistance modérée, c'est à dire : $r_B^* = r_{SC} \gg r_{FM}$ alors la polarisation en spin est supérieur ou égale à $\gamma/2$. Enfin le cas limite $r_B^* \gg r_{SC} \gg r_{FM}$ donne une polarisation en spin théorique à l'interface égale à γ .

De telles conditions de résistance d'interface peuvent être obtenues par l'insertion d'une couche isolante fine à l'interface entre le ferromagnétique et le semi-conducteur. Une telle couche peut être une barrière tunnel de manière à créer la discontinuité des poten-

tiels électrochimiques et à équilibrer les renversements de spin entre le ferromagnétique et le semi-conducteur. C'est cette solution que nous avons décidée d'utiliser pour nos dispositifs d'injection électrique de spin.

2.3.2 Temps de vie de spin et mécanismes de relaxation

Dans ce manuscrit, le temps de vie de spin est simplifié à une notation (τ_{sf}). Dans la réalité, il est associé à deux conséquences bien différentes. L'information liée au spin peut être perdue soit par relaxation avec un temps noté T_1 ou bien par déphasage avec un temps noté T_2 [58].

- Le temps T_1 est le temps de relaxation souvent qualifié de temps longitudinal. C'est le temps que prend l'aimantation longitudinale pour revenir à l'équilibre. De l'énergie doit être prise au système notamment par les phonons pour que l'équilibre se fasse entre la population de spin et le cristal.
- Le temps T_2 ou temps transverse ou de décohérence est le temps que prend une population de spin transverse initialement en phase, à se déphaser à cause des fluctuations thermiques et spatiales.

Comme généralement dans la littérature, tout au long de ce manuscrit aucune distinction ne sera faite entre la relaxation et le déphasage ce qui est raisonnable pour des champs magnétiques faibles. Le temps caractéristique de perte des spins sera τ_{sf} , le temps de vie des spins.

2.3.2.1 Mécanismes de relaxation de spin

La dépolarisation de spin est provoquée par des champs fluctuants temporellement qui ne sont pas directement des champs magnétiques mais perçus comme des champs magnétiques effectifs par le porteur. Plusieurs mécanismes provoquent la relaxation ou la décohérence des spins des électrons de conduction. Ils sont résumés en figure 2.17.

— i - Mécanisme d'Elliot-Yaffet :

La relaxation la plus connue et agissant dans tous les semi-conducteurs est liée au mécanisme d'Elliot-Yaffet (EY). Les états de la bande de conduction ne sont pas purs de spin à cause du couplage spin-orbite qui mélange les bandes. Cette relaxation est donc provoquée par la diffusion des porteurs sur des phonons ou des impuretés. Il y a alors une probabilité non nulle pour le porteur d'être dans un nouvel état énergétique qui est couplé avec un état de spin différent et donc de voir le spin renversé. L'effet peut être formalisé [86] par le taux de relaxation de spin τ_{sf}^{EY} lié au mécanisme d'Elliot-Yaffet pour un porteur d'énergie E :

$$\frac{1}{\tau_{sf}^{EY}(E)} = A \left(\frac{\Delta_{so}}{E_g + \Delta_{so}} \right)^2 \left(\frac{E}{E_g} \right)^2 \frac{1}{\tau_p(E_k)} \quad (2.34)$$

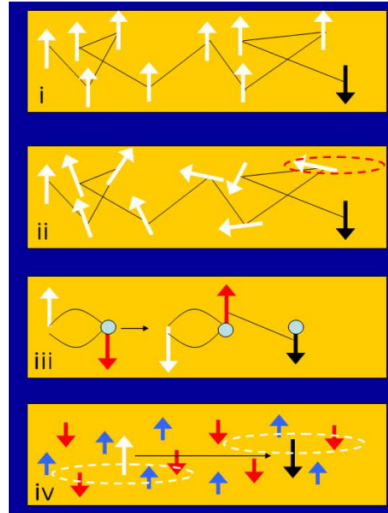


Figure 2.17 – Mécanismes de relaxation présents dans les semi-conducteurs. Avec en i, le mécanisme d’Elliot-Yaffet ; en ii, le mécanisme de relaxation de D’yakonov-Perel pour les semi-conducteurs non centro-symétriques. En iii, on retrouve le mécanisme de Bir-Aronov-Pikus pour les semi-conducteurs dopés p et enfin en iv, le couplage hyperfin. Extrait de la référence [58].

Avec A une constante proche de 1 qui dépend de la nature de la diffusion, E_g l’énergie de gap du semi-conducteur, Δ_{so} le couplage spin orbite et τ_p le taux de diffusion du moment de l’électron. L’équation montre que la probabilité de voir un renversement (τ_{sf}^{EY}) est directement proportionnelle au taux de diffusion (τ_p). De plus on observe que le phénomène sera important dans les semi-conducteurs présentant un faible gap et un fort couplage spin-orbite.

— **ii - Mécanisme de D’yakonov-Perel :**

Dans les semi-conducteurs sans centre de symétrie d’inversion, avec par exemple deux atomes dans la maille de type III-V (GaAs) ou II-VI, on retrouve le mécanisme de relaxation de D’yakonov-Perel (DP). Ce mécanisme peut être vu de manière simplifiée comme un champ électrique interne, dû à l’absence de symétrie d’inversion, qui est ressenti par le porteur comme un champ magnétique effectif à cause du couplage spin-orbite. A l’inverse du mécanisme d’EY, si le porteur subit des diffusions, le mécanisme de relaxation de DP sera affaibli. Plus le porteur subit de diffusion et moins il est sensible à une précession induite par le mécanisme de DP puisqu’il passe moins de temps dans une direction de diffusion et évite la précession. Le taux de relaxation du mécanisme de DP est alors inversement proportionnel au taux de diffusion du moment : $\tau_{sf}^{DP} \propto 1/\tau_p$.

— **iii - Mécanisme de Bir-Aronov-Pikus :**

Pour les semi-conducteurs dopés avec des trous, une relaxation de type Bir-Aronov-

Pikus peut diminuer le temps de vie du spin électronique. En effet, un couplage d'échange existe entre les électrons polarisés en spin et les trous. Ces derniers présentent un temps de vie moindre à cause du couplage spin-orbite qui est plus fort dans les bandes de valence. Bien sûr, ce mécanisme est dépendant de la quantité d'électrons et des trous.

— **iv - Couplage hyperfin :**

Les spins nucléaires sont des sources de relaxation et de dépolérisation pour le spin des électrons de conduction suivant la constante de couplage hyperfin. Les effets dans les semi-conducteurs sont plutôt faibles puisque l'isotope ^{28}Si (abondant à 92,22%) ne présente pas de spin nucléaire mais uniquement l'isotope ^{29}Si avec un spin nucléaire de $1/2$ mais est en faible abondance (4,68%). A l'inverse, pour le GaAs, la maille nucléaire présente un spin de $3/2$ [87]. De même, l'isotope du phosphore ^{31}P d'une abondance de 100%, souvent utilisé comme dopant donneur dans le silicium ou le germanium, présente un spin nucléaire de $\frac{1}{2}$. Mais il faut noter qu'il reste en minorité face aux nombres d'atomes de silicium ($\approx 5 \cdot 10^{22} \text{cm}^{-3}$).

Ce manuscrit est centré autour du silicium et du germanium. Dans ce cas, les mécanismes qui interviennent sont des relaxations de type : Elliot-Yaffet, Bir-Aronov-Pikus (pour les SC dopés p) voire le couplage hyperfin pour les dopages au phosphore. Les temps de vie de spin dans le silicium et le germanium sont de l'ordre de quelques dizaines de nanosecondes suivant les dopages [16]. Une étude expérimentale de résonance électronique de spin de Lépine *et al.* en 1970 [88] répertorie des temps de relaxation de spin pour des substrats de silicium faiblement dopés de l'ordre de 10 à 90 ns comme le montre le graphique de la figure 2.18.

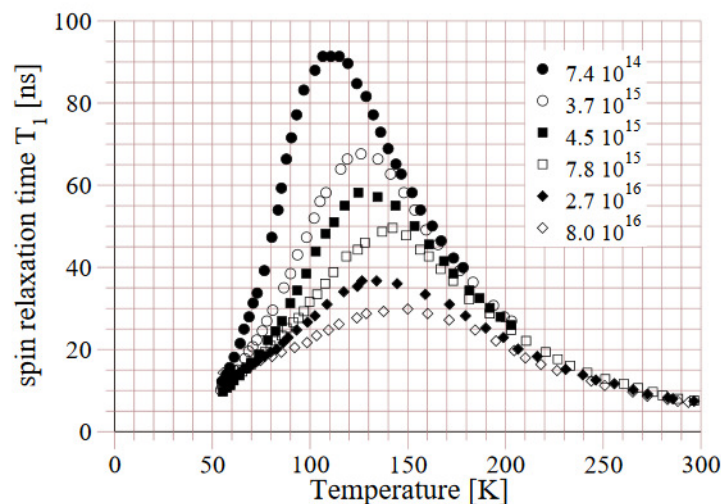


Figure 2.18 – (a) Temps de relaxation de spin mesuré dans le silicium faiblement dopé au phosphore par Lépine *et al.* en 1970. Extrait de la référence [58]

2.4 Manipulation de spin

2.4.1 Couplage spin-orbite

Comme le démontre la section précédente, le couplage spin-orbite (SO) joue un rôle essentiel dans la dynamique de spin. Le couplage spin-orbite est une conséquence du caractère relativiste des porteurs [89]. Lors d'un déplacement, les champs électriques sont ressentis par les porteurs dans leur référentiel comme un champ magnétique [58]. La forme générale de l'hamiltonien associé au couplage spin-orbite en présence d'un champ électrique et magnétique extérieur est donné par :

$$\widehat{H}_{SO} = \frac{\hbar}{4m_0^2c^2} \vec{p}_{\text{cinétique}} \cdot (\vec{\sigma} \times \vec{\nabla} V) \quad (2.35)$$

avec c la vitesse de la lumière, m_0 la masse des électrons libres, $\vec{\sigma}$ le vecteur associé à la matrice de Pauli, V le potentiel électrique et $p_{\text{cinétique}}$ le moment cinétique. Ce dernier est remplacé par le moment canonique $p_{\text{canonique}}$ lorsqu'il n'y a pas de champ magnétique extérieur.

Le couplage spin-orbite est d'autant plus fort que les atomes sont lourds. Cela provient de la probabilité non nulle pour les électrons de la couche externe d'approcher le noyau et de sentir un fort champ électrique produit par les charges non écrantées au centre (+Ze). Dans les semi-conducteurs, le couplage spin-orbite ne dépend pas uniquement de la vitesse de propagation des porteurs mais aussi de la structure de bandes électroniques.

Dans le cas des semi-conducteurs avec un centre de symétrie, comme le silicium et le germanium, les symétries d'inversion spatiale et temporelle mènent à une dégénérescence double des niveaux électroniques suivant leur spin [58]. Cette dégénérescence peut être levée en appliquant un champ magnétique extérieur et en modifiant la symétrie temporelle. Le couplage spin-orbite peut aussi être utilisé pour briser la symétrie spatiale dans la limite du théorème de Kramers. Par exemple, cette dernière est brisée pour des empilements asymétriques ce qui mène à une interaction spin-orbite de type Bychkov-Rashba (ou Rashba). Dans le cas des semi-conducteurs non-centrosymétriques, le déséquilibre entre les atomes dans la maille cristalline provoque un effet spin-orbite de type Dresselhaus qui lève aussi la dégénérescence en spin double des niveaux électroniques.

Les effets spin-orbite sont très importants dans les structures semi-conductrices pour la manipulation de spin qui est la dernière des trois étapes clés pour un dispositif spintronique à base de semi-conducteurs.

2.4.2 Manipulation par un champ magnétique extérieur

Historiquement, la manière la plus simple de manipuler les spins est d'appliquer un champ magnétique. Un couple s'exerce sur le spin et l'oblige à précesser autour du champ. Aussi appelée précession de Larmor, c'est le mouvement de rotation du moment magné-

tique autour du champ magnétique extérieur. Ce couple est donné par :

$$\vec{\Gamma} = \gamma \vec{L} \wedge \mu_0 \vec{H} \quad (2.36)$$

où γ est le rapport gyromagnétique, \vec{L} le vecteur moment cinétique et $\mu_0 \vec{H}$ le champ magnétique.

Récemment, une rotation de 4π radians du spin électronique a pu être détectée dans le

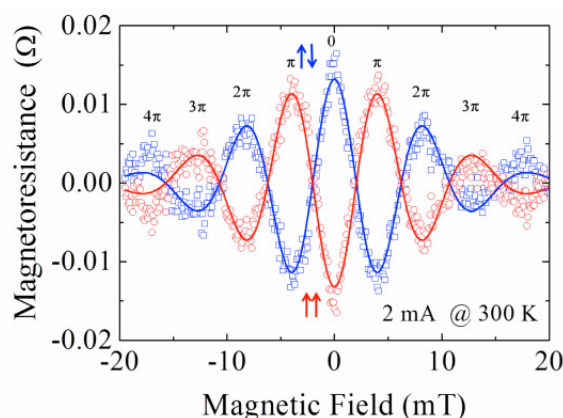


Figure 2.19 – Manipulation de l’orientation des spins en fonction du champ magnétique en configuration non-locale. Extrait de la référence [57]

silicium par Sasaki *et al.* [57]. Le silicium étant faiblement dopé, cela permet d’avoir des temps de vie de spin très longs et ainsi d’effectuer plusieurs rotations du spin.

2.4.3 Manipulation par un champ électrique extérieur

La manipulation de spin par un champ électrique est plus compliquée puisque l’effet n’est pas direct et qu’il dépend du couplage spin-orbite. Le champ électrique est ressenti comme un champ magnétique effectif et agit sur le spin uniquement par le biais du couplage spin-orbite. Or, comme explicité précédemment, ce dernier reste assez faible intrinsèquement dans les semi-conducteurs du type Si et Ge (faible numéro atomique Z). L’objectif reste une manipulation de spin par un grille mais une attention particulière doit être portée sur les effets purement électriques (mobilité, résistivité, ...). En effet, l’application d’une grille modifie les caractéristiques électriques comme c’est le cas dans la réf [57]. Tout de même, une injection efficace et importante d’un courant de spin laisse une possibilité de manipulation comme l’exemple du gaz électronique bi-dimensionnel dans une hétérostructure à base d’InAs [90].

L’amplification du couplage spin-orbite (par dopage, ...) du matériau reste problématique puisque même si le contrôle du spin sera exalté, le temps de vie de spin en sera d’autant diminué.

Par contre, exalter le couplage spin orbite (SOC) au point de lever la dégénérescence

de spin permet, en plus de bien mieux contrôler le spin, de pouvoir polariser fortement un courant de charge. De précédentes études expérimentales et théoriques démontrent des effets Rashba d'interface importants avec le Ge (111) comme dans le cas du Pb/Ge (111) ($\text{SOC} \approx 200 \text{ meV}$ [91]), du Bi/Ge (111) ($\text{SOC} \approx 100 \text{ meV}$) où à la surface d'isolants topologiques [92]. Mais ces éléments sont incompatibles avec les procédés de la micro-électronique et récemment il a été démontré un fort effet Rashba ($\text{SOC} \approx 50 \text{ meV}$) dans des états métalliques de surface pour le Fe/Ge(111). Cet exemple est particulièrement intéressant car les états sont premièrement métalliques mais en plus créés à l'interface avec des matériaux légers : le germanium et le fer. Le transfert de courant de charge polarisé en spin dans le germanium est alors envisageable.

3 Techniques expérimentales

Sommaire

3.1	Le substrat de silicium/germanium sur isolant : SOI/GeOI	48
3.2	Dépôt des jonctions tunnel ferromagnétiques	49
3.2.1	Le dépôt par pulvérisation cathodique magnétron	49
3.2.2	Épitaxie par jets moléculaires	51
3.3	Micro et nanofabrication : Lithographie optique et électronique . .	58
3.3.1	Micro-structuration des dispositifs à 3 terminaux	59
3.3.2	La nanostructuration des vannes de spin latérales sur les maté- riaux semi-conducteurs	61
3.4	Caractérisation des échantillons	63
3.4.1	Caractérisation structurale	64
3.4.2	Caractérisation magnétique	67
3.5	Caractérisations dynamique et électrique	69
3.5.1	Spin pumping et effet Hall de spin	69
3.5.2	Caractérisation électrique à basse température et sous fort champ magnétique	72
3.5.3	Dispositifs de caractérisation électrique	73

3.1 Le substrat de silicium/germanium sur isolant : SOI/GeOI

Les substrats de silicium sont incontournables dans la micro-électronique. Le silicium est un semi-conducteur abondant sur terre, essentiellement sous forme de minéral dans les sables de silice. Les techniques de purification comme le tirage de Czochralski permettent d'obtenir du silicium pur à 99,99% idéal pour la micro-électronique.

Pour l'électronique de spin, l'utilisation d'une grille permet d'étudier la modification du nombre de porteurs et les effets d'un champ électrique sur les spins. Une manière simple de disposer d'une grille est d'utiliser des substrats du type silicium ou germanium sur isolant (SOI/GeOI) représenté au centre de la figure 3.1. Ils sont constitués d'un empilement (du bas vers le haut) : d'une première couche de substrat de silicium dopé de $200\mu\text{m}$ d'épaisseur, puis une couche de SiO_2 d'une épaisseur de $1\mu\text{m}$ (aussi appelée BOX¹) et enfin la couche active (silicium ou germanium) avec une épaisseur et un dopage variables. L'application de la grille utilise le substrat de silicium à la base de l'empilement comme premier contact et la couche supérieure du semi-conducteur comme second contact.

Les substrats que nous avons utilisés pour l'injection de spin ont été fournis par le CEA LETI et ont été obtenus par le procédé SmartCutTM détaillé sur la figure 3.1. Cette technique est basée sur le collage moléculaire entre deux substrats de silicium.

Il est important de noter que l'oxyde créé est un oxyde thermique avec une qualité par-

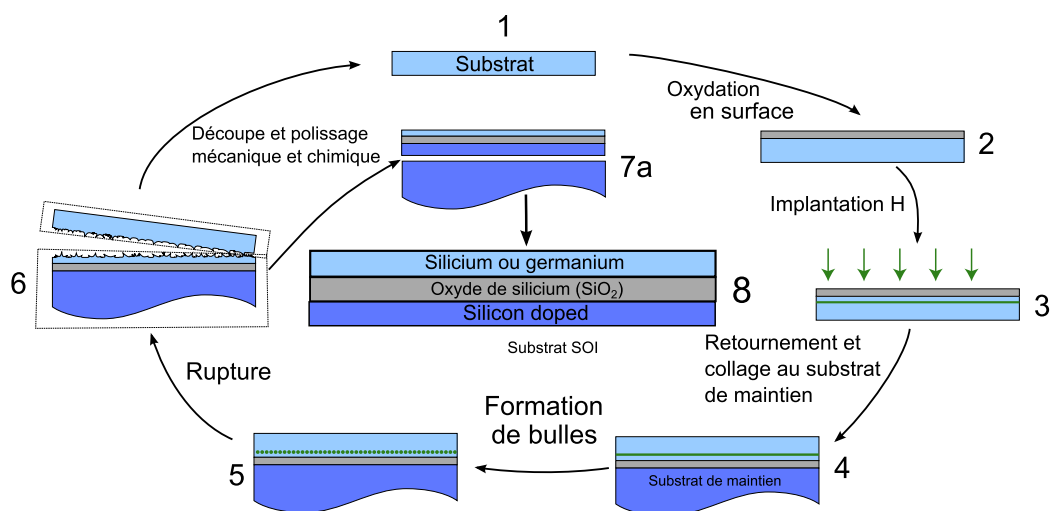


Figure 3.1 – Le procédé SmartCutTM est une technique qui permet d'obtenir un substrat de silicium ou germanium sur un isolant. Ce dernier sépare les deux couches de semi-conducteur, ce qui permet d'appliquer un champ électrique sur la couche active.

faite contrairement à une oxydation par voie humide. Durant les manipulations, il a été bien souvent difficile de fragiliser la grille (la tension de claquage est supérieure à 100 V

1. En anglais : Buried oxide layer

pour une épaisseur d'oxyde de $1\mu\text{m}$).

La couche active supérieure de l'empilement de SOI ou GeOI est d'une épaisseur et d'un dopage variables et les techniques d'implantation ionique nous ont permis d'obtenir des dopages allant de : faiblement dopé (10^{18}cm^3) à fortement dopé (6.10^{19}cm^3). Ce dernier est dégénéré avec un nombre d'états d'impuretés non négligeable en comparaison des états de la bande de conduction ou de valence. Cette large gamme de dopages, nous offre une liberté d'étude importante et en particulier, à fort dopage, elle permet de diminuer la largeur de la barrière Schottky à l'interface entre le contact métallique et le semi-conducteur.

3.2 Dépôt des jonctions tunnel ferromagnétiques

Sur ces substrats de SOI/GeOI, des jonctions tunnel ferromagnétiques sont synthétisées par des techniques de dépôts de couches minces. Deux techniques de dépôt par voie physique ont été utilisées au cours de ma thèse : le dépôt par pulvérisation cathodique magnétron et le dépôt par évaporation électronique sous ultra-vide ou épitaxie par jets moléculaires.

3.2.1 Le dépôt par pulvérisation cathodique magnétron

3.2.1.1 Principe du dépôt par pulvérisation cathodique magnétron

Le dépôt par pulvérisation cathodique est une technique largement répandue pour les dépôts de couches minces. Elle présente l'avantage d'être une méthode rapide, à faible coût et versatile concernant la nature des matériaux à déposer (métaux comme oxydes). Elle permet aussi des dépôts épais sur de grandes surfaces grâce aux fortes vitesses de dépôt atteignables.

On peut reprocher à cette technique généralement le peu de contrôle des interfaces et de la cristallinité des couches. Cette dernière peut être contrôlée suivant les conditions de dépôts dans certains bâtis ultra-vide à l'état de l'art.

Le principe de dépôt par pulvérisation cathodique est représenté en figure 3.2 et est basé sur la création d'un plasma de gaz inerte. Les ions formés dans le plasma sont accélérés vers la cible du matériau à déposer qui est polarisée électriquement. La force du choc pulvérise une partie de la cible (atomes ou amas d'atomes). Ces atomes se condensent ensuite sur l'échantillon qui est placé en regard de la cible. La particularité d'une pulvérisation cathodique magnétron est l'utilisation d'aimants afin de densifier la quantité d'électrons proches de la cible du matériau. Cela permet d'entretenir les collisions d'atomes du gaz avec les électrons libres et donc l'état plasma même pour une pression plus faible. Or en ayant une quantité de gaz plus faible, le libre parcours moyen des espèces est amélioré puisqu'elles subissent moins de chocs et la couche formée sur l'échantillon est densifiée.

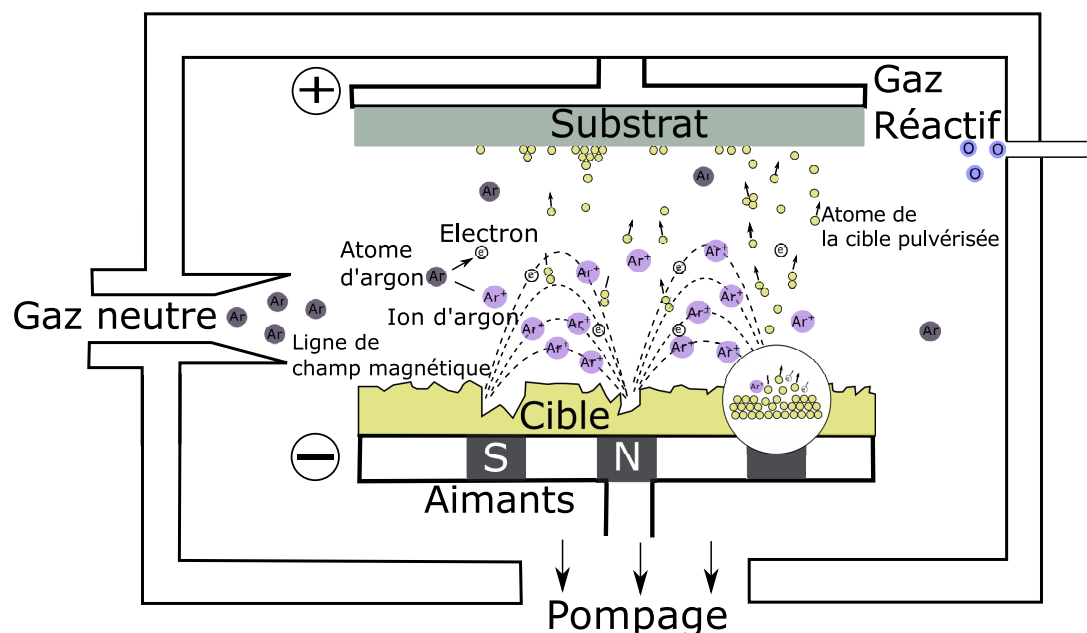


Figure 3.2 – Principe de dépôt par pulvérisation cathodique magnétron. Un plasma est créé à partir d'un gaz inerte. Les ions formés sont accélérés vers la cible et pulvérisent les atomes de la cible qui ensuite se condensent sur le substrat. Cette méthode de dépôt a été utilisée pour déposer une partie des jonctions tunnel ferromagnétiques étudiées dans ces travaux de thèse.

La polarisation électrique continue sur la cible ne peut pas être utilisée pour déposer des matériaux non-conducteurs. Une polarisation alternative permet d'alterner : des cycles de décharge des ions positif et l'attraction d'électron (avec une polarité positive appliquée sur la cible à déposer) et une phase de dépôt avec la pulvérisation des atomes de la cible (avec une polarité négative) mais aussi avec une accumulation des ions positifs.

3.2.1.2 Les barrières tunnel déposées par pulvérisation cathodique

Les jonctions tunnel ferromagnétiques sur les substrats de SOI/GeOI déposées par pulvérisation cathodique magnétron ont été synthétisées dans une machine Singulus à CROCUS Technology. La figure 3.3 résume les étapes pour déposer les jonctions tunnel ferromagnétiques avec une structure : $Ta/Co_{60}Fe_{20}B_{20}/MgO/SOI$ ou GeOI.

Tout d'abord, la fine couche d'oxyde thermique qui sert de protection sur les substrats de SOI/GeOI est enlevée en plongeant les échantillons dans l'acide fluorhydrique à 10% durant 30 secondes. Les substrats sont ensuite introduits dans la chambre de dépôt à une

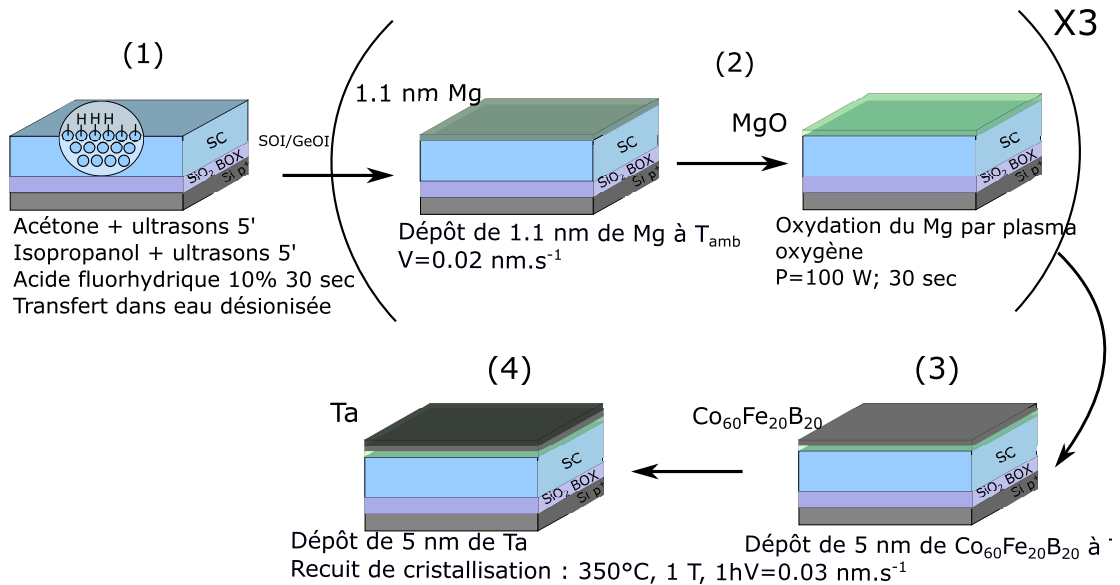


Figure 3.3 – Résumé des différentes étapes de dépôt par pulvérisation cathodique des jonctions tunnel ferromagnétiques.

pression standard d'environ 7×10^{-9} Torr.

Pour déposer l'oxyde des jonctions tunnel, nous avons eu recours à un procédé en plusieurs étapes qui consiste en un dépôt d'une couche fine de précurseur métallique (ici du magnésium) qui est ensuite oxydée par plasma d'oxygène. La première couche de 1,1 nm de Mg est déposée à température ambiante à une pression de 2×10^{-3} Torr et une vitesse de $0,02 \text{ nm.s}^{-1}$ et immédiatement suivie d'une oxydation par plasma d'oxygène durant 30 secondes à une pression de 6×10^{-3} Torr et une puissance de 100 W. Ce cycle est répété 3 fois afin de former au total 3,3 nm d'épaisseur d'oxyde de magnésium.

Puis, 5 nm de métal magnétique $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}$ sont déposés à une vitesse de $0,03 \text{ nm.s}^{-1}$ et le tout est protégé par une couche de tantale d'une épaisseur de 5 nm. Afin de cristalliser les couches, l'échantillon subit un recuit pendant une heure à 350°C sous un champ magnétique de 1 T. Des études ont démontré l'importance de la couche de tantale qui doit absorber les atomes de B afin d'aider à la cristallisation du CoFeB [93].

L'élément remarquable pour ces jonctions tunnel était les *RA* particulièrement élevés. On peut alors se demander si l'oxydation par plasma d'oxygène n'est pas agressive au point d'oxyder aussi une fine épaisseur de silicium. En conséquence la calibration des *RA* suivant l'épaisseur de MgO serait alors erronée.

3.2.2 Épitaxie par jets moléculaires

L'Épitaxie par jets moléculaires (EJM) ou MBE² est considérée comme la technique de croissance de monocristaux par excellence. Le vide dans la chambre de dépôt est extrê-

2. En anglais : Molecular Beam Epitaxy

mement faible et atteint des valeurs de l'ordre de 10^{-11} Torr. Cela permet des flux très faibles d'espèces à déposer avec des atomes présentant un libre parcours moyen très long (de l'ordre du mètre). La faible pression permet aussi des techniques de caractérisation *in-situ* comme la diffraction électronique à haute énergie en incidence rasante ou RHEED³. Mais on peut aussi citer d'autres techniques de caractérisation *in-situ* comme la diffraction électronique à faible énergie ou LEED⁴, la photoémission à rayons X (XPS) et enfin le microscope à effet tunnel qui sont souvent associés à ce type de machine de dépôt. Au cours de cette thèse, nous avons utilisé une machine de croissance sous ultra-vide de marque Riber avec des canons à électrons de marque Telemark et Riber.

3.2.2.1 Principe de l'épitanie par jets moléculaires

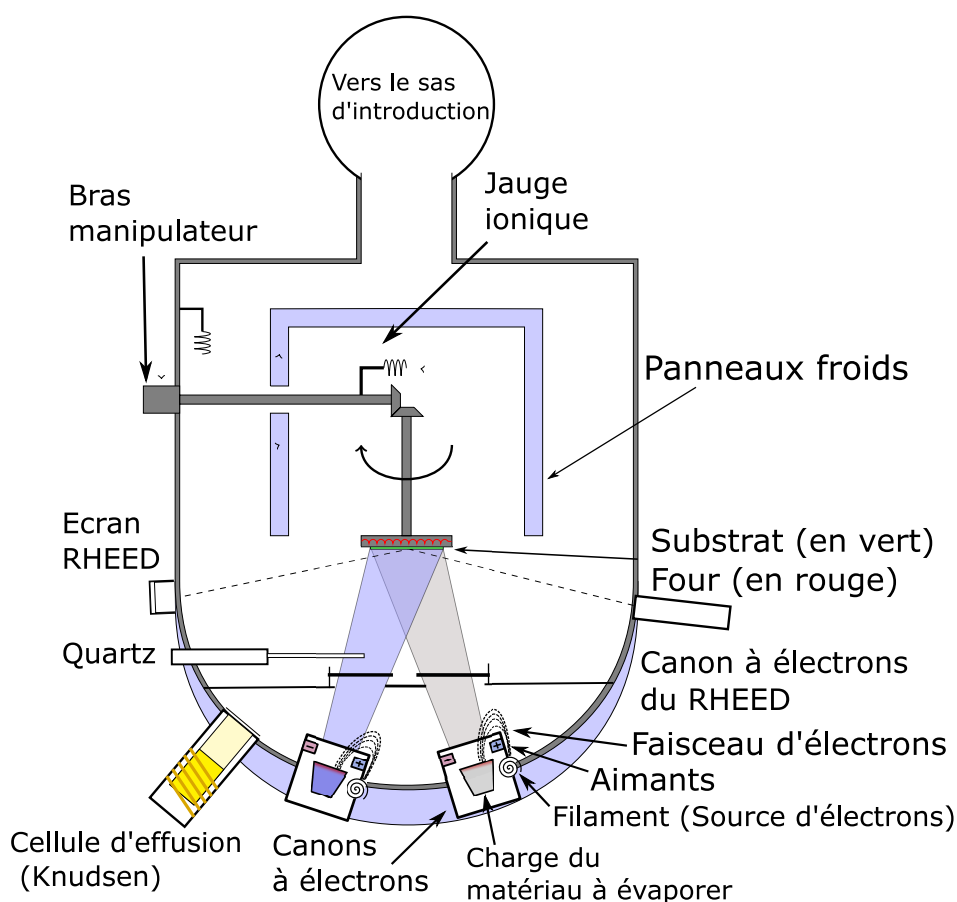


Figure 3.4 – Vue en coupe d'une machine de dépôt d'épitanie par jets moléculaires. Dans la chambre d'évaporation, le vide atteint 10^{-11} Torr, ce qui permet d'obtenir un libre parcours moyen des espèces évaporées très long.

La figure 3.4 montre une vue schématique de la chambre de dépôt d'une machine

3. En anglais : Reflection high-energy electron diffraction

4. En anglais : Low-energy electron diffraction

d'építaxie par jets moléculaires. Un rapide aperçu des éléments constituant la chambre de dépôt permet de comprendre l'étendue des possibilités offertes par la technique :

○ **Système de pompage, panneau froid et mesure de la pression :**

La chambre d'évaporation est continuellement maintenue à une pression de l'ordre de 10^{-11} Torr. Cela requiert un système de pompage puissant et efficace : du pompage primaire, secondaire, ionique et même cryogénique.

Afin de maintenir une pression convenable durant le dépôt ou lors des phases de recuit, on peut utiliser des panneaux froids qui vont avoir un effet rapide de diminution de la pression puisque les espèces volatiles vont s'adsorber sur la partie froide du panneau (refroidie à l'azote liquide).

Quant à la mesure de pression, elle se fait par le biais de jauges ioniques. Leur principe est basé sur la ionisation des molécules par un fort champ électrique puis le courant résultant de la ionisation est mesuré. Indirectement, le nombre de molécules ionisées (donc le courant) est proportionnel au nombre de molécules en présence, donc à la pression.

○ **Le porte échantillon et le four de recuit**

Le porte échantillon (molybloc), généralement en molybdène pour une bonne tenue en température, est fixé sur un bras manipulateur en regard des canons à électrons.

Sous le porte échantillon se trouve le four qui permet de recuire les substrats et les couches déposées. Il est constitué d'un filament en tungstène qui est parcouru par de forts courants pour être porté à blanc, jusqu'à un maximum de 9 A pour chauffer par effet Joule et rayonnement. Une fois cette valeur atteinte, un bombardement électronique depuis le filament jusqu'au molybloc permet d'atteindre des températures encore plus fortes (1100°C). Il faut noter qu'un thermocouple touche la face arrière du molybloc et permet d'avoir une indication de la température.

○ **Les canons à électrons, cellules à effusion et balances à quartz :**

L'építaxie par jets moléculaires est une méthode de dépôt qui permet de travailler à des flux très faibles et donc offre un contrôle très précis sur l'épaisseur. Il existe deux méthodes principales d'évaporation. Premièrement, les cellules à effusion ou cellules de Knudsen sont basées sur l'échauffement par effet joule d'un filament autour du creuset. Ces cellules permettent d'évaporer des matériaux peu réfractaires. Une deuxième technique est l'utilisation de canons à électrons. Dans ces derniers un faisceau d'électrons est produit depuis un filament qui balaye une charge du matériau à évaporer (3.4). Des aimants permanents et des bobines de balayage permettent un mouvement continu du faisceau pour garder une bonne homogénéité de chauffage sur la cible.

Pour mesurer le flux des espèces évaporées et le taux de dépôt sur le substrat, on utilise une balance à quartz. La fréquence de résonance d'un mode de vibration du quartz est connue et est modifiée suivant la quantité d'atomes adsorbés à sa surface. Depuis le décalage en fréquence, on peut remonter à une épaisseur déposée et un flux.

○ **Caractérisation par diffraction électronique *in-situ* : RHEED**

La diffraction d'électrons de haute énergie en incidence rasante ou RHEED est une technique très répandue dans les bâtis d'épitaxie. Elle permet un contrôle *in-situ* de la qualité cristalline.

Elle est basée sur la diffraction en incidence rasante d'un faisceau d'électrons (3.4). La figure de diffraction est visualisée sur un écran fluorescent, elle correspond à l'intersection de la sphère d'Ewald avec le réseau réciproque (figure 3.5). Idéalement c'est une série de points pour une surface parfaitement plane et cristalline mais en pratique des tiges fines sont observées pour une surface de qualité. Plus les tiges sont larges et pointées et plus le système est rugueux. L'apparition d'anneaux traduit par contre des diffractions dans toutes les directions de l'espace, caractéristique d'un échantillon polycristallin. Enfin le cas extrême d'une couche amorphe donne un fond diffus. Il faut aussi noter que le

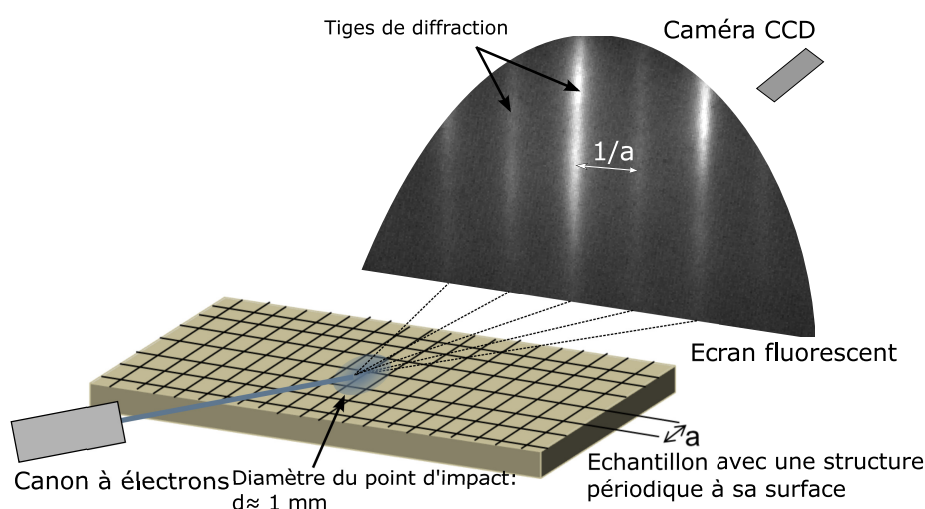


Figure 3.5 – Diffraction d'électrons de haute énergie en incidence rasante ou RHEED.

faisceau spéculaire est très sensible à la rugosité. Son intensité peut donc être suivie pour connaître le nombre de plans atomiques déposés puisqu'un plan atomique complet qui recouvre la surface donne une intensité maximale. Cette technique est appelée calibration par les oscillations RHEED.

3.2.2.2 Les barrières tunnel déposées par épitaxie par jets moléculaires

La croissance complète d'une jonction tunnel nécessite de maîtriser convenablement chaque étape depuis la préparation de la surface jusqu'au recuit de cristallisation. Nous avons réalisé l'empilement : Pd (8 nm)/Fe (15 nm)/MgO (2 nm)/substrats (SOI/GeOI). La figure 3.8 détaille chaque étape du dépôt de la jonction tunnel sur les substrats de SOI/GeOI.

Reconstruction de surface et contamination au carbone

L'intérêt d'une croissance par EJM est la maîtrise des interfaces. La reconstruction de surface permet de limiter le nombre de liaisons pendantes et améliore la cristallinité de l'oxyde de magnésium sur silicium comme le montrent les travaux de Spiesser *et al.* [75]. La reconstruction de surface sur silicium nécessite un recuit à haute température ($T > 850^\circ\text{C}$) et nous avons rencontré plusieurs problèmes de contamination au carbone durant ces recuits. L'origine des contaminations peut être multiple : espèces carbonées dans la chambre de dépôt, produits chimiques utilisés pour le nettoyage de l'échantillon, contamination de l'oxyde natif sur les substrats de silicium.

Nous avons alors optimisé la première étape de nettoyage de l'échantillon. Une approche simpliste consisterait à enlever l'oxyde natif des substrats en utilisant uniquement de l'acide fluorhydrique mais si la contamination au carbone vient de cet oxyde alors les espèces carbonées ne sont pas supprimées et peuvent se déposer à nouveau à la surface du substrat.

Une approche plus élaborée consiste à faire des cycles de nettoyage de type $\text{RCA}_1/\text{RCA}_2$ [94] ou bien Shiraki [95]. Ces méthodes consistent à alterner des bains d'acides, afin d'attaquer les espèces organiques et métalliques, et des bains oxydants pour recréer une couche contrôlée d'oxyde mince de qualité micro-électronique. Des étapes intermédiaires d'acide fluorhydrique sont nécessaires pour supprimer les oxydes. Enfin la dernière couche d'oxyde est retirée soit avant introduction soit *in-situ* par un recuit à haute température. C'est cette dernière solution qui nous a permis d'obtenir les meilleurs résultats de reconstruction de surface sur silicium sans contamination au carbone par un recuit *in-situ* à environ $1\,000^\circ\text{C}$. La recette chimique utilisée est une solution intermédiaire au procédé RCA et Shiraki, tout aussi efficace mais bien plus rapide. Elle est résumée en figure 3.6. Les espèces carbonées sont attaquées par un bain d'acide nitrique (HNO_3) chauffé à 70°C . Ce même bain permet de recréer un oxyde mince et propre à la surface du silicium.

Epitaxie du MgO sur le silicium et germanium

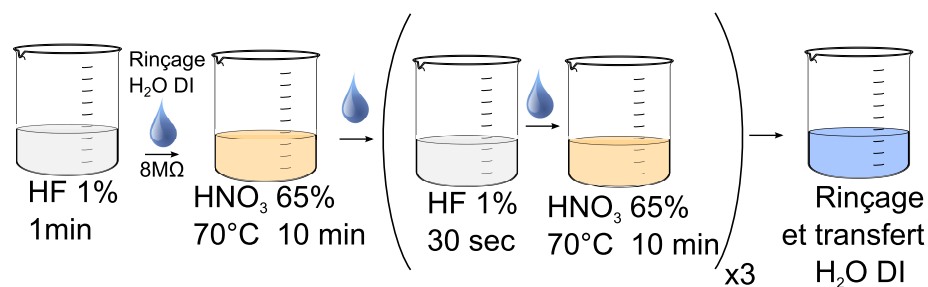


Figure 3.6 – Étapes de nettoyage chimique d'un échantillon de silicium avant dépôt. Cela consiste en une répétition d'un cycle d'acide fluorhydrique (1%, 30sec) et d'acide nitrique (70°C , 10min, 65%). Le premier pour dissoudre l'oxyde de silicium et le second pour attaquer les espèces carbonées mais aussi former une nouvelle couche d'oxyde propre.

La croissance du MgO sur le silicium n'est pas une étape aisée. En effet, le paramètre

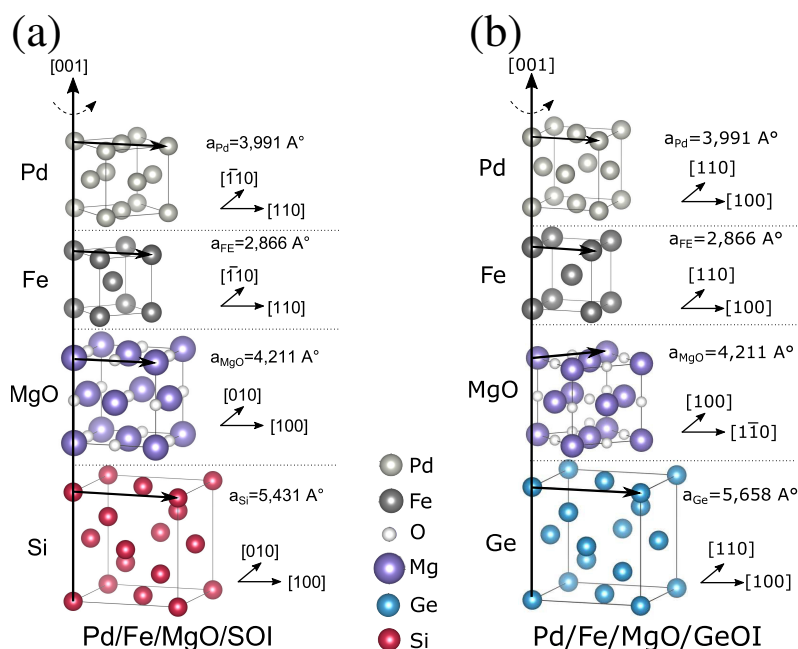


Figure 3.7 – (a) Accord des mailles cristallines entre le silicium, le MgO et le fer depuis une croissance par épitaxie par jets moléculaires. (b) Même croissance sur un substrat de germanium.

important pour la croissance épitaxiale est la différence des paramètres de maille entre le matériau support et le matériau à déposer. Pour ces croissances, nous avons utilisé uniquement des substrats orientés suivant l'axe [001].

La différence de maille cristalline entre le MgO avec un paramètre de maille de 4,211 Å et le silicium avec un paramètre de maille de 5,431 Å est de 22%. Cette différence est très élevée mais un rapport plus faible de 3,4% est obtenu lorsque 4 mailles élémentaires de MgO coïncident avec 3 mailles élémentaires de Si. Ensuite la maille cristalline du Fer croît à 45° sur le MgO. Il en résulte une épitaxie difficile comme le montre la figure 3.7(a) de type $\text{Fe}[100]||\text{MgO}[110]||\text{Si}[110]$ en accord avec les expériences passées [75].

Dans le cas du germanium, le paramètre de maille est de 5,658 Å ce qui correspond à une différence de 26% avec le MgO. De la même façon que pour le silicium, une différence de -0,7% est obtenue pour 4 mailles élémentaires de MgO sur 3 mailles élémentaires de Ge. Mais expérimentalement et comme indiqué dans la référence [96], ce n'est pas ce scénario qui est observé mais plutôt une rotation de 45° de la maille du MgO sur la maille cubique du Ge qui donne une différence de mailles de 5,3%. L'empilement résultant est schématisé dans la figure 3.7(b) : $\text{Fe}[100]||\text{MgO}[110]||\text{Ge}[100]$. Le fer se retrouve réorienté dans le plan comme le Ge à cause d'une nouvelle rotation de 45°.

Malgré tout, la croissance de MgO sur le germanium donne des qualités cristallines bien meilleures que la croissance sur les substrats de silicium. La figure 3.8 donne l'exemple de la croissance sur germanium.

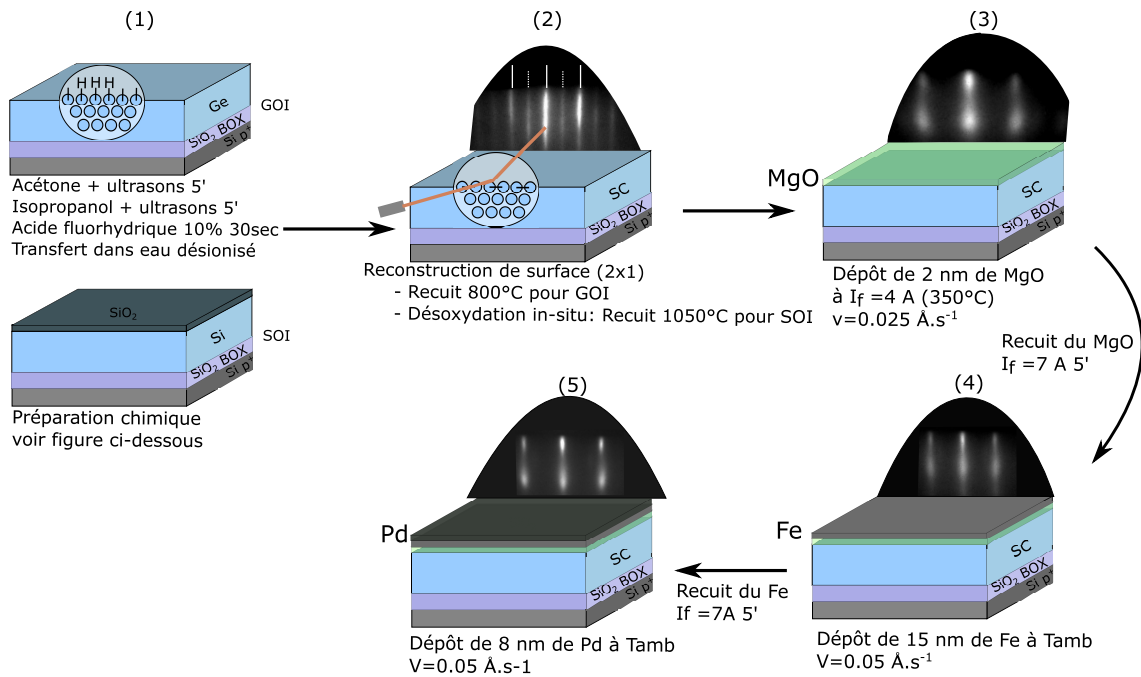


Figure 3.8 – Étapes détaillées de dépôt de jonctions tunnel ferromagnétiques Pd (8nm)/Fe (15nm)/MgO (2nm) déposées par épitaxie par jets moléculaires sur des substrats de SOI ou de GeOI.

Étapes de dépôt de la jonction tunnel ferromagnétique

- La première étape consiste à préparer la surface du substrat pour déposer l'oxyde de la jonction tunnel ferromagnétique. Il y a deux avantages à préparer la surface des substrats sous ultra-vide : premièrement, des études précédentes ont montré qu'une reconstruction de surface du silicium favorisait l'épitaxie du MgO [75]. De plus, une reconstruction de surface permet aussi de saturer au mieux les liaisons pendantes du substrat afin de minimiser la densité d'états d'interface. La reconstruction de surface (2×1) demande des recuits à environ 800-1 000°C pour le germanium et le silicium [100]. Les atomes du dernier plan atomique se lient alors pour former des dimères.

Pour le silicium, un traitement chimique schématisé en figure 3.6 a dû être utilisé afin d'éviter l'apparition d'un carbure de silicium en surface, elles se terminent par une croissance contrôlée d'un oxyde propre et fin sur les substrats de silicium. Ils sont ensuite désoxydés *in-situ* dans la chambre d'évaporation entre 1 000°C et 1 050°C.

Dans le cas du germanium, la contamination au carbone est moins présente. Un simple dégraissage, une désoxydation à l'acide fluorhydrique de la protection de SiO_2 , un transfert dans l'eau désionisée et un recuit à 800°C permettent d'obtenir la reconstruction de surface (2×1). Le cliché RHEED est ici donné en figure 3.8(2)

pour le cas d'une reconstruction (2×1) de germanium, avec en pointillés les raies correspondant à la reconstruction et en traits pleins les tiges de diffraction principales.

- L'échantillon est ensuite thermalisé à une température pour le molybde proche de 400°C , ce qui correspond approximativement à une température de 350°C sur la surface de l'échantillon. L'oxyde de magnésium est déposé à un flux de $0,025 \text{ \AA}\cdot\text{s}^{-1}$ jusqu'à atteindre une épaisseur de 2 nm qui est suivie par une balance à quartz. En figure 3.8(3), on retrouve le cliché RHEED suivant l'axe $[110]$ d'une croissance épitaxiale de MgO. Pour améliorer la cristallisation, la couche est recuite durant 5 minutes à environ 700°C et les tiges du cliché RHEED s'affinent quelque peu.
- Après un retour à température ambiante, 15 nm de fer sont déposés à un flux de $0,5 \text{ \AA}\cdot\text{s}^{-1}$. Il s'en suit un recuit à haute température afin de lisser la couche ferromagnétique initialement rugueuse, on observe alors une nette amélioration du cliché RHEED.
- Afin de protéger le fer qui est facilement oxydable, une couche de 8 nm de palladium est déposée sous un flux de $0,5 \text{ \AA}\cdot\text{s}^{-1}$. Le cliché RHEED démontre une croissance épitaxiale du palladium sur le fer.

Comme nous le verrons par la suite, les techniques de caractérisation utilisées démontrent la qualité cristallographique des jonctions tunnel ferromagnétiques déposées par EJM.

3.3 Micro et nanofabrication : Lithographie optique et électronique

Une fois la jonction ferromagnétique déposée, il reste à la structurer pour l'utiliser comme électrode d'injection ou de détection du courant polarisé en spin. La lithographie est la transposition de motifs d'un masque de tailles variables (depuis quelques nanomètres jusqu'à des dizaines de microns) sur un échantillon. Nous avons eu recours aux lithographies optique et électronique pour deux types d'échantillons distincts.

Pour les mesures à trois terminaux, les dispositifs avec une unique électrode ferromagnétique sont de taille micrométrique. Dans ce cas, une micro-structuration utilisant la lithographie optique suffit pour structurer l'empilement déposé par pulvérisation cathodique ou EJM.

A l'inverse, pour les dispositifs de taille nanométrique, c'est à dire principalement les vannes de spin latérales, l'utilisation de la lithographie électronique est nécessaire. Cela demande 5 étapes technologiques.

Ces dispositifs ont été réalisés au sein de la Plateforme Technologique Amont (PTA) de Grenoble. Cette section aura pour objectif de présenter les étapes principales de la micro et la nano-structuration en prenant respectivement l'exemple des dispositifs à 3 terminaux et des vannes de spin latérales.

3.3.1 Micro-structuration des dispositifs à 3 terminaux

Nous avons utilisé cette méthode pour structurer des électrodes FM de $150\mu\text{m}\times 400\mu\text{m}$. Pour la micro-fabrication des dispositifs à 3 terminaux, le procédé se déroule suivant trois étapes qui sont aussi illustrées sur la figure 3.9 :

Étape 1 : Le niveau des électrodes ferromagnétiques

Cette étape doit, depuis le dépôt de la jonction tunnel ferromagnétique par pulvérisation cathodique ou EJM, structurer une électrode de taille micrométrique (ici $150\mu\text{m}\times 400\mu\text{m}$).

Pour cela, on utilise une résine positive de type AZ1512 qui, une fois déposée par une tournette, est d'une épaisseur de $1,2\ \mu\text{m}$ (suivant un étalement à 4000 tr/min pendant 60 s). Après recuit, la résine est insolée, grâce à une insoleuse/aligneuse Karl Suss MJB4, au travers d'un masque chromé représentant les futurs électrodes pendant 25 s. Le développement dans une solution MIF319:EDI permet la reproduction de ces motifs et la protection de l'électrode.

A cette étape, certaines parties sont protégées par la résine qui n'a pas été insolée au travers des motifs du masque. Ces motifs seront utilisés comme protection puisque la couche non protégée par la résine est ensuite gravée par gravure ionique ou IBE⁵ avec un débit de 3 sccm d'argon neutralisé et à une puissance de 300 W. L'arrêt de la gravure de l'empilement matériau ferromagnétique/MgO est contrôlée par spectrométrie de masse à ionisation secondaire ou SIMS⁶. Enfin, les résidus de résine sont nettoyés dans un bain d'acétone et la plaque est rincée à l'eau désionisée et séchée avec un jet d'azote sec.

Étape 2 : Le niveau mesa

Cette deuxième étape permet la création d'un canal de confinement des porteurs dans le Si ou le Ge.

A nouveau, la résine positive AZ1512 est utilisée dans des conditions similaires à la première étape. Puis elle est insolée 25 s en lumière UV au travers d'un masque avec le motif du mesa.

La couche non protégée par la résine est gravée par plasma à couplage inductif ou ICP⁷. La gravure du semi-conducteur est contrôlée par DFA (détection de fin d'attaque Jobin Yvon à $\lambda=900\ \text{nm}$). Le nettoyage de la résine s'effectue dans un bain d'acétone et la plaque est rincée à l'eau désionisée et séchée avec le jet d'azote sec.

5. En anglais : Ion Beam Etching

6. En anglais : secondary ion mass spectroscopy

7. En anglais : Inductively Coupled Plasma with RF excitation

Étape 3 : Le niveau des contacts ohmiques

Cette troisième et dernière étape vise à déposer des contacts ohmiques structurés sur le semi-conducteur.

Dans ce cas, on utilise la résine réversible AZ5214 avec une épaisseur de $1,4 \mu\text{m}$ suivant un étalement à 4000 tr/min pendant 60 s. Cette résine est insolée pendant 5,5 s en lumière UV ($\lambda = 365 \text{ nm}$; MJB4 KarlSuss) en mode contact toujours au travers d'un masque. Il s'en suit un recuit d'activation à 120°C pendant 2 min et elle est de nouveau insolée mais cette fois-ci pleine plaque sans masque pendant 33 s. Un développement de 35 s dans une solution 1:1 (EDI:MIF319) permet d'ouvrir les zones de contact et d'obtenir un profil d'«undercut» aussi appelé profil casquette qui est adapté au lift-off. En effet cette dernière technique utilise un dépôt directement dans les zones ouvertes de la résine et le profil casquette permet de garder une zone vierge pour pouvoir ensuite retirer la résine photosensible.

L'empilement métallique Au(150 nm)/Ti(10 nm)/substrat est évaporé par un canon à électrons puis la résine est retirée dans un bain d'acétone et la plaque est ensuite rincée à l'eau désionisée et séchée avec un jet d'azote sec.

Finalement, même si les procédés de micro-structuration sont bien connus, chaque étape doit être parfaitement maîtrisée puisque l'alignement est critique pour éviter des effets électriques parasites (effet Hall, ...).

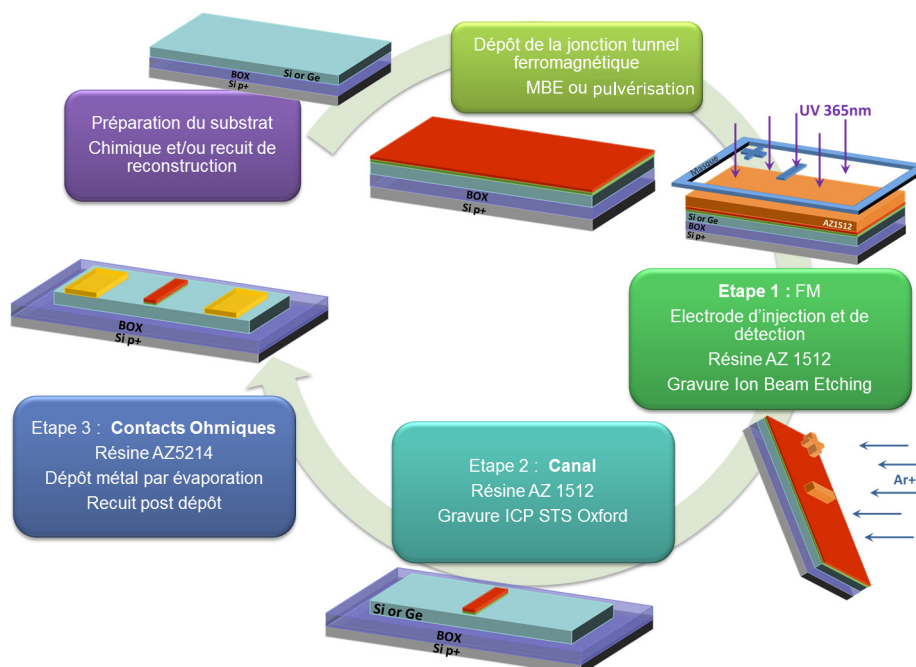


Figure 3.9 – Illustration de chaque étape de micro-structuration utilisée pour la fabrication des dispositifs à 3 terminaux ou les croix de Hall sur les semi-conducteurs.

3.3.2 La nanostructuration des vannes de spin latérales sur les matériaux semi-conducteurs

La nanostructuration des vannes de spin latérales se déroule en 5 étapes. Elle est principalement basée sur l'utilisation de la lithographie électronique. Cette dernière permet d'atteindre des résolutions nanométriques contrairement à la lithographie optique simple qui est limitée en résolution par le critère de Rayleigh et la longueur d'onde de la lumière utilisée. De plus, la lithographie permet d'imaginer et de créer des formes à souhait qui seront tracées par le faisceau d'électrons alors que pour la lithographie optique cela demande la création d'un nouveau masque en chrome avec un coût important.

Nous avons utilisés cette méthode pour structurer des vannes de spin latérales avec des

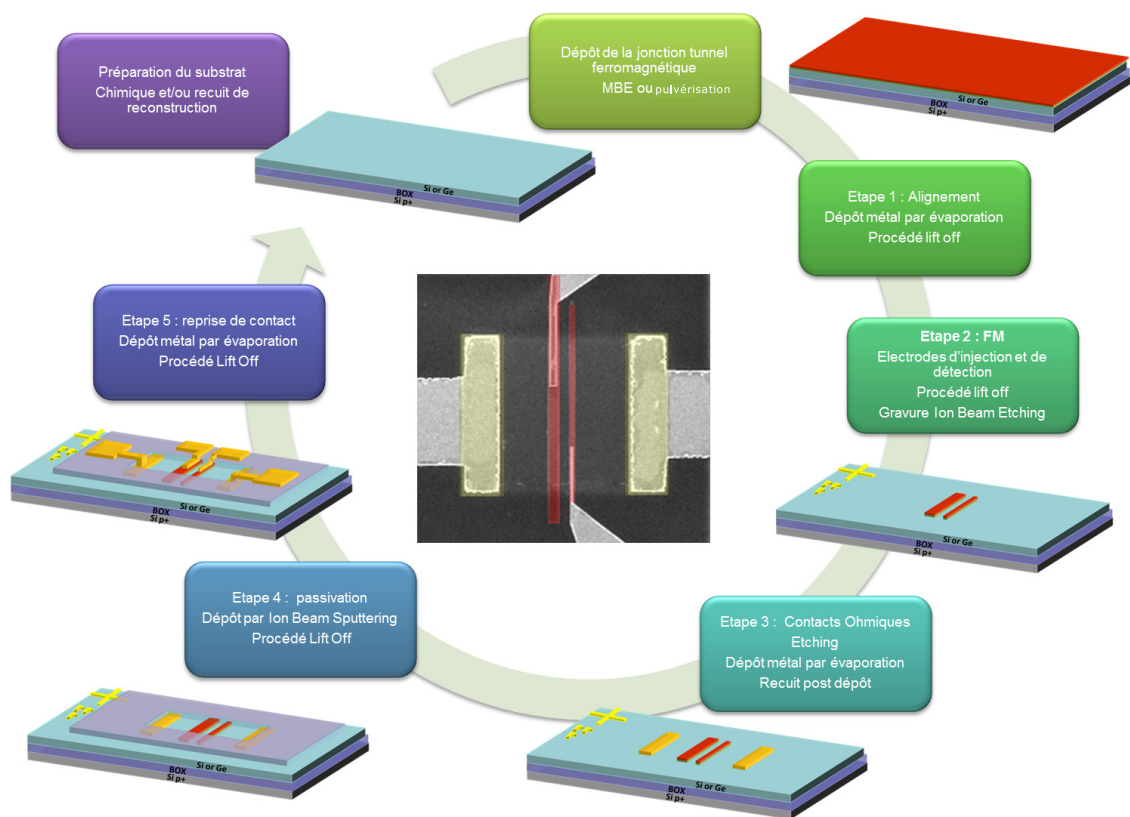


Figure 3.10 – Illustration de chaque étape de nanostructuration utilisée pour la fabrication des vannes de spin latérales sur les semi-conducteurs.

tailles d'électrodes de 250 nm à 1 μ m de large et espacées de 200 nm à 5 μ m avec un masqueur de marque JEOL 6300FS. Les 5 étapes présentées ici sont aussi illustrées sur la figure 3.10 :

Étape 1 : Le niveau d'alignement

Cette étape permet la fabrication des croix d'alignement, indispensables pour l'empilement des différents niveaux.

Une résine électro-sensible de type PMMA d'une épaisseur de 350 nm (étalement à 3000 tr/min pendant 60 s) est insolée par un faisceau focalisé d'électrons qui suit un tracé préalablement programmé. Après un développement de 35 s dans une solution 1:3 (ISO:MIBK) pour ouvrir la résine, on dépose un empilement métallique de Ti (10 nm)/Au (50 nm)/Ti (10 nm) à l'aide d'un canon à électron. Le procédé lift-off s'effectue ensuite dans un bain d'acétone, la plaque est rincée à l'isopropanol puis séchée avec un jet d'azote sec.

Étape 2 : Le niveau des électrodes ferromagnétiques

Cette étape vise à structurer des électrodes ferromagnétiques à partir d'un dépôt sur toute la surface de l'échantillon (pleine plaque). Le masque dur est essentiel pour garantir la gravure entre les électrodes et ceci quel que soit la taille du gap entre les deux électrodes ferromagnétiques.

On utilise toujours la même résine de PMMA d'épaisseur 350 nm (étalement à 3000 tr/min pendant 60 s). Les électrodes ferromagnétiques sont dessinées par le faisceau à électrons et la résine est développée pendant 35 s dans une solution 1:3 (ISO:MIBK).

Dans les zones ouvertes, on dépose un empilement métallique Au(50 nm) qui servira, après lift-off de la résine, de masque dur pour la gravure IBE (débit : 3 sccm d'Argon, puissance : 300 W). La gravure, contrôlée par SIMS, supprime la totalité de l'empilement "matériau ferromagnétique/MgO" sauf au niveau des électrodes protégées par le masque dur d'or.

Étape 3 : Le niveau des contacts ohmiques

De la même manière que pour la micro-structuration, cette étape a pour objectif de créer des contacts ohmiques adaptés au semi-conducteur utilisé.

Encore une fois, la résine PMMA est utilisée comme résine électro-sensible dans des conditions similaires. Des ouvertures correspondant aux contacts ohmiques sont formées par le faisceau électronique suivi d'un développement (35 s dans une solution 1:3 (ISO:MIBK)) de la résine.

Enfin, on dépose un empilement métallique adapté au type de semi-conducteur : Pt (50 nm)/Ti(5 nm) pour un canal de silicium et Au(50 nm)/Ti(5 nm) pour un canal de germanium par évaporation à l'aide d'un canon à électron (MEB550 PLASSYS). Le dépôt métallique sur la résine est retiré par un procédé lift-off dans un bain d'acétone. La plaque est finalement rincée à l'isopropanol puis séchée avec un jet d'azote sec.

Étape 4 : Le niveau de passivation

Cette étape permet l'isolation électrique entre les reprises de contact métallique et le canal semi-conducteur.

Dans ce cas, une bi-couche de résines électro-sensible de MMA/PMMA d'une épaisseur totale de 450 nm (2 étalements à 3000 tr/min pendant 60 s) est utilisée. Après insolation, cet empilement de résines permet d'obtenir un undercut adapté au procédé lift-off.

Dans ces ouvertures, on dépose une couche de SiO₂ d'une épaisseur de 100 nm par IBD (Ion Beam Déposition IonFab300). Enfin le lift-off retire le dépôt sur la résine et la plaque est rincée et séchée.

Étape 5 : Le niveau des reprises de contact

Il n'est pas possible de contacter directement par bonding les électrodes (ohmiques et ferromagnétiques) à ces tailles nanométriques. Un second niveau d'une taille plus importante est donc nécessaire pour les reprise de contacts électriques. Cette étape permet alors la reprise des contacts électriques sur les électrodes ferromagnétiques et contacts ohmiques par une insolation fine pour le positionnement sur les électrodes et une seconde insolation pour la création des plots dédiés au contactage par soudure de fil⁸.

De la même façon une bi-couche de résines MMA/PMMA adapté au lift-off est utilisée comme dans l'étape 4. Le niveau est dessiné par le faisceau d'électrons et la résine est développée durant 35 s dans une solution 1:3 (ISO:MIBK). Dans les ouvertures créées, on dépose un empilement métallique Au (200nm)/Ti(10nm)/substrat par évaporation électronique (MEB550 PLASSYS). On finit par le lift-off dans un bain d'acétone et la plaque est rincée et séchée.

Chaque étape est cruciale et demande une expertise dans la lithographie électronique et la nano-structuration avec le risque de casser l'échantillon en cours de procédé. Plusieurs semaines sont généralement nécessaires suivant l'expertise pour structurer un échantillon. Enfin, il faut cliver les bords de l'échantillon afin d'éviter tout court-circuit avec le substrat en face arrière du SOI/GeOI suite aux dépôts des matériaux conducteurs.

3.4 Caractérisation des échantillons

Après les étapes de dépôt des matériaux et les étapes de lithographie, des caractérisations de contrôle sont effectuées sur les échantillons. Les caractérisations morphologiques, structurales, magnétiques et électriques sont présentées dans cette section.

8. En anglais : wire bonding

3.4.1 Caractérisation structurale

Les caractérisations morphologiques interviennent principalement après les dépôts en couche mince pour contrôler la rugosité de surface. On trouve principalement des techniques à champ proche et des observations aux microscopes optique et électronique.

3.4.1.1 La microscopie à force atomique (AFM)

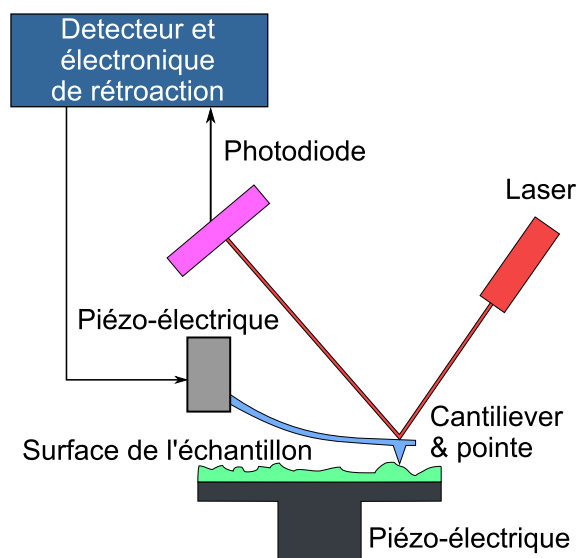


Figure 3.11 – Dispositif expérimental de microscopie à force atomique. En mode tapping, une pointe au bout d'un bras de levier oscille à sa fréquence de résonance. Un laser est réfléchi au bout de la pointe qui permet de détecter ses mouvements (liés à la topographie de l'échantillon) sur un photodétecteur.

Cette technique permet de déterminer la qualité de surface des couches déposées. Le microscope à force atomique est basé sur l'utilisation d'une pointe avec un apex nanométrique au bout d'un bras de levier (ou cantilever) qui repose sur un piézo-électrique. Dans le mode tapping, cette pointe oscille à sa fréquence de résonance et comme représenté sur la figure 3.11 un faisceau laser se réfléchit sur le bout de la pointe. Ainsi la fréquence d'oscillation et la phase de la pointe sont mesurées sur un détecteur photosensible et suivant la topographie de l'échantillon et les forces en présence, l'amplitude des oscillations est modifiée. Une boucle d'asservissement agit alors sur un piézo-électrique pour modifier la hauteur de la pointe afin de garder l'amplitude constante. Toutes ces informations (Rétroaction de l'amplitude et phase) donnent accès à la topographie de la surface. Pour caractériser les couches minces, nous avons eu recours à un microscope de marque Nanoscope Dimension 3100.

3.4.1.2 Le microscope électronique à balayage (MEB)

Une fois les étapes de structuration des couches minces effectuées, le résultat des lithographies est observé afin de choisir les meilleurs dispositifs pour la caractérisation électrique. Après la lithographie optique des dispositifs du type croix de Hall ou à 3 terminaux, un simple microscope optique est suffisant pour observer les motifs. Par contre, dans le cas des vannes de spin latérales qui sont nano-structurées, il est nécessaire d'utiliser un microscope électronique à balayage.

Le principe est basé sur la création d'un faisceau d'électrons (par émission thermo-ionique ou effet de champ) qui balaye la surface de l'échantillon grâce à un contrôle du faisceau par des bobines. L'interaction électron-matière donne lieu à plusieurs effets mais ce sont principalement des électrons secondaires qui sont détectés, très sensibles à la topographie de l'échantillon. Un balayage du faisceau sur la surface permet d'obtenir une bonne cartographie de l'échantillon. Il faut aussi noter que la détection des électrons retrodiffusés permet un contraste chimique sur le cliché MEB.

3.4.1.3 Microscopie électronique en transmission à balayage (TEM/STEM)

La microscopie électronique peut aussi être utilisée en transmission comme le montre la figure 3.12. Dans ce cas, un faisceau d'électrons focalisé par des lentilles traverse une couche amincie et le signal transmis est détecté. L'interaction électron-matière donne une image en transmission de la couche ainsi qu'une figure de diffraction. La résolution dans ce mode de transmission est bien meilleure par contre la transmission cache le phénomène d'intégration sur l'épaisseur. C'est à dire que l'image visualisée n'est qu'une moyenne de plusieurs plans atomiques.

Aussi, afin de pouvoir utiliser la technique de microscopie à transmission, il est nécessaire d'avoir des épaisseurs de matière qui ne dépassent pas 300 nm. L'amincissement peut être fait par polissage mécanique et chimique ou bien en utilisant un faisceau d'ions (FIB) pour graver des lames d'observation. Nous avons utilisé cette deuxième méthode pour analyser par microscopie à transmission électronique les échantillons déposés par pulvérisation cathodique et par épitaxie par jets moléculaires.

Une lame de 20 μm de large et plusieurs microns de long est extraite de l'échantillon à l'aide d'un faisceau d'ions gallium (FIB⁹). Elle est ensuite posée sur un support d'observation puis amincie jusqu'à percer localement la couche. Cela permet d'avoir un gradient d'épaisseurs afin d'identifier les artefacts d'observations liés à la détérioration du film sur les parties les plus minces.

Les échantillons sont ensuite observés au microscope électronique à transmission en utilisant la technique de balayage du faisceau ou STEM¹⁰. La figure 3.13 montre le cliché

9. En anglais : Focus Ion Beam

10. En anglais : Scanning Transmission Electron Microscope

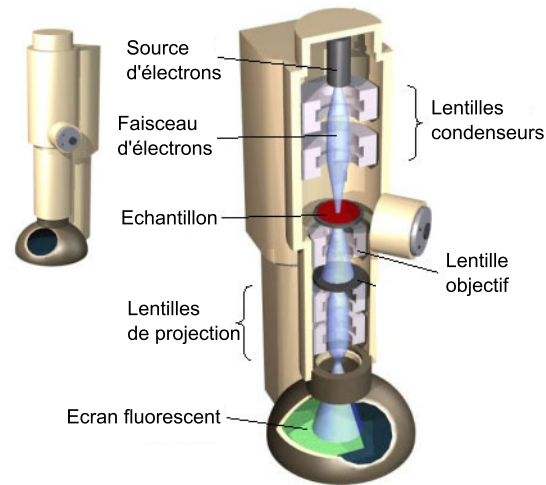


Figure 3.12 – Principe de fonctionnement d'un microscope électronique à Transmission (TEM).

STEM obtenu pour la technique de dépôt des jonctions tunnel ferromagnétiques par EJM. Il apparaît clairement sur toute la barrette que les couches minces sont continues et

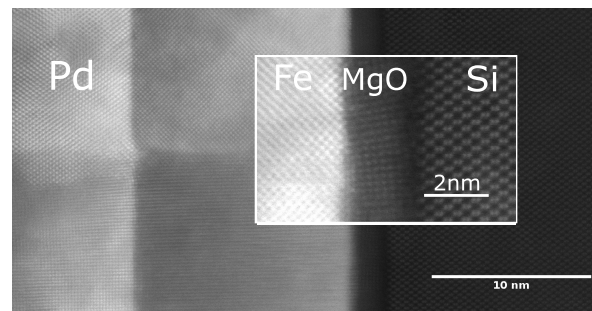


Figure 3.13 – Cliché STEM d'une jonction tunnel ferromagnétique Pd (5 nm)/Fe (15 nm)/MgO(2 nm)/SOI déposée par EJM.

que la jonction synthétisée par épitaxie par jets moléculaires est cristallisée et épitaxiée. L'orientation cristallographique du substrat est propagée dans les différentes couches de la jonction. A l'inverse, concernant la structure obtenue par pulvérisation elle est amorphe comme on peut le voir sur la figure 3.14 .

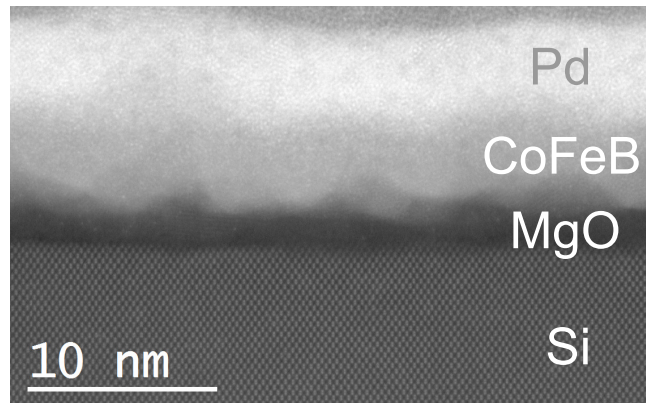


Figure 3.14 – Cliché STEM d'une jonction tunnel ferromagnétique Ta (5 nm)/Co₆₀Fe₂₀B₂₀ (5 nm)/MgO(3.3 nm)/SOI déposée par pulvérisation.

3.4.2 Caractérisation magnétique

3.4.2.1 SQUID

Un magnétomètre de type SQUID permet de quantifier le moment magnétique d'une couche grâce à sa sensibilité et permet l'utilisation de champs magnétiques forts. Nous avons utilisé cette technique afin de déterminer la rotation hors du plan (axe difficile) de l'aimantation dans les systèmes à 3 terminaux avec des électrodes ferromagnétiques de Co₆₀Fe₂₀B₂₀. Dans ce cas, le champ magnétique externe est appliqué hors du plan de la couche et on mesure la composante de l'aimantation de la couche de CoFeB dans la même direction. L'enjeu est de déterminer de quelle manière l'aimantation de la couche suit le champ magnétique externe afin de pouvoir extraire précisément l'effet Hanle dans ces échantillons qui est parasité par la rotation de l'aimantation hors du plan. La figure 3.15 montre la dépendance du moment magnétique de la couche avec le champ externe appliqué hors du plan de l'aimantation. Il est important qu'une composante linéaire correspondant au diamagnétisme du silicium soit retranchée au signal brut. En insert, on retrouve la faible dépendance du signal avec la température. Une détermination numérique de la rotation de l'aimantation en fonction du champ magnétique a été généralisée aux couches de Co₆₀Fe₂₀B₂₀ à différentes températures afin d'extraire les signaux d'effet Hanle. L'aimantation à saturation de cette couche FM a été évaluée à 1,3T environ.

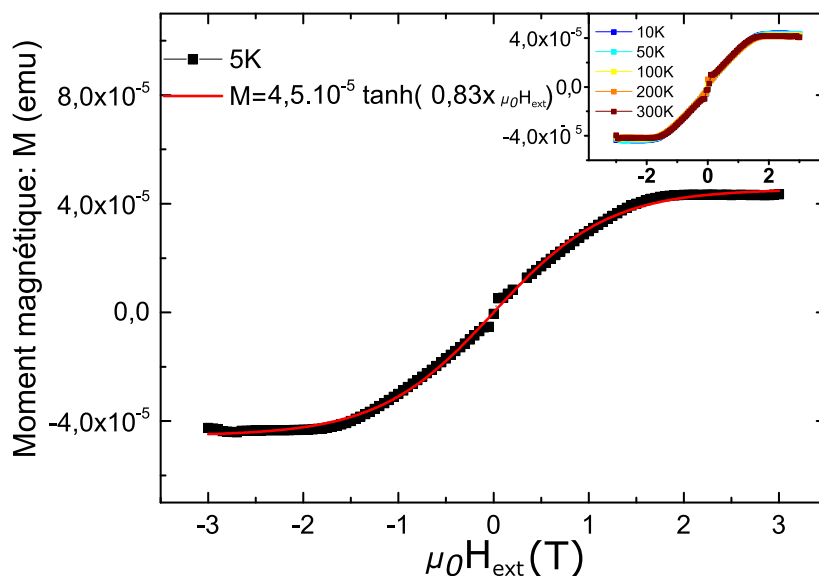


Figure 3.15 – Mesure et détermination numérique de l’aimantation hors du plan d’une couche de 5 nm de $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}$ déposée par pulvérisation cathodique. Le champ magnétique externe est appliqué hors du plan. Afin d’extraire correctement les signaux d’effet Hanle, la dépendance en champ magnétique de l’aimantation hors du plan doit être déterminée. En insert, on observe que le signal ne dépend pas de la température.

3.4.2.2 Effet Kerr magnéto-optique

Dans les matériaux ferromagnétiques, le couplage magnéto-optique est utilisé pour sonder l’aimantation [97]. L’interaction lumière-matière est sensible à l’environnement magnétique, la réflexion d’une lumière polarisée sur une surface magnétique modifie son intensité et sa polarisation.

L’effet Kerr consiste à utiliser une lumière polarisée linéairement qui est réfléchi sur une surface magnétique et, une fois réfléchi, à cause du couplage magnéto-optique, cette polarisation devient elliptique. Un analyseur permet d’extraire la polarisation résultante de l’onde réfléchi. Il est possible de démontrer que les angles caractéristiques de l’ellipse (angle de rotation θ_k et ellipticité ε_k) sont proportionnels à l’aimantation d’une couche mince magnétique. Un balayage en champ permet d’obtenir le cycle Kerr de la couche magnétique [98]. La réponse magnéto-optique peut être mesurée suivant différentes directions : géométrie longitudinale, transverse et polaire).

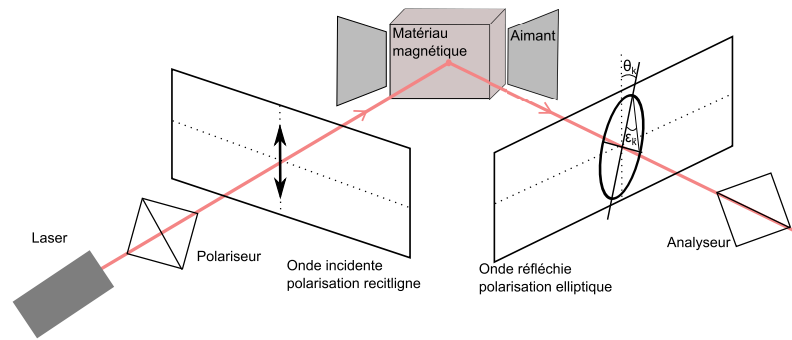


Figure 3.16 – Dispositif expérimental d'effet Kerr magnéto-optique. L'interaction lumière-matière transforme la polarisation rectiligne de l'onde incidente en polarisation elliptique après réflexion sur un matériau magnétique. Les paramètres θ_k et ε_k sont proportionnels à l'aimantation, un balayage en champ permet d'obtenir la réponse de l'aimantation de la couche magnétique.

3.5 Caractérisations dynamique et électrique

Ces caractérisations interviennent en phase finale des mesures des échantillons. Elles occupent une place essentielle dans ce travail et seront distillées tout au long de ce manuscrit. Elles ne seront pas illustrées dans ce chapitre afin d'éviter toute répétition.

3.5.1 Spin pumping et effet Hall de spin

La résonance ferromagnétique (RFM) est une technique proche de la résonance magnétique nucléaire (RMN), si ce n'est qu'elle sonde les moments magnétiques électroniques. Ces techniques de spectroscopies se basent sur un même phénomène à savoir l'excitation électromagnétique d'une transition du système entre deux états d'énergie de spin séparés par un champ magnétique. La séparation des deux états par un champ magnétique est due à l'effet Zeeman mais dans le cas d'un métal ferromagnétique, les moments magnétiques électroniques sont fortement couplés par l'interaction d'échange qui est à l'origine de l'ordre ferromagnétique. Cette interaction est en générale plus intense que l'effet Zeeman, c'est donc l'aimantation totale qui va être excitée.

Deux éléments sont nécessaires pour créer un phénomène de résonance magnétique de l'aimantation : un champ magnétique statique et un champ électromagnétique RF. L'absorption de l'onde électromagnétique par l'échantillon plongé dans le champ magnétique se traduit par la résonance ferromagnétique. La résonance des moments magnétiques (ou de l'aimantation) se produit lorsque la fréquence de précession de Larmor est égale à la fréquence du champ électromagnétique oscillant. A la résonance, l'amplitude de la précession des moments magnétiques autour du champ magnétique statique externe est accrue et l'onde électromagnétique est absorbée.

La faible masse de l'électron qui intervient dans la précession de Larmor oblige à des fréquences pour l'onde électromagnétique excitatrice qui sont de l'ordre du GHz, pour

des champs magnétiques de l'ordre du Tesla. L'utilisation de micro-ondes est nécessaire ce qui a pour conséquence pratique de fixer la fréquence du champ électromagnétique et de faire varier l'intensité du champ magnétique externe pour atteindre la résonance. Les spectres de résonance ferromagnétique correspondent à l'évolution de l'absorption de l'onde excitatrice (GHz) en fonction du champ magnétique externe appliqué. Pour les matériaux ferromagnétiques, les conditions de résonance dépendent de l'orientation du champ statique suivant l'effet du champ démagnétisant. On peut donc aussi déterminer avec la RFM, l'anisotropie de forme et magnéto-cristalline des échantillons.

L'absorption d'un courant de spin non colinéaire par une couche ferromagnétique permet

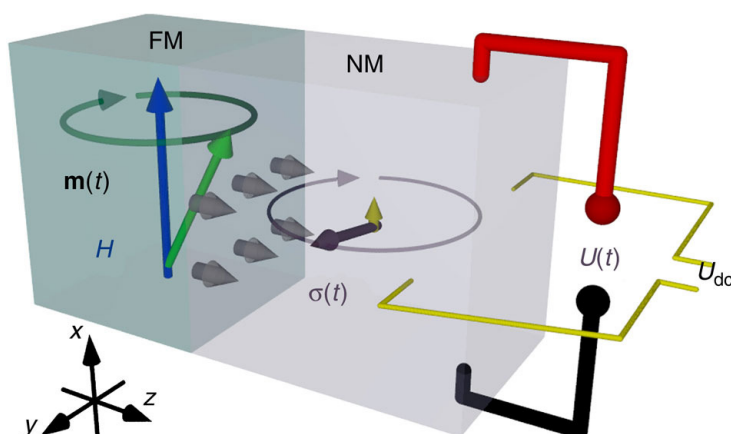


Figure 3.17 – Montage de détection d'un pur courant de spin injecté dans un matériau non-magnétique. Il est induit par la précession de l'électrode ferromagnétique et est détecté en utilisant l'effet Hall de spin inverse par mesure de la tension au bornes de l'échantillon. Extrait de la référence [99]

de modifier la direction de son aimantation, il s'agit du couple de spin. Le pompage de spin ou spin pumping est le phénomène réciproque : la modification de la direction d'aimantation d'une couche ferromagnétique (par exemple en précession) entraîne l'émission d'un courant de spin. Ce courant de spin peut ensuite être transmis dans une couche non magnétique adjacente comme le montre le schéma 3.5.1. Dans ce schéma, $\sigma(t)$ correspond à la dépendance temporelle de la polarisation en spin du courant de spin induit [99]. Le pompage d'un pur courant de spin est accompagné d'une perte de moment angulaire de l'aimantation en précession ce qui se traduit par une augmentation de l'amortissement¹¹. Le courant pompé $I_N^{s,pump}$ est donné avec l'équation :

$$I_N^{s,pump} = \frac{\hbar}{4\pi} \left(g_r^{\uparrow\downarrow} \left(\vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt} + g_i^{\uparrow\downarrow} \frac{d\vec{m}}{dt} \right) \right) \quad (3.1)$$

11. Plus communément appelé damping en anglais

avec \vec{m} et $\frac{d\vec{m}}{dt}$ définis sur le schéma 3.18 qui est extrait de la référence [100]. $g_r^{\uparrow\downarrow}$ et $g_i^{\uparrow\downarrow}$ sont respectivement les parties réelles et imaginaires de la conductance avec mélange de spin, elle détermine quelle proportion de courant de spin passe l'interface et est transférée dans la couche non magnétique. Dans notre cas avec les jonctions tunnel, on définit une conductance en mélange de spin tunnel $g_t^{\uparrow\downarrow}$.

Deux composantes de spin sont extraites de la couche ferromagnétique, une composante

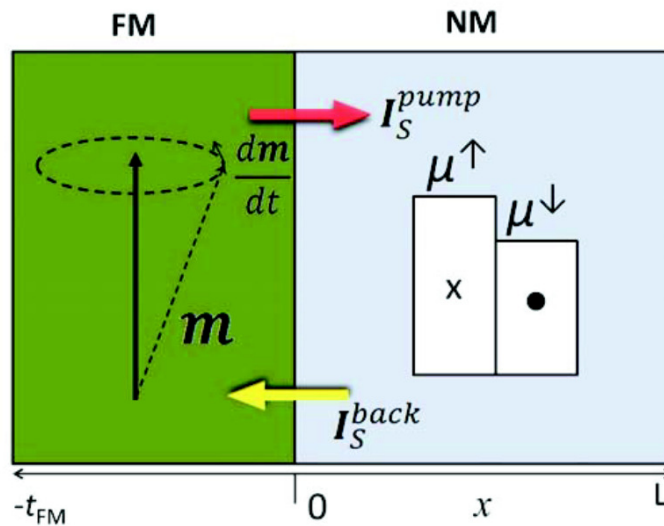


Figure 3.18 – Schéma de principe du pompage de spin ou spin pumping depuis une couche ferromagnétique en précession vers une couche non magnétique. Extrait de la référence [99]

continue et une composante alternative. Généralement, on sonde la première en mesurant une tension continue aux bornes de l'échantillon due à l'effet Hall de spin inverse. Ce dernier convertit un courant de spin en courant de charge par les diffusions dépendant du spin dues au couplage spin-orbite.

3.5.2 Caractérisation électrique à basse température et sous fort champ magnétique

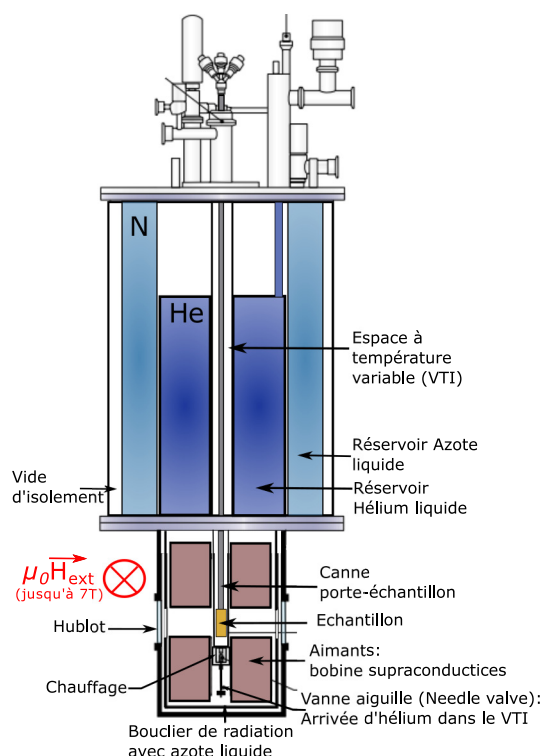


Figure 3.19 – Vue en coupe d'un cryostat de type OXFORD : Spectromag SM4000 utilisé lors de ces travaux de thèse. Il a la particularité de présenter des hublots qui permettent des mesures optiques.

Les effets magnéto-optiques étudiés requièrent parfois des champs magnétiques intenses. De plus, la forte dépendance aux effets thermiques des signaux (lorsqu'ils sont faibles) impose de travailler à basse température. L'utilisation d'un cryostat s'impose donc pour caractériser électriquement les échantillons. La majeure partie des travaux a été effectuée sur un cryostat de marque OXFORD : Spectromag SM4000-8. Ce cryostat possède la particularité de présenter des hublots face à l'échantillon de manière à pouvoir étudier des effets magnéto-optiques (effet Kerr, pompage optique, ...) à basse température. Il permet d'appliquer des champs magnétiques jusqu'à 7 Tesla. Il faut noter aussi qu'un cryostat de marque CRYOGENICS a aussi été utilisé avec une configuration différente en champ magnétique. Ce système permet d'appliquer des champs magnétiques jusqu'à 8 Tesla mais sans accès optique.

La figure 3.19 décrit schématiquement le principe d'un cryostat avec pour exemple le SM4000-8. En partant de l'extérieur vers l'intérieur, on trouve tout d'abord un vide d'isolement après la première paroi. Il permet d'éviter un échange thermique trop important entre les fluides cryogéniques et l'air ambiant. On trouve ensuite un réservoir d'azote li-

guide à 77 K d'environ 20 litres. Il crée un premier bouclier thermique entre les parties plus extérieures et le volume d'hélium liquide à 4 K. Ce dernier est un réservoir d'une quinzaine de litres qui sert à alimenter par le biais d'une vanne aiguille la partie échantillon en hélium gaz et liquide. Il possède un système de chauffage à proximité qui permet de faire varier la température dans la partie échantillon. Le réservoir d'hélium sert aussi à maintenir froides les bobines supraconductrices qui créent un champ magnétique intense. Enfin, la partie centrale du cryostat est l'emplacement échantillon. Une canne de mesure est insérée dans cette emplacement avec, au bout, l'échantillon. Pour abaisser la température de l'échantillon, le bain d'hélium est pompé par l'intermédiaire de la vanne aiguille. La température peut varier de 2 K jusqu'à 300 K. Une attention toute particulière doit être prise concernant les entrées d'air ou d'azote dans les zones froides pour éviter la formation de glaçons.

Le champ magnétique est créé par des bobines supraconductrices qui permettent d'appliquer un champ magnétique jusqu'à 7 Tesla. Les lignes de champ magnétique sont créées dans le plan au niveau de l'échantillon et des hublots. La géométrie permet alors une rotation du champ par rapport au plan de l'échantillon de 180°.

Il faut noter que la majeure partie des mesures effectuées avec ce cryostat sont de nature électrique. Des amenées de courant ont donc été pensées dans la canne de support jusqu'à l'échantillon, au fond du cryostat.

3.5.3 Dispositifs de caractérisation électrique

Différents appareils ont été utilisés pour les caractérisations électriques. Les sources de courant Keithley 6220 (source continue) et 6221 (source continue et alternative) ont servi à injecter du courant dans les structures. Ensuite, deux méthodes de détection du signal ont été utilisées suivant les conditions de mesure (bruit, temps de mesure, ...) :

- Application d'un courant continu et mesure de la tension en utilisant des nanovolts mètres du type Keithley 2182a.
- Application d'un signal excitateur alternatif pour détecter le signal à l'aide d'un lock-in amplificateur (détection synchrone). Cette solution n'empêche pas d'appliquer en simultané un courant continu.

Il apparaît d'ores et déjà que la deuxième solution offre un avantage non négligeable concernant l'augmentation du rapport signal sur bruit. Par contre, le courant alternatif excitateur ne doit pas être trop fort, particulièrement pour un système non-linéaire comme les jonctions tunnel ferromagnétiques car le signal est alors distribué sur des harmoniques supérieures.

3.5.3.1 Réduction du bruit

Les phénomènes mesurés dans ce manuscrit présentent des difficultés de mesure : l'amplitude des signaux est faible et souvent les résistances du système sont élevées, ce qui implique un niveau de bruit important. Un travail particulier a été mené afin de réduire le bruit, les éléments les plus importants sont notifiés ci-dessous :

- Un système coaxial classique utilise l'âme du câble comme porteur de l'information et le blindage comme protection généralement à la terre du réseau. Dans notre cas, la mise en protection du système passe non pas par la terre mais par un point froid. Ce dernier est flottant par rapport à la terre ce qui protège l'âme du coaxial d'éventuels bruits parasites provenant de la masse.
- La méthode d'acquisition a évolué puisque pour les mesures en continue, les filtres propres à l'appareil ne nous permettent pas d'améliorer suffisamment le rapport signal/bruit. Par contre, le temps d'intégration de la mesure (rate) joue un rôle important, il permet de moyenniser les effets du réseau électrique à 50 Hz et 100Hz. Le meilleur compromis trouvé a été d'utiliser une vitesse de lecture avec un taux moyen de filtrage analogique mais surtout d'accumuler un grand nombre de lectures à champ magnétique fixe ce qui améliore le rapport signal/bruit d'un facteur \sqrt{N} , avec N le nombre de lectures. Les mesures en utilisant le lock-in ont mené aux mêmes conclusions. Cependant, dans ce dernier cas, les filtres permettent de diminuer le bruit de manière significative. Ce travail a été nécessaire afin de pouvoir mesurer des signaux qui étaient attendus de l'ordre du μV voire du nV.

4 Controverse sur les mesures à 3 terminaux d'injection/détection électrique de spin dans le silicium et germanium

L'injection électrique de spin est fondamentalement compliquée dans les semi-conducteurs. L'utilisation des dispositifs à 3 terminaux au lieu des vanes de spin latérales a été motivée par une simplification des procédés technologiques. Ils permettent d'appréhender rapidement la dynamique de spin et l'efficacité d'injection dans les semi-conducteurs. Cependant ils font l'objet actuellement d'une controverse forte dans la communauté scientifique puisque les signaux mesurés ne s'accordent pas avec la théorie du modèle diffusif. En particulier, ces signaux sont beaucoup plus forts que prédit, ce qui a remis en question leur origine physique.

L'objet de ce chapitre est de présenter nos travaux concernant l'injection électrique de spin dans le silicium et le germanium en utilisant les dispositifs à 3 terminaux. Nous apportons de nouveaux éléments pour répondre à la controverse sur ce type de mesures en démontrant que dans notre système les défauts localisés dans la barrière tunnel ne peuvent pas expliquer ni l'existence, ni l'amplification du signal de spin. En revanche, l'influence des états d'interface est très forte.

Sommaire

4.1 Les structures à 3 terminaux pour l'injection électrique de spin . . .	77
4.1.1 Caractérisation des substrats par effet Hall	77
4.1.2 Magnétorésistance des substrats	79
4.1.3 Les jonctions tunnel ferromagnétiques et les contacts ohmiques sur silicium/germanium sur isolant fabriquées par pulvérisation cathodique	83
4.2 Injection de spin et mesure de l'effet Hanle dans les substrats de silicium et germanium	86
4.2.1 Mesure de l'effet Hanle	86

4. Controverse sur les mesures à 3 terminaux d'injection/détection électrique de spin dans le silicium et germanium

4.2.2	Temps de vie de spin	89
4.2.3	Amplitude du signal de spin	91
4.2.4	Les mesures d'injection locale de spin (3T) et la controverse	93
4.3	Détermination du rôle des défauts localisés dans la barrière tunnel	93
4.3.1	Contrôle de la présence de défauts localisés	93
4.3.2	Effet Hanle et défauts dans la jonction tunnel	95
4.4	Étude des états d'interface par des mesures de capacité-tension	96
4.4.1	Le GeOI dopé n comme référence	97
4.4.2	Évidence des états d'interface dans Si et Ge	98
4.5	Limiter l'influence des états d'interface	100
4.6	Conclusion sur l'injection de spin dans les semi-conducteurs à partir des dispositifs à 3 terminaux	104

4.1 Les structures à 3 terminaux pour l'injection électrique de spin

C'est en 2006 que Lou *et al.* [101] ont adapté la méthode de détection par effet Hanle utilisée en optique à une injection électrique locale d'un courant polarisé en spin. Rapidement plusieurs groupes ont utilisé ce moyen simple et rapide pour caractériser différents matériaux.

Nous nous sommes intéressés particulièrement au silicium et au germanium sur isolant. Des études précédentes ont déjà démontré une injection de spin locale dans ces matériaux. Au-delà de mesurer à nouveau les paramètres liés au spin dans ces matériaux, l'objectif de cette étude est de s'appuyer sur une comparaison directe entre les substrats pour définir des situations modèles qui peuvent expliquer l'écart entre la théorie et l'expérience et répondre en partie à la controverse.

4.1.1 Caractérisation des substrats par effet Hall

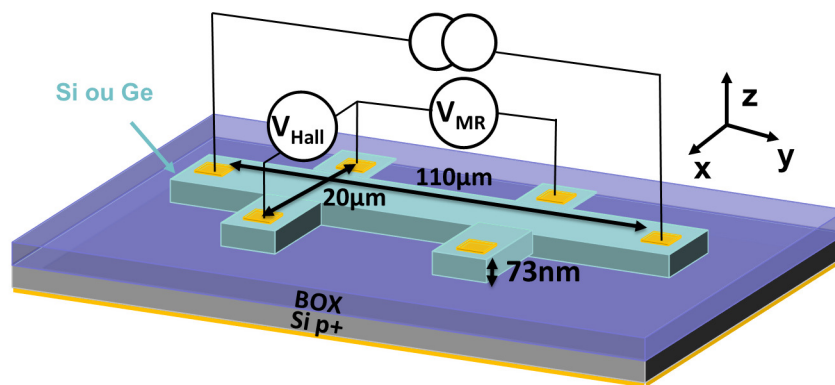


Figure 4.1 – Double croix de Hall utilisée pour déterminer les caractéristiques électriques de chaque substrat. L'effet Hall est mesuré en mesurant la tension V_{Hall} sous un champ magnétique appliqué suivant la direction z . Simultanément, la magnétorésistance est mesurée en 4 points V_{MR} .

Nous avons utilisé 4 substrats différents pour étudier l'injection de spin dans les semi-conducteurs : deux substrats de type silicium sur isolant (SOI) dopés n et p et deux substrats de type germanium sur isolant (GeOI) aussi dopés n et p. Les caractéristiques électriques de chacun des substrats ont été mesurées en utilisant une double croix de Hall comme représenté en figure 4.1. Le courant est injecté suivant la piste la plus longue et généralement le champ magnétique est appliqué hors du plan de l'échantillon (suivant z) de manière à pouvoir mesurer l'effet Hall (V_{Hall}). Simultanément, la magnétorésistance du substrat est mesurée en 4 points afin de s'affranchir des résistances de contact. (V_{MR}). Le tableau 4.1 résume les caractéristiques de chaque substrat extraites par mesure d'effet

4. Controverse sur les mesures à 3 terminaux d'injection/détection électrique de spin dans le silicium et germanium

Tableau 4.1 – Tableau récapitulatif des caractéristiques électriques des substrats de silicium/germanium sur isolant utilisés pour l'injection électrique de spin avec les dispositifs à 3 terminaux à 2 K.

Substrats	GeOIn	GeOIp
Épaisseur	40 nm	73 nm
Dopage (cm^{-3})	10^{19} (sur 10 nm) + 10^{18} (sur 30 nm)	9×10^{18}
Mobilité ($cm^2V^{-1}s^{-1}$)	1700	180
Résistivité ($\Omega.cm$)	3×10^{-3}	8×10^{-4}
Coefficient de diffusion (cm^2s^{-1})	43	4
Substrats	SOIn	SOIp
Épaisseur	215 nm	80 nm
Dopage (cm^{-3})	3×10^{19}	$1,2 \times 10^{19}$
Mobilité ($cm^2V^{-1}s^{-1}$)	160	4
Résistivité ($\Omega.cm$)	1×10^{-3}	$1,3 \times 10^{-2}$
Coefficient de diffusion (cm^2s^{-1})	7	1

Hall et mesure de résistance en 4 points à 2 K.

Il est important de noter que nous avons utilisé des dopages élevés afin de diminuer de manière conséquente la largeur de la barrière Schottky et donc de réduire fortement la résistance d'interface entre le métal et le semi-conducteur.

Les coefficients de diffusion des porteurs sont calculés à partir des valeurs mesurées en considérant le cas de semi-conducteurs dégénérés. En effet, ces substrats sont fortement dopés et les états d'énergie créés par les dopants sont trop abondants en proportion des états de la bande de conduction (ou de valence) pour ne pas les considérer. Un semi-conducteur est dit dégénéré si : $E_C - E_F < 3k_bT$ ou $E_F - E_V < 3K_bT$. Les calculs du coefficient de diffusion ont été adaptés puisque la formule d'Einstein n'est plus valable. Nous avons donc commencé avec la définition initiale du coefficient de diffusion :

$$\frac{D}{\mu} = \frac{k_B T}{e} \frac{F_{1/2}(\eta)}{F_{-1/2}(\eta)}$$

$F_{1/2}$ and $F_{-1/2}$ sont les intégrales de Fermi-Dirac définies par :

$$F_j(x) = \frac{1}{\Gamma(j+1)} \int_0^\infty \frac{t^j}{1 + \exp(t-x)} dt$$

Après développement des intégrales, on obtient :

$$D = \frac{2}{3e} \mu E_f \left(1 + \frac{\pi^2}{6\eta^2} \right) \quad (4.1)$$

$$\text{où : } E_f = E_f(0) \left(1 - \frac{k_B^2 T^2 \pi^2}{12 E_f(0)^2} \right) \text{ et } E_f(0) = \frac{\hbar^2}{2\pi m^*} \left(\frac{3\sqrt{\pi} N}{8} \right)^{2/3}; \eta = \frac{E_f}{k_B T}.$$

μ est la mobilité expérimentale des porteurs. k_B est la constante de Boltzmann, T la température, e la charge élémentaire de l'électron et N la densité de porteurs. Les coefficients de diffusion calculés à partir de ce formalisme sont reportés dans le tableau 4.1. On rappelle que le coefficient de diffusion relie la longueur de diffusion de spin et le temps de vie de spin par la relation :

$$\ell_{sf}^2 = D \times \tau_{sf} \quad (4.2)$$

La magnétorésistance du semi-conducteur est mesurée simultanément pour chaque substrat et à basse température et des effets de corrections quantiques de la conductance (basée sur le modèle de Drude) ont été observés sur les substrats.

4.1.2 Magnétorésistance des substrats

4.1.2.1 Magnétorésistance classique et (anti)-localisation faible

A basse température, le libre parcours moyen des porteurs de charge, c'est à dire la longueur entre deux diffusions, peut être plus petit que la longueur de cohérence de phase qui est de l'ordre de grandeur de la taille du système ($\ell_e \ll \ell_\phi \approx$ dimension du système). La longueur de cohérence de phase est la longueur sur laquelle la fonction d'onde associée au porteur conserve sa phase.

a) Localisation faible

Dans le cas simple sans couplage spin-orbite, les fonctions d'onde en phase des porteurs peuvent interférer pour donner lieu à des interférences constructives. Ce phénomène aussi appelé localisation faible est modifié par l'application d'un champ magnétique. En effet, chaque porteur parcourant un chemin de transport électrique différent voit la phase de sa fonction d'onde modifiée suivant son chemin dans le champ magnétique environnant ce qui supprime les interférences constructives et l'effet de localisation. Expérimentalement, nous avons observé cet effet dans les substrats dopés n (SOI et GeOI) comme on peut le voir sur la résistance normalisé : $\Delta R = R(H) - R(H = 0)$ mesuré à 2 K sur les figures 4.2 (a) et (b). La magnétorésistance ΔR mesurée dans ce cas est une magnétorésistance négative ($R(H) < R(H = 0)$)

On observe aussi qu'à partir d'un certain champ magnétique (environ 2T) le signal de localisation faible disparaît au profit d'une magnétorésistance positive. A de telles valeurs de champs magnétiques, les interférences quantiques sont supprimées et l'on observe la magnétorésistance parabolique et classique due à la force de Lorentz. Elle dépend du carré de la mobilité des porteurs autrement dit : $MR_{\text{Lorentz}} = 1 + (\mu B)^2$. C'est ce que l'on peut observer dans le cas du SOI-p sur la figure 4.2(c).

b) Anti-localisation faible

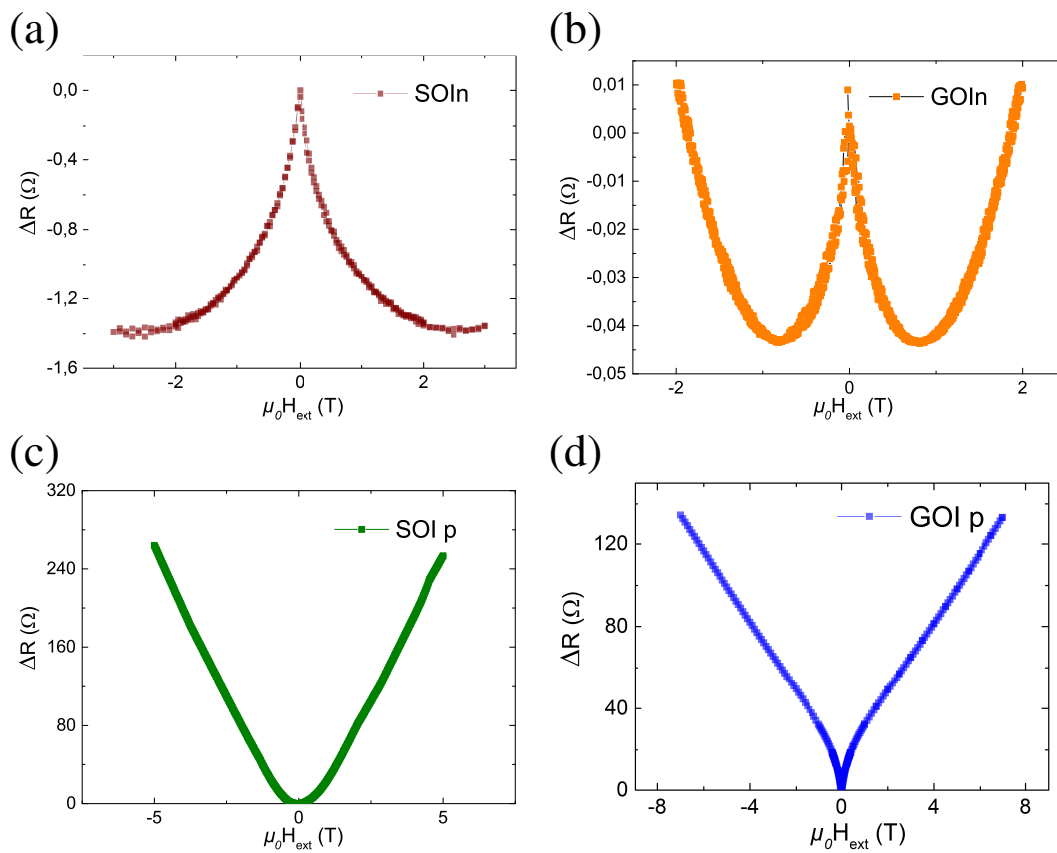


Figure 4.2 – Signaux de magnétorésistance mesurés en 4 points sur les différents substrats mesuré à 2 K. On observe la localisation faible pour (a) le SOIn et (b) le GeOIn. En (c), on retrouve la MR classique de Lorentz pour le SOIp. Par contre en (d) pour le GOIp on observe une correction quantique à la conductance du type anti-localisation faible.

Par contre, si le couplage spin-orbite dans les matériaux est suffisamment fort alors le schéma présenté pour la localisation faible n'est plus valable. La longueur de cohérence de phase reste supérieure au libre parcours moyen mais, dès le champ nul, les fonctions d'onde des porteurs sont différentes. En effet, puisque le couplage entre le spin et le moment du porteur est suffisamment fort et que chaque porteur va subir des diffusions qui modifient son état de spin alors cela modifie les fonctions d'onde. Le couplage spin-orbite annihile donc les interférences constructives. Par contre, lorsque le champ magnétique est appliqué, les spins sont réorientés suivant ce champ, ce qui restaure les interférences constructives. Cet effet appelé anti-localisation faible est associé à une magnétorésistance positive ($R(H) > R(H = 0)$) [102, 103]. C'est ce qui a été observé dans le substrat de GeOI-p avec un creux à faible champ magnétique 4.2(d). On remarque qu'à partir d'un certain champ magnétique, le creux lié à la correction quantique de l'anti-localisation faible laisse place à une magnétorésistance linéaire. Elle a déjà été observée dans le ger-

manium dopé p et peut avoir plusieurs origines qui ne seront pas discutées dans ce manuscrit [104, 105].

Cette correction quantique liée au couplage spin-orbite donne la possibilité d'extraire la longueur de couplage spin-orbite (ℓ_{SOC}) qui traduit l'échelle de longueur sur laquelle le spin tourne. Depuis ce paramètre, on peut en déduire la longueur de diffusion de spin ℓ_{sf} lorsque le phénomène de relaxation de spin est uniquement de type Elliot-Yafet. Nous avons donc étudié plus précisément le cas du germanium dopé p qui nous permet d'évaluer la longueur de diffusion de spin à basse température.

4.1.2.2 Extraction de la longueur de diffusion de spin depuis l'anti-localisation faible dans le germanium dopé p

Une étude en température de la correction quantique à la conductivité du germanium dopé p nous a permis de montrer qu'un signal lié à l'anti-localisation faible (WAL¹) peut être mesuré jusqu'à 20 K. La figure 4.3(a) montre le creux de correction à faible champ magnétique. Afin de traiter au mieux le signal de WAL, il est nécessaire de retirer la magnétorésistance parabolique de Lorentz. Pour cela, on s'intéresse au signal à faible champ magnétique où la magnétorésistance parabolique de Lorentz s'exprime avant de laisser place à la MR linéaire. Les symboles sur la figures 4.3(b) montrent le signal obtenu après avoir retiré une parabole au signal brut entre ± 1 T. Pour cela, on ajuste le signal avec une parabole et une attention particulière aux conditions aux limites avec la courbe expérimentale. Cette procédure évite d'utiliser la mobilité pour obtenir la MR parabolique qui peut être discutée pour les matériaux présentant de la forte MR linéaire [105].

Afin d'en tirer la longueur de couplage spin-orbite, nous avons utilisé le formalisme de Hikami-Larkin-Nagaoka [106]. Aux longueurs caractéristiques ℓ_i du système (avec i : longueur de cohérence de phase ℓ_Φ et longueur de couplage spin-orbite ℓ_{SOC}) sont associés des champs magnétiques suivant la définition [102] :

$$B_i = \frac{\hbar}{4e\ell_i^2} \quad (4.3)$$

Les courbes expérimentales ont été ajustées avec l'équation 2D du modèle de Hikami-Larkin-Nagaoka (HLN) [106, 107]

$$\begin{aligned} \Delta G = & -\frac{1}{2}\Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_\Phi}{B}\right) + \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_\Phi + B_{SOC}}{B}\right) \\ & + \frac{1}{2}\Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_\Phi + 2B_{SOC}}{B}\right) + \frac{1}{2}\log\left(\frac{B_\Phi}{B}\right) \\ & - \log\left(\frac{B_\Phi + B_{SOC}}{B}\right) - \frac{1}{2}\log\left(\frac{B_\Phi + 2B_{SOC}}{B}\right) \end{aligned} \quad (4.4)$$

1. En anglais : Weak Anti-Localisation

4. Controverse sur les mesures à 3 terminaux d'injection/détection électrique de spin dans le silicium et germanium

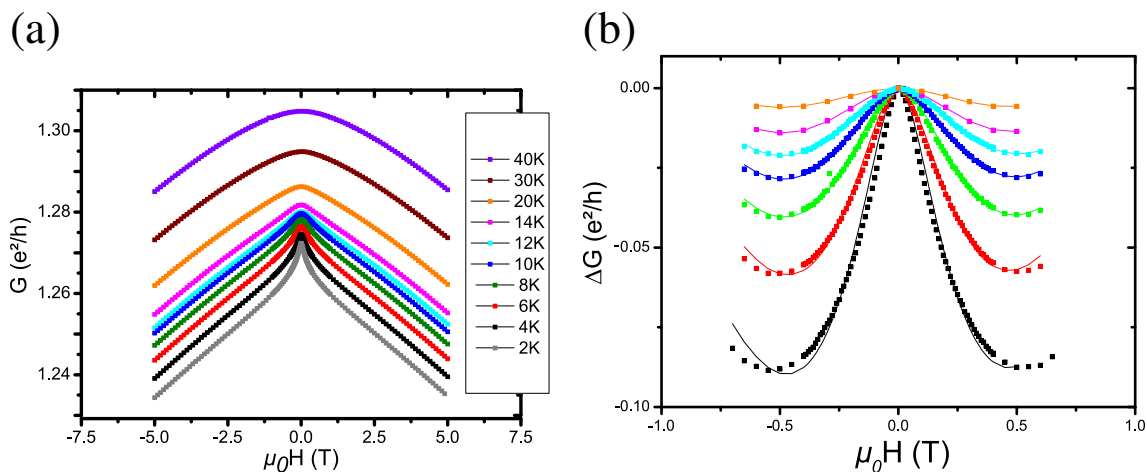


Figure 4.3 – (a) Mesures de magnétorésistance en fonction de la température dans le germanium dopé p. En (b) l'anti-localisation faible est extraite du reste du signal (symboles) et est ajustée en utilisant le modèle de Hikami-Larkin-Nagaoka (traits pleins).

Avec $\Psi(x) = \Gamma'(x)/\Gamma(x)$ et $\Gamma(x) = \int_0^\infty y^{x-1} e^{-y} dy$. Les ajustements ont été rajoutés sur la figure 4.3(b) en traits pleins. Le modèle s'ajuste parfaitement et nous permet d'extraire une valeur de la longueur de couplage spin-orbite en fonction de la température. Or, dans le cas d'un système ne présentant qu'un phénomène de relaxation de spin de type Elliot-Yaffet, cette longueur de couplage spin-orbite est directement proportionnelle à la longueur de diffusion de spin par : $l_{sf} = \frac{\sqrt{3}}{2} l_{SOC}$ [108]. Cette dernière est tracée en fonction de la température sur la figure 4.4 et il en est de même pour le temps de vie de spin calculé à partir du coefficient de diffusion (équation 4.2).

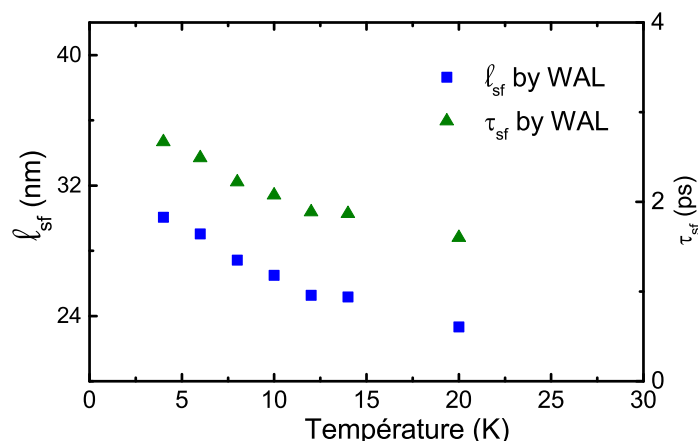


Figure 4.4 – Longueur de diffusion de spin et temps de vie de spin en fonction de la température dans le germanium dopé p déduit des mesures d'anti-localisation faible.

L'ajustement du modèle HLN donne aussi une longueur de cohérence de phase $l_\Phi \approx 80$ nm. L'épaisseur de la couche active de Ge-p est de 73 nm. Cependant, elle est

beaucoup plus faible si l'on tient compte des zones de charge d'espace aux deux interfaces : MgO/Ge et $Ge/SiO_2(BOX)$. L'épaisseur effective du canal de Ge est donc inférieure à ℓ_Φ ce qui justifie l'utilisation du modèle 2D HLN pour l'anti-localisation faible. Les mesures d'anti-localisation faible nous donnent un premier aperçu de la longueur de diffusion et du temps de vie de spin dans le germanium dopé p à basse température. Et pour cela, nous n'avons pas utilisé de jonction tunnel ferromagnétique pour injecter un courant polarisé en spin. Cela démontre aussi que le germanium dopé p présente un couplage spin-orbite fort, ce qui est un atout pour le contrôle des spins.

4.1.3 Les jonctions tunnel ferromagnétiques et les contacts ohmiques sur silicium/germanium sur isolant fabriquées par pulvérisation cathodique

Les substrats de SOI/GeOI ont été utilisés pour déposer des jonctions tunnel ferromagnétiques par pulvérisation cathodique magnétron suivant le procédé décrit dans la section 3.2.1.2. Il en résulte des jonctions tunnel ferromagnétiques de type : $Ta(5nm)/Co_{60}Fe_{20}B_{20}(5nm)/MgO(3,3nm)/SOI$ ou $GeOI$. Il est important de noter que cette technique ne permet aucune préparation des interfaces contrairement aux dépôts par MBE qui seront abordés plus loin dans le manuscrit.

Classiquement, la résistance des jonctions tunnel ferromagnétiques mesurée en 3 points R est multipliée par l'aire de l'électrode A : $RA = R_{\text{jonctionFM}} \times \text{Aire}$. Il est important de préciser que dans ce cas, la résistance de la jonction est déterminée par la dérivé première proche de la tension nulle : $R_{\text{jonction}} = \frac{dV}{dI_{V=0}}$ Cela permet de comparer les résistances des électrodes facilement. La figure 4.5(a) montre les variations des produits RA pour chaque substrat en fonction de la température et la figure (b) est la dépendance normalisée par le RA mesuré à 300 K. Pour tout les substrats, sauf le silicium dopé p, la variation en température est plutôt faible. D'ailleurs sur les substrats de silicium p, on observe une résistance importante comme le montre aussi le tableau 4.2 qui résume les RA mesurés sur les 4 substrats à 2 K.

Le modèle de Brinkman–Dynes–Rowell [109] permet d'évaluer la hauteur de la barrière tunnel asymétrique qui dépend de l'alignement entre les différentes bandes des matériaux donc de la nature et du dopage du semi-conducteur. Il se base sur un profil énergétique

Tableau 4.2 – Comparaison des résistances de jonctions tunnel suivant le substrat et des paramètres extraits de l'ajustement des courbes de densité de courant en fonction de la tension de bias sur la jonction FM : $J(V)$ avec le modèle de Brinkman–Dynes–Rowell [109, 110].

Substrats	GeOIn	GeOI _p	SOIn	SOI _p
RA ($k\Omega \cdot \mu m^2$)	$1,0 \times 10^4$	$1,0 \times 10^3$	$1,7 \times 10^4$	$1,2 \times 10^6$
$\bar{\phi}$ (eV)	0,6	0,3	0,6	0,6

4. Controverse sur les mesures à 3 terminaux d'injection/détection électrique de spin dans le silicium et germanium

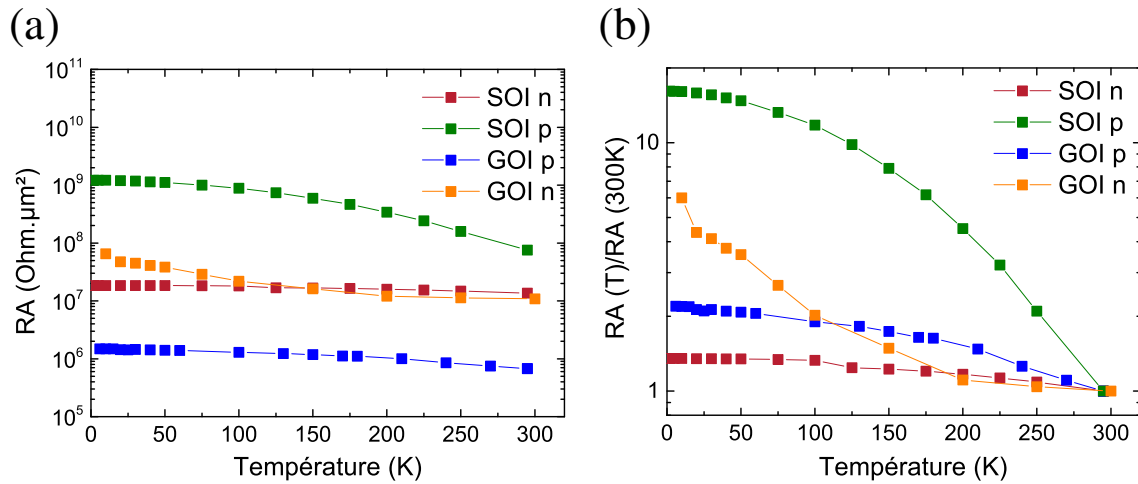


Figure 4.5 – (a) Variation des RA des jonctions tunnel ferromagnétiques déposées sur les différents substrats en fonction de la température. (b) Signal normalisé par le RA à 300 K.

simplifié des jonctions tunnel comme le montre la figure 4.6. Dans ce modèle il y a 3 paramètres importants : l'épaisseur de la barrière notée t et les deux hauteurs de la barrière asymétrique : ϕ_1 et ϕ_2 comme le montre la figure 4.6. Depuis ces valeurs on peut en déduire la hauteur de la barrière moyenne notée $\bar{\phi}$ et définie par : $\bar{\phi} = \frac{\phi_1 + \phi_2}{2}$ et l'asymétrie de la barrière $\Delta\phi$ définie par : $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$. Nous avons donc utilisé la série de Taylor du modèle de Brinkman–Dynes–Rowell pour ajuster les densités de courant en fonction de la tension de bias appliquée sur les jonctions ferromagnétiques pour les 4 substrats [110] :

$$J(V) = 3,16 \times 10^{-10} \frac{\sqrt{\bar{\phi}}}{t} \exp(-1,025t\sqrt{\bar{\phi}}) \left(V - 0,0213 \frac{t\Delta\phi}{\bar{\phi}^{(3/2)}} V^2 + 0,0109 \frac{t^2}{\bar{\phi}} V^3 \right) \quad (4.5)$$

La densité de courant est exprimé en $A.cm^{-2}$, l'épaisseur de la barrière en Å et les hauteurs de barrière en eV. La figure 4.7 montre pour les 4 substrats les $J(V)$, sous forme

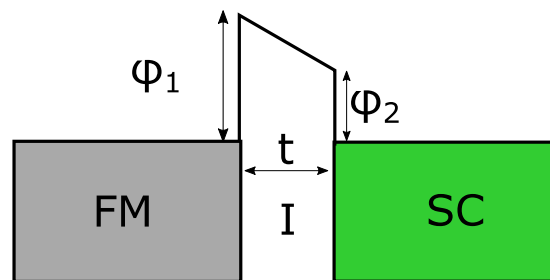


Figure 4.6 – Jonction tunnel ferromagnétique schématisée suivant la définition du modèle de Brinkman–Dynes–Rowell.

de symboles, ajustés par le modèle de Brinkman–Dynes–Rowell représenté par les traits

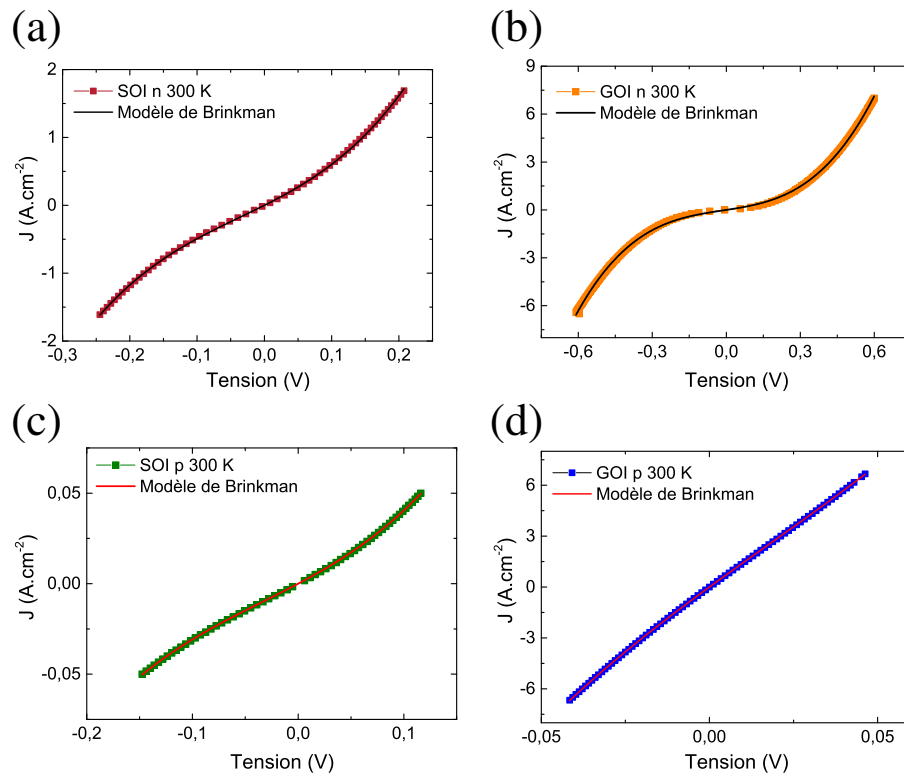


Figure 4.7 – (a) Densité de courant en fonction de la tension appliquée sur la jonction tunnel magnétique (symboles) et ajustement avec le modèle de Brinkman–Dynes–Rowell (traits pleins) pour un substrat de SOI n. Même chose pour (b) GOI n, (c) SOI p et (d) GOI p.

pleins. Les hauteurs de barrière énergétique moyenne extraites des ajustements sont résumées dans le tableau 4.2. On remarque des hauteurs de barrières importantes qui sont expliquées par le piégeage du niveau de Fermi. Or il a été démontré que le MgO permet de diminuer la hauteur de la barrière effective dans le cas du Germanium dopé n [111] dans notre cas le fait que le MgO soit peu ou pas cristallisé influence certainement la hauteur effective de la barrière.

Il faut noter que la même jonction tunnel tout métal (CoFeB/MgO/CoFeB) présentait un RA de $10 \text{ k}\Omega \cdot \mu\text{m}^2$ alors que les mêmes jonctions déposées sur les semi-conducteurs sont bien plus résistives. Cela peut s'expliquer par la présence de la barrière Schottky qui, malgré le dopage et la diminution de son épaisseur joue un rôle essentiel. Elle n'est pas prise en compte séparément dans le modèle simple de Brinkman–Dynes–Rowell.

4.2 Injection de spin et mesure de l'effet Hanle dans les substrats de silicium et germanium

Après le dépôt des matériaux ferromagnétiques, il s'en suit un procédé de lithographie optique avec dépôt des contacts ohmiques (Au/Ti pour le GeOI et Pt/Ti pour le SOI) pour former le dispositif à 3 contacts représenté en figure 4.8.

4.2.1 Mesure de l'effet Hanle

Les dispositifs à 3 terminaux sont représentés sur la figure 4.8. Ils sont constitués de l'électrode FM d'injection entourée de deux contacts ohmiques. L'injection se fait entre un contact ohmique et le contact FM et la détection avec la même électrode FM et le second contact ohmique. Cela permet de s'affranchir d'une résistance de contact et de la résistance du canal de semi-conducteur en comparaison avec une injection en deux points. Nous avons toujours utilisé la même convention de branchement concernant la source de courant et les nanovolmètres. Les bornes négatives sont communes et branchées sur la structure FM de telle sorte à injecter des électrons polarisés en spin lors de l'application d'un courant positif et d'extraire des électrons polarisés en spin avec l'application d'un courant négatif. La tension mesurée sur l'électrode FM est proportionnelle à l'accumulation de spin créée par l'injection du courant polarisé en spin sous cette électrode. Par contre, comme présenté précédemment (2.2.2.1), pour extraire le signal de spin, on doit séparer la tension liée à l'accumulation de spin et la tension liée au courant de charge. Pour cela, on utilise une technique historiquement associée aux mesures optiques : l'effet Hanle.

L'effet Hanle permet d'extraire les informations relatives à l'injection de spin dans le système à 3 terminaux. Il consiste simplement à supprimer l'accumulation de spin par un

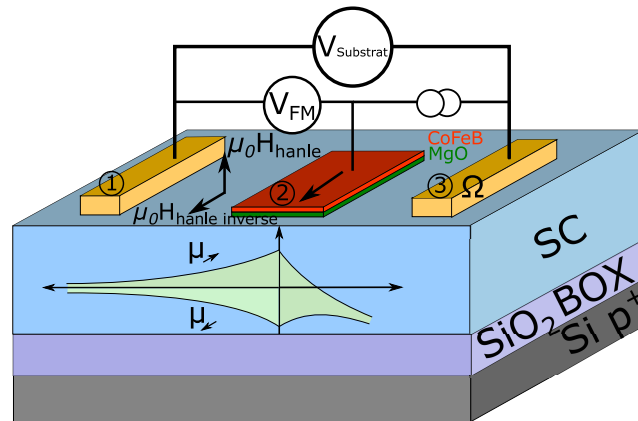


Figure 4.8 – Schéma du dispositif à 3 terminaux utilisé pour l'injection électrique de spin. Une électrode centrale constituée d'une jonction tunnel ferromagnétique est entourée de deux contacts ohmiques.

champ magnétique transverse à la direction des spins. Pour prendre en compte les effets liés à la rugosité d'interface et la dépolarisation en spin associée, l'effet Hanle inverse est aussi mesuré.

L'extraction du signal d'effet Hanle n'a pas toujours été directe car les substrats présentent aussi leur propre MR. La figure 4.9(a) montre l'exemple du GeOI_p qui présente une composante du signal provenant de la magnétorésistance du canal semi-conducteur (V_{substrat}) dans le signal d'accumulation de spin de l'électrode FM (V_{FM}). Afin d'extraire correctement le signal de spin, on a soustrait le signal de magnétorésistance du canal pondéré par une constante jusqu'à retrouver la forme du signal d'effet Hanle : en particulier, la forme à saturation pour un champ magnétique supérieur à 1,6 T (champ de saturation hors du plan de CoFeB). On remarque que la MR du canal et la MR détectée sur l'électrode FM sont de signes opposés. Nous avons pu démontrer cette inversion de signe par des simulations numériques à éléments finis [80].

A partir de la courbe d'effet Hanle, on peut extraire le temps de vie de spin et l'addition des deux effets Hanle nous donne l'accumulation de spin totale induite dans le système. Pour cela, le signal est ajusté par une courbe lorentzienne suivant la procédure décrite dans la partie 2.2.2.1. Nous avons mesuré les effets Hanle et Hanle inverse pour les 4 substrats comme présenté sur la figure 4.10. Les mesures présentées ici sont effectuées à 2 K pour des valeurs de tension de bias du même ordre de grandeur (≈ 86 mV). Dans un souci d'homogénéité, les signaux de spin sont exprimés en résistance multipliée par l'aire de l'électrode A : SpinRA .

On observe déjà une différence d'amplitude de plusieurs ordres de grandeurs entre les différents substrats. En particulier, entre le silicium dopé p (SOI_p) et le germanium dopé n (GeOI_p), un maximum de 4 ordres de grandeur de différence est atteint. Il est

4. Controverse sur les mesures à 3 terminaux d'injection/détection électrique de spin dans le silicium et germanium

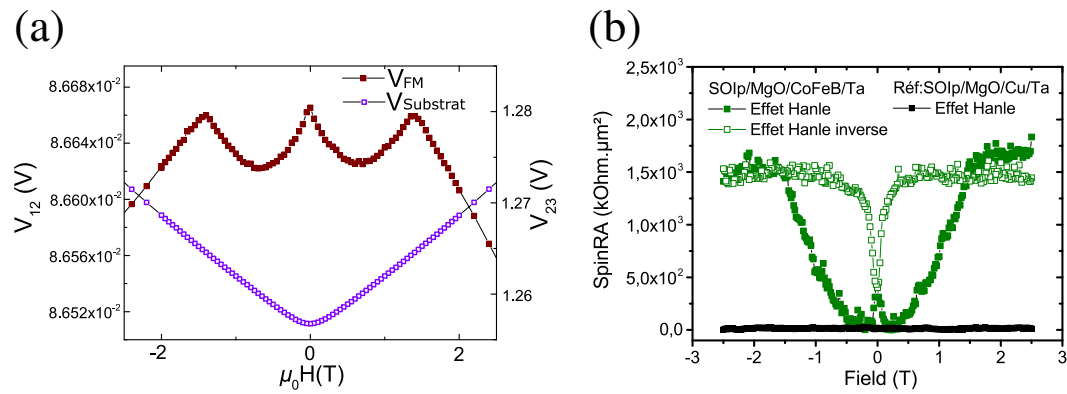


Figure 4.9 – (a) Les tensions sur l'électrode FM (V_{FM}) et dans le canal semi-conducteur (V_{substrat}) ont été mesurées simultanément comme ici à 2 K pour le cas du GeOI-p. Cela nous permet de supprimer la composante de MR du canal dans le signal provenant de l'électrode FM. (b) Effet Hanle et effet Hanle inverse (en vert) mesurés à 2 K dans le SOIp après retrait de la MR du canal. En noir, effet Hanle mesuré sur l'échantillon de référence Ta/Cu/MgO/SOIp.

important de noter que toutes les jonctions tunnel ferromagnétiques sur SOI et GeOI ont été fabriquées suivant le même procédé de dépôt.

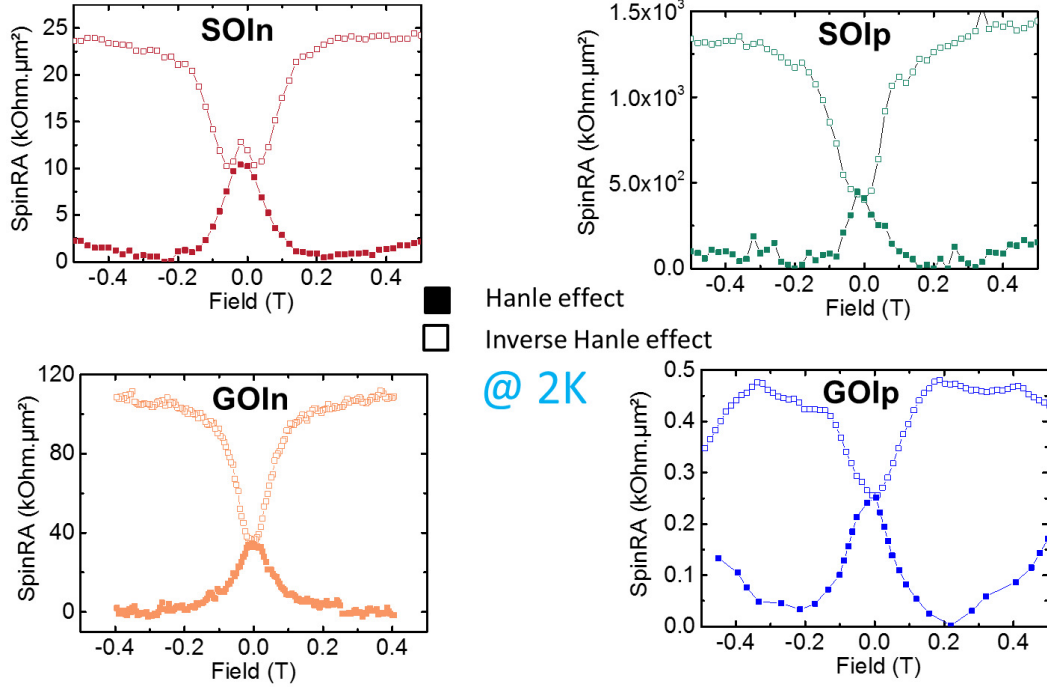


Figure 4.10 – Mesures de l'effet Hanle et effet Hanle inverse sur les 4 substrats à 2 K et des tension de bias proches ($\approx 86mV$).

4.2.2 Temps de vie de spin

A partir des mesures d'effet Hanle, on peut extraire le temps de vie de spin qui est inversement proportionnel à la largeur à mi-hauteur de la Lorentzienne. Depuis l'équation : $\Delta V = \frac{\Delta V_0}{1+(\omega_{Larmor} \times \tau_{sf})^2}$ on obtient l'expression du temps de vie de spin :

$$\tau_{sf} = \frac{2\hbar}{g\mu_B \Delta B_{1/2}} \quad (4.6)$$

où $\Delta B_{1/2}$ est la largeur à mi-hauteur de la Lorentzienne, μ_B le magnéton de Bohr, g le facteur de Landé ($g_{Gen}=1,6$, $g_{GeP}=7,2$, $g_{SiIn}=2,4$, $g_{SiP}=2$) et \hbar la constante réduite de Planck.

Les temps de vie de spin extraits pour les 4 substrats sont résumés dans le tableau 4.3 ci-dessous. Les longueurs de diffusion de spin sont ensuite calculées à partir de : $\ell_{sf}^2 = D \times \tau_{sf}$. Dans le tableau 4.3 une comparaison avec une autre mesure expérimentale a été systématiquement ajoutée quand cela était possible.

On remarque ici aussi de fortes différences de temps de vie de spin entre les différents substrats. Mais, le plus remarquable reste la différence entre nos valeurs expérimentales plus faibles que les valeurs de comparaison ajoutées dans le tableau.

Nous avons aussi mené une étude complète en température pour chaque substrat qui est résumée dans la figure 4.11 et l'on observe une dépendance faible du temps de vie de spin

4. Controverse sur les mesures à 3 terminaux d'injection/détection électrique de spin dans le silicium et germanium

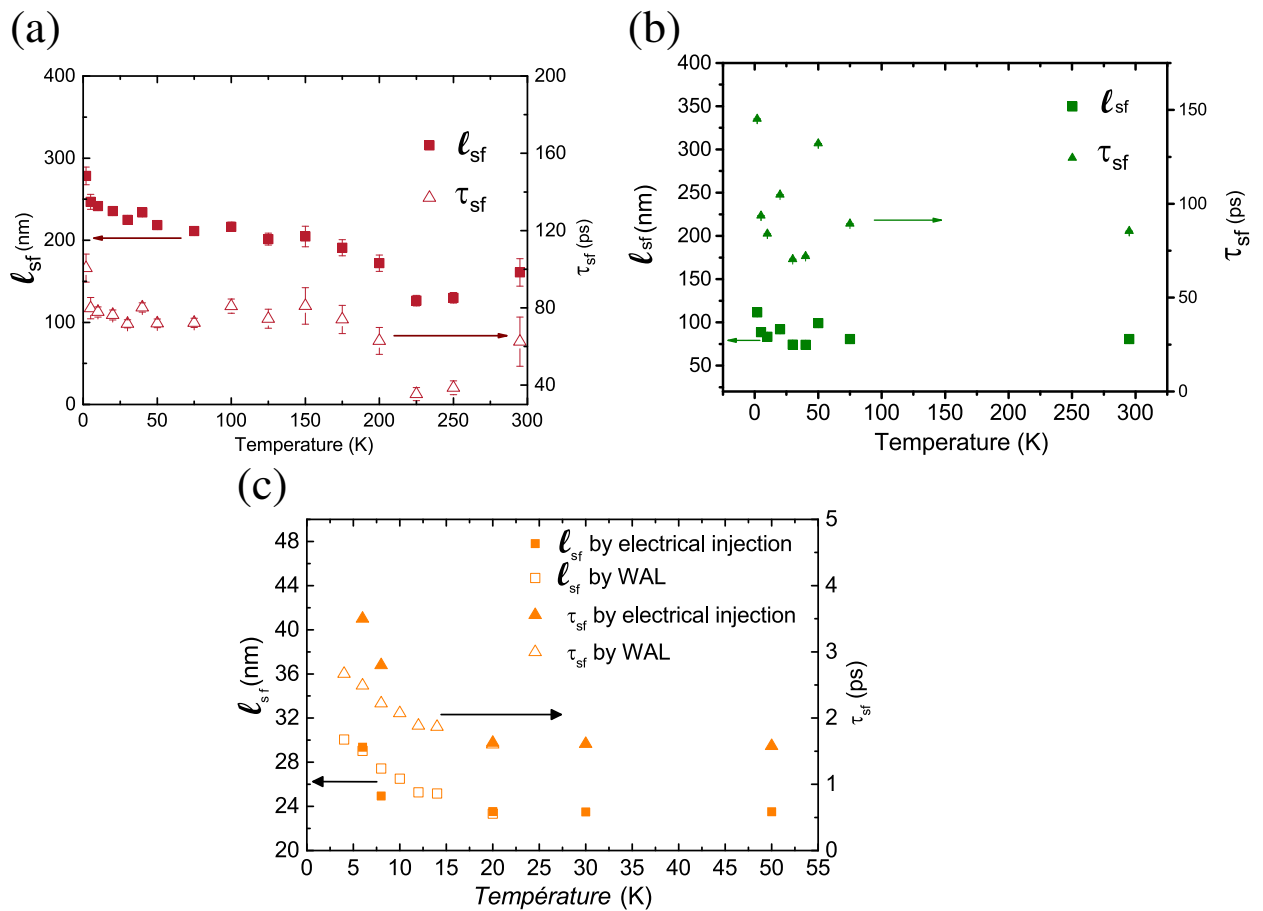


Figure 4.11 – Longueurs de diffusion de spin et temps de vie de spin mesurés en fonction de la température pour : (a) SOI n, (b) le SOI p et (c) le GeOI p.

Tableau 4.3 – Temps de vie de spin extraits de l'effet Hanle pour chaque substrat. Le temps de vie de spin extrait par une méthode expérimentale autre que les 3 terminaux a été rajouté quand cela était possible.

	Temps de vie de spin extrait de nos mesures	Temps de vie de spin extrait de la littérature
GeOIn	400 ps (300K)	700ps (Spin pumping ; 300 K) [112]
GeOIp	1.5 ps ; non mesurable à 300K (5K)	700 fs (Pompage optique ; 300K) [113]
SOIn	80 ps (5K)	8 ns (Vanne de spin latérale ; 8K) [114]
SOIp	100 ps (5K)	-

avec la température. Les signaux de magnétorésistance ont pu être mesurés jusqu'à 50 K dans le GeOIp et jusqu'à température ambiante dans le SOIn et SOIp. Entre 80 K et 300 K le signal de spin dans le silicium p est difficile à mesurer mais un signal est malgré tout détecté à température ambiante.

Pour le germanium dopé p, les temps de vie de spin et les longueurs de diffusion de spin obtenus par l'anti-localisation faible ont été ajoutés pour comparaison. On observe un bon accord entre les deux expériences.

Il est important de noter que le temps de vie de spin extrait est une valeur limite basse. En effet, les champs rayonnés à l'interface limitent le temps de vie de spin dans le canal semi-conducteur et l'effet Hanle inverse permet de quantifier uniquement la perte de signal de spin. Les dispositifs à 3 terminaux sont donc plus adaptés pour mesurer l'amplitude du signal de spin que le temps de vie de spin.

4.2.3 Amplitude du signal de spin

L'évolution des signaux en fonction de la température de l'échantillon est donnée sur la figure 4.12. Le tableau 4.4 récapitule les valeurs de $spinRA$ à 2 K et température ambiante pour chaque substrat. Les valeurs données par le modèle diffusif sont également reportées, elles sont calculés à partir de l'expression :

$$SpinRA = \frac{P^2 \rho \ell_{sf}^2}{t}. \quad (4.7)$$

avec P la polarisation en spin du courant tunnel (0,56 dans notre cas [78]), ρ la résistivité du SC, ℓ_{sf} la longueur de diffusion du spin et t l'épaisseur du semi-conducteur. Les valeurs de résistivité et d'épaisseur sont résumés dans le tableau 4.1 pour chaque substrat. L'équation 4.7 est donnée pour le cas où les dimensions latérales du canal sont supérieures à ℓ_{sf} mais où l'épaisseur de celui-ci est inférieure à ℓ_{sf} .

4. Controverse sur les mesures à 3 terminaux d'injection/détection électrique de spin dans le silicium et germanium

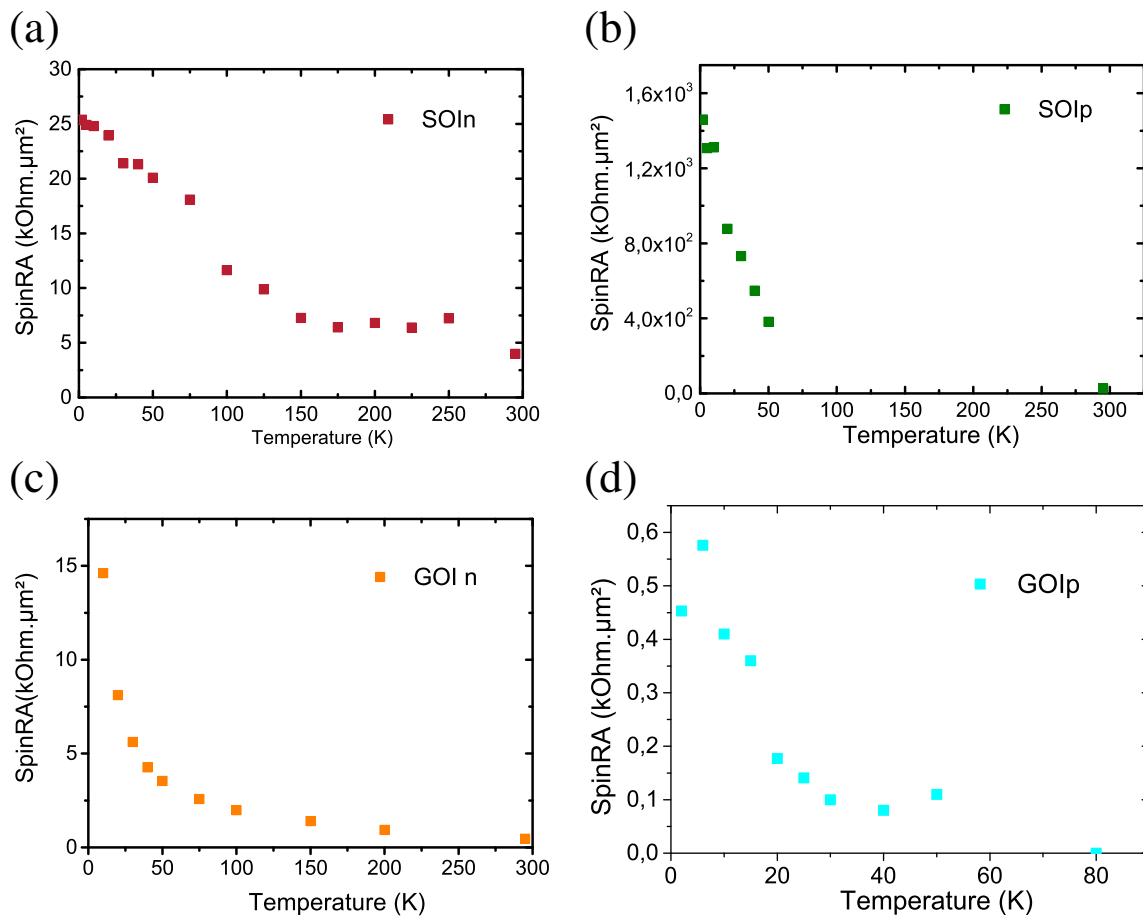


Figure 4.12 – Signaux de spin extraits des courbes d'effet Hanle mesurées en fonction de la température pour : (a) SOI n, (b) le SOI p, (c) le GeOI n et (d) le GeOI p.

Tableau 4.4 – Résumé des signaux de spin extraits à 2 K et à température ambiante pour chaque substrat et comparaison avec les valeurs théoriques du modèle diffusif calculées à l'aide de la formule 4.7. Pour le calcul des signaux de spin théoriques les valeurs de temps de vie de spin sont extraites des références [115] pour le SOIn, [75, 116] pour le SOIp, [41] pour le GeOI n et [117] pour le GeOI p. En l'absence de données à basses températures pour le SOIp, un facteur 10 a été choisi entre les temps de vie de spin à 2 K et température ambiante.

Substrat	$SpinRA_{exp}$ ($\Omega \cdot \mu m^2$)		$SpinRA_{théo}$ ($\Omega \cdot \mu m^2$)		$SpinRA_{exp}/SpinRA_{théo}$	
	LT	RT	LT	RT	LT	RT
SOI n	25×10^3	$2,5 \times 10^3$	130	15	≈ 200	≈ 160
SOI p	$1,6 \times 10^6$	30×10^3	53	6,4	$\approx 30\ 000$	$\approx 5\ 000$
GOI n	$14,6 \times 10^3$	463	$2,1 \times 10^3$	235	7	2
GOI p	453	-	1,25	-	360	-

4.2.4 Les mesures d'injection locale de spin (3T) et la controverse

Il semble clair qu'il y a un écart important entre les valeurs prédites par le modèle diffusif et les valeurs expérimentales extraites, en particulier à basses températures. Un écart aussi fort ne peut pas être expliqué par une simple erreur de détermination de l'aire d'injection.

Cette différence entre les signaux expérimentaux et théoriques ainsi que l'extraction d'un temps de vie de spin trop faible par rapport aux autres expériences font qu'actuellement des doutes importants sont posés concernant les mesures à 3 terminaux. Le débat porte en particulier sur l'origine des signaux de magnétorésistance mesurés dans ces systèmes [84]. Ce sera le thème des prochains chapitres qui aborderont les principales hypothèses proposées pour expliquer de tels écarts.

4.3 Détermination du rôle des défauts localisés dans la barrière tunnel

Comme nous l'avons vu précédemment, les mesures d'effet Hanle sur nos échantillons de silicium et germanium montrent une amplification du signal de spin à l'origine de la controverse. Plusieurs pistes d'explication ont été explorées sur nos échantillons. Actuellement, dans la littérature, beaucoup de publications adhèrent à une origine des signaux de MR liée à des défauts localisés dans la barrière tunnel. Nous avons décidé dans un premier temps de focaliser notre attention sur les échantillons de silicium et de discuter de l'hypothèse de signaux de MR ou d'une amplification du signal de spin provenant de défauts localisés dans la barrière tunnel, pour cela nous avons utilisé une technique complémentaire de spectroscopie par effet tunnel inélastique.

4.3.1 Contrôle de la présence de défauts localisés

Pour déterminer le rôle des défauts localisés, j'ai utilisé la technique de spectroscopie par effet tunnel inélastique (IETS²) sur les échantillons à 3 contacts afin de sonder la présence des défauts. Lorsqu'il y a des défauts dans l'oxyde d'une barrière tunnel, il y a une forte probabilité pour que l'effet tunnel soit inélastique [118, 119] : l'énergie du porteur est modifiée, ce qui se traduit sur la mesure de courant en fonction de la tension ($I(V)$) par une modification fine de la pente donc de la conductance. Afin d'amplifier l'effet, on utilise un signal exciteur alternatif à une fréquence de 931Hz et on mesure la tension à la même fréquence grâce à un lock-in. Le principe de la mesure est illustré sur la figure 4.13, le signal détecté sur le lock-in à la fréquence d'excitation correspond à la dérivée première et grâce à la seconde harmonique on obtient la dérivée seconde

2. Inelastic tunneling spectroscopy

4. Controverse sur les mesures à 3 terminaux d'injection/détection électrique de spin dans le silicium et germanium

du courant en fonction de la tension. Expérimentalement, nous avons utilisé une source

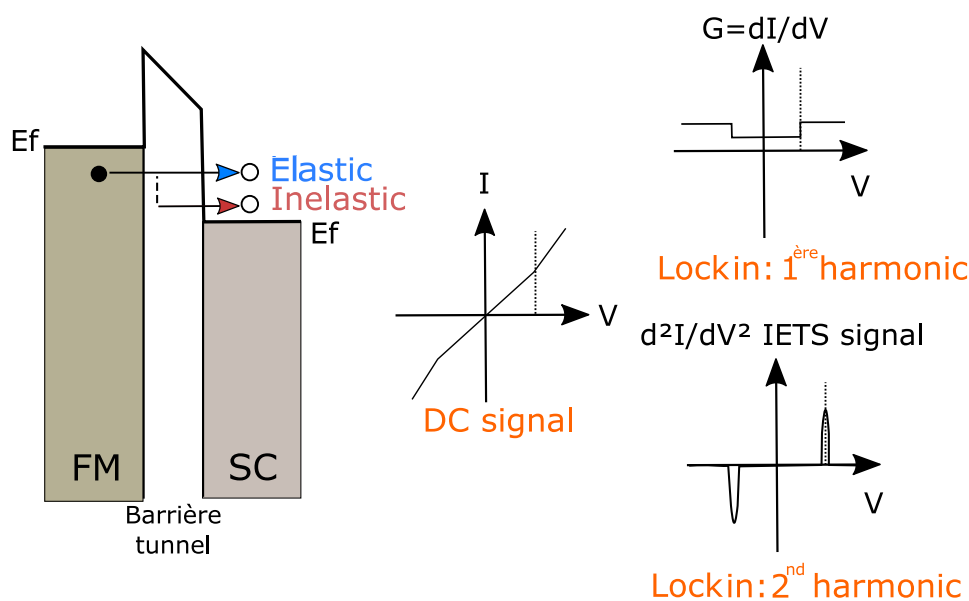


Figure 4.13 – Principe de la mesure de la spectroscopie par effet tunnel inélastique. L'effet tunnel via une barrière contenant des défauts est principalement inélastique.

de courant plutôt qu'une source de tension et une détection synchrone de tension. Une conversion du signal est donc nécessaire suivant la formule [118] :

$$\frac{d^2I}{dV^2} = - \left(\frac{dI}{dV} \right)^3 \times \frac{d^2V}{dI^2} \quad (4.8)$$

Les mesures ont été réalisées à 2 K pour limiter le bruit thermique et avoir une meilleure résolution en énergie. Nous observons deux types de signaux sur nos structures qui sont résumés en figure 4.14 : d'une part un premier signal avec une forme plutôt parabolique et d'autre part un second signal qui marque la présence d'un pic à faible bias. Il a été plus fréquent de détecter un signal parabolique sur les substrats de SOIp et le second type de signal sur le SOIn. On associe la présence du pic à faible bias à un type de défauts qui sont localisés dans la barrière tunnel. Le germanium dopé n a été ajouté pour comparaison car il a d'ores et déjà été démontré la présence et l'influence d'états d'interface dans ce système [41]. Dans ce cas, aucun pic associé à des défauts n'est observable à faible tension.

Peu d'études ont utilisé cette méthode de caractérisation sur les dispositifs à 3 terminaux. Seuls les travaux de Tinkey *et al.* [120] et de Inokuchi *et al.* [119] s'appuient sur cette méthode. Mais, dans notre cas, en plus de l'observation de ces défauts, nous avons pu contrôler leur présence dans la barrière. En effet, les dispositifs présentant la première forme de signal (signal parabolique) ont été soumis à un stress électrique, c'est-à-dire

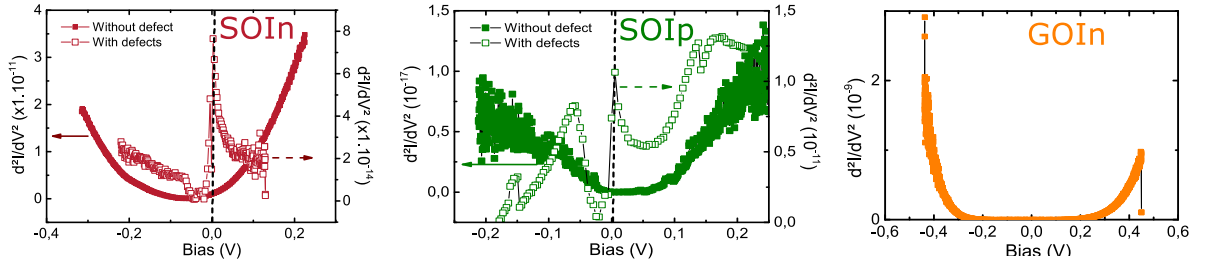


Figure 4.14 – (a) Spectroscopie tunnel inélastique pour le silicium dopé n avec et sans défauts créés par stress électrique. Même chose pour le SOI dopé p (b) et pour le GeOI-n (c). Tous les spectres ont été mesurés à 2 K.

à l'application d'un courant toujours plus fort jusqu'à obtenir une modification non réversible de la courbe $I(V)$ de la jonction tunnel. En moyenne, les courants utilisés pour observer la non-réversibilité était de l'ordre de 40 à 50 mA. Les signaux IETS observés après stress électrique sont similaires au second type de signal et présentent alors un pic à faible tension de biais associé à la présence d'un type de défauts dans la barrière.

4.3.2 Effet Hanle et défauts dans la jonction tunnel

Grâce à la possibilité de créer des défauts dans la barrière tunnel, nous avons pu étudier l'impact sur le signal de spin de la présence de ces défauts dans la barrière tunnel pour le silicium dopé p et n. Pour cela, nous avons mesuré la dépendance en tension de biais (*i.e* en courant) à basse température des effets Hanle avec et sans défauts. La figure 4.15 résume les mesures d'effet Hanle avec le contrôle des défauts dans la barrière tunnel à 2 K. Les mêmes techniques d'ajustement présentées précédemment ont été utilisées pour extraire le signal de spin et le temps de vie de spin.

Plusieurs éléments peuvent être déduits de ces mesures :

- Premièrement, même dans le cas d'une structure sans défauts, une amplification du signal de spin est déjà observable.
- Ensuite, la création de défauts dans la barrière tunnel n'engendre pas d'amplification du signal de spin. A l'inverse, pour le silicium dopé p la création de défauts diminue le RA de la jonction (de $8,4 \times 10^6 k\Omega \cdot \mu m^2$ à $1,4 \times 10^3 k\Omega \cdot \mu m^2$) et ainsi diminue le signal de spin. Ceci peut être expliqué par une diminution de la polarisation du courant tunnel à cause des défauts.
- Enfin aucune modification du temps de vie de spin n'est observée avec la création de défauts

Les jonctions tunnel utilisées par Txoperana *et al.* [43] sont préparées par oxydation

4. Controverse sur les mesures à 3 terminaux d'injection/détection électrique de spin dans le silicium et germanium

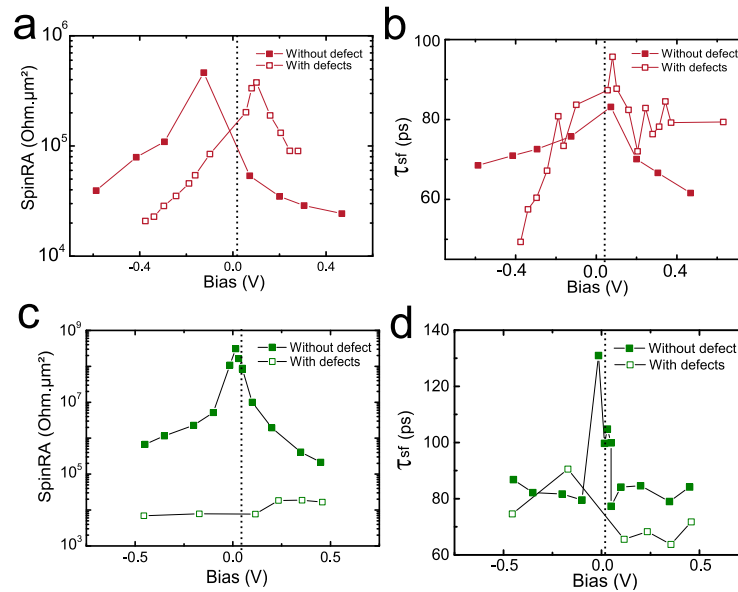


Figure 4.15 – (a) Dépendance du signal de spin et (b) du temps de vie se spin suivant la présence ou non de défauts dans la barrière tunnel pour une injection dans le SOI n à 2K. (c) et (d) mêmes mesures sur SOI p.

naturelle d'aluminium pour former de l'alumine. Ces procédés sont connus pour créer beaucoup de défauts dans l'oxyde en particulier des lacunes d'oxygène.

Il est important de préciser que des échantillons de référence sans couche ferromagnétique (Cu/MgO/SOI et Cu/MgO/GeOI) ont été mesurés dans des conditions similaires sans présenter de signal de spin. Ceci est contradictoire avec le modèle de Dery *et al.* et les preuves expérimentales de Txoperana *et al.* sur leur structures, qui prédisent un signal provenant des défauts localisés même sans matériau FM [43].

En conclusion, dans nos structures sur les quatre substrats, le signal de spin ne peut pas être expliqué par la présence des défauts localisés dans la barrière tunnel alors qu'une amplification du signal de spin est présente avec ou sans défauts. Enfin, la création de défauts par stress électrique ne modifie pas significativement le signal de spin ou le temps de vie de spin.

4.4 Étude des états d'interface par des mesures de capacité-tension

Précédemment, nous nous sommes intéressés aux états localisés dans la barrière tunnel qui ont été proposés pour être à l'origine d'un signal de MR dû au blocage de Pauli. Une seconde hypothèse consiste à s'intéresser à la bande de défauts confinés à l'interface entre l'isolant de la barrière tunnel et le semi-conducteur. C'est l'objet de la suite de notre

étude en utilisant notamment la caractérisation de la capacité en fonction de la tension appliquée sur la jonction pour différentes températures et fréquences.

4.4.1 Le GeOI dopé n comme référence

La présence d'états d'interface a été proposée par Tran *et al.* pour expliquer l'amplification de leur signal de spin dans le GaAs [39]. Ce modèle a été ensuite généralisé par Jansen *et al.* en 2012 [85] en introduisant deux canaux de conduction : l'effet tunnel direct au travers de la barrière et l'effet tunnel séquentiel sur les états d'interface. Simultanément, des mesures sur le germanium dopé n ont montré que ce dernier présentait des états d'interface pouvant expliquer l'amplification du signal de spin [17,41].

On peut citer 3 principaux éléments démontrant la présence d'états d'interface pour le

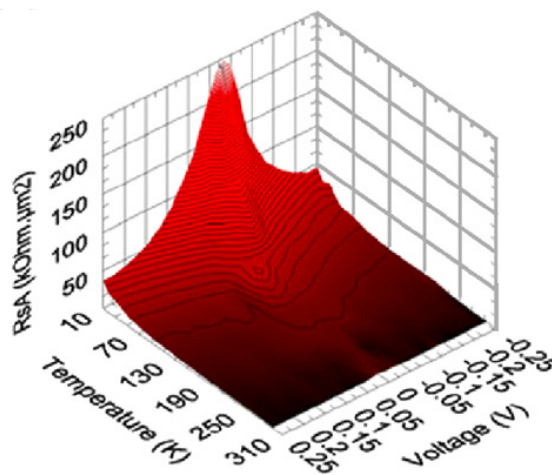


Figure 4.16 – Dépendance du signal de spin suivant la tension de bias sur la jonction tunnel ferromagnétique appliquée et suivant la température.

germanium dopé n.

- Le premier élément concerne l'injection électrique de spin. A faible température ($T < 150$ K), l'amplification du signal et sa variation en tension de bias sont très importantes comme le montre la figure 4.16. Par contre, à plus hautes températures l'énergie thermique est suffisante pour supprimer le confinement des états d'interface qui sont alors couplés au canal du semi-conducteur. Dans ce cas, le signal de spin expérimental extrait correspond au signal de spin attendu par le modèle diffusif et la variation suivant le bias est bien plus faible qu'à basse température.
- Le deuxième élément concerne l'effet de la tension de grille en face arrière sur les substrats de GeOI [121]. A faible température, on observe une variation importante des paramètres électroniques par l'application d'une tension de grille de -50 V, c'est à dire une diminution du nombre de porteurs et donc une augmentation de la résistivité du canal. Le rapport $\frac{\Delta R}{R(0V)} = \frac{R(-50V) - R(0V)}{R(0V)}$, où R est la résistance

du canal de Ge-n entre les deux contacts ohmiques, évolue de +62,8% à 10 K et seulement de +21,9% à 300 K. Cependant le signal de spin à 10 K n'est pas modifié par l'application de la tension de grille et par la modification de la résistivité du canal correspondante. En revanche, à température ambiante, on observe une variation claire du signal de spin avec l'application de la tension de grille. Finalement, l'accumulation de spin à 10 K n'est pas localisée dans le canal du semi-conducteur mais plutôt dans les états d'interface, qui ne voient pas leurs propriétés électriques modifiées par l'application de la tension de grille sur le canal du semi-conducteur.

- Enfin une expérience de spin pumping sur ces systèmes est présentée dans la section 6.1 de ce manuscrit et démontre aussi le confinement des spins dans les états d'interface à basse température.

4.4.2 Évidence des états d'interface dans Si et Ge

Afin de vérifier la présence d'états d'interface dans les différents substrats utilisés, nous avons utilisé des mesures de capacité en fonction de la tension de bias ($C(V)$) appliquée sur la jonction tunnel ferromagnétique. Cette technique permet d'étudier la présence de défauts localisés dans la barrière ainsi que d'extraire les profils de défauts d'interface dans les structures avec une barrière tunnel [122].

Les dispositifs utilisés pour cette étude sont représentés sur la figure 4.17. La forme circulaire des contacts a été étudiée afin d'homogénéiser sur l'aire du dispositif les lignes de courant. Les mêmes jonctions tunnel ferromagnétiques utilisées pour l'injection électrique de spin sont utilisées pour les mesures $C(V)$. Le principe de mesure consiste à faire varier la tension de bias oscillante sur la jonction tunnel en mesurant l'impédance, cette mesure est répétée pour plusieurs fréquences et à différentes températures.

La réponse en fréquence met en jeu les temps de réponse des différentes entités du système : défauts, bande de défauts, dopants, L'ensemble des états d'interface forment un continuum d'états d'énergie dans la bande interdite du silicium auquel on peut associer la fonction $Dit(Et)$ qui représente la densité des états à une énergie donnée. La capacité associée à cette bande de défauts, C_{it} , est l'association en parallèle de toute les capacités de chaque états d'interface.

La réponse fréquentielle est caractéristique des états d'interface puisque sous l'excitation du signal de fréquence F , ce système doit être capable de capter et émettre des charges vers les bandes de conduction ou de valence du SC. On associe à ce phénomène un temps caractéristique τ_{it} . A basse fréquence, les états d'interface ont suffisamment de temps pour capter et émettre des porteurs puisque $\tau_{it} < 1/F$. On mesure donc à basse fréquence la signature des états d'interface par une déformation du signal aux tensions de bias où s'expriment ces états. Par contre lorsque la fréquence devient trop élevée, $\tau_{it} > 1/F$, les états d'interface n'ont pas le temps de réagir face au signal excitateur par conséquent il n'y a plus de signature des états d'interface dans le signal $C(V)$ mesuré.

Entre les deux cas limites, la probabilité d'occupation des états d'interface décroît avec la fréquence [122].

Les substrats de silicium sont comparés au germanium n présentant des états d'interface.

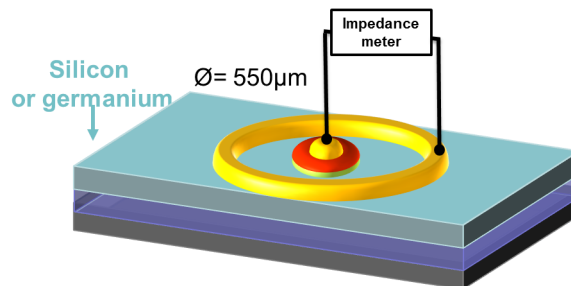


Figure 4.17 – Dispositif utilisé pour les mesures de capacité en fonction de la tension et de la fréquence d'excitation.

Par ailleurs une dépendance en température permet d'étudier l'activation thermique des porteurs vis-à-vis du confinement des états d'interface. La figure 4.18 résume les résultats sur les différentes structures.

Si l'on s'intéresse premièrement à la dépendance en fréquence à basse température. On observe une signature de la présence d'états d'interface pour tous les substrats sur la figure 4.18 (GeOI n (a), SOI n (c), SOI p (e)). Cette déformation du signal à faible tension de bias disparaît pour des fréquences d'excitation plus hautes ($\approx 1\text{MHz}$) en effet, les états d'interface n'ont pas le temps de répondre au signal exciteur. Ce comportement est généralisable aux trois substrats et à plus haute température, l'activation thermique tend à supprimer le confinement des états d'interface. Alors le comportement en fréquence du signal $C(V)$ est modifié comme on peut le voir sur la figure 4.18 et la déformation caractéristique à faible tension de bias due aux états d'interface n'est plus visible. Cependant une dépendance en fréquence reste présente qui démontre que le déconfinement n'est peut-être que partiel.

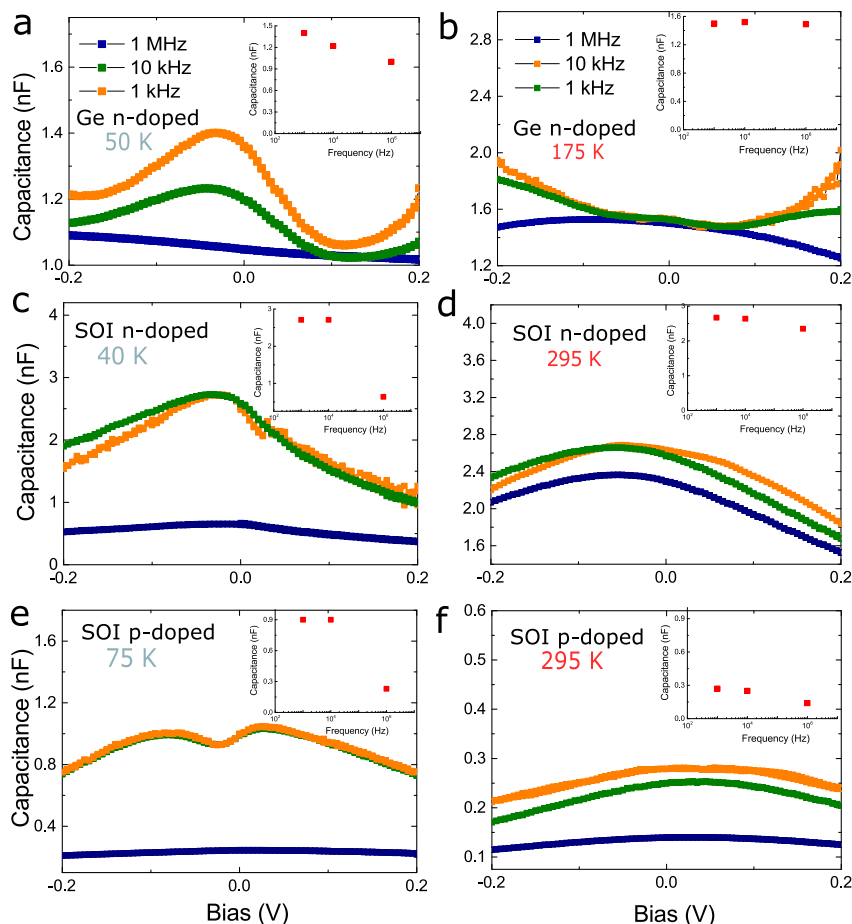


Figure 4.18 – (a) Mesures de capacité-tension $C(V)$ en fréquence du GeOI-n à 50 K et (b) à 175 K. (c) Mesures de capacité-tension $C(V)$ en fréquence du SOI-n à 40 K et (d) à 295 K. (e) Mesures de capacité-tension $C(V)$ en fréquence du SOI-n à 75 K et (f) à 295 K

4.5 Limiter l'influence des états d'interface

Les résultats présentés précédemment utilisaient des jonctions tunnel ferromagnétiques déposées par pulvérisation cathodique magnétron. Les contraintes techniques de la machine de dépôt ne permettent pas de préparer les surfaces de Si et Ge. Nous avons alors utilisé une technique de dépôt sous ultra-vide d'épitaxie par jets moléculaires (MBE³ ou épitaxie par jet moléculaire EJM).

Cela nous a permis en particulier de préparer *in-situ* sous ultra-vide l'interface entre l'oxyde et le substrat semi-conducteur. En effet, afin de limiter la densité de défauts d'interface, nous avons désoxydé et reconstruit la surface de silicium (2×1) avant le dépôt de l'oxyde. Ceci permet de limiter le nombre de liaisons pendantes en surface qui peuvent être à l'origine de certains défauts d'interface. Le procédé est détaillé dans la partie 3.2.2.2.

3. Molecular beam epitaxy

Dans notre cas, la résistance de jonctions tunnel ferromagnétiques déposées par MBE est plus faible que celle des jonctions déposées par pulvérisation. La figure 4.19 montre une comparaison des résistances des jonctions tunnel ferromagnétiques. La valeur du RA du dépôt par pulvérisation varie de $1,84 \times 10^7 \Omega \cdot \mu m^2$ (2 K) à $1,36 \times 10^7 \Omega \cdot \mu m^2$ (température ambiante) et pour le dépôt par MBE, le RA varie de $6,15 \times 10^7 \Omega \cdot \mu m^2$ (2 K) à $1,93 \times 10^7 \Omega \cdot \mu m^2$ (température ambiante), ce qui représente des variations en températures faibles. De plus, la variation de la jonction tunnel FM déposée par MBE en température est clairement linéaire. De la même manière que pour les autres substrats,

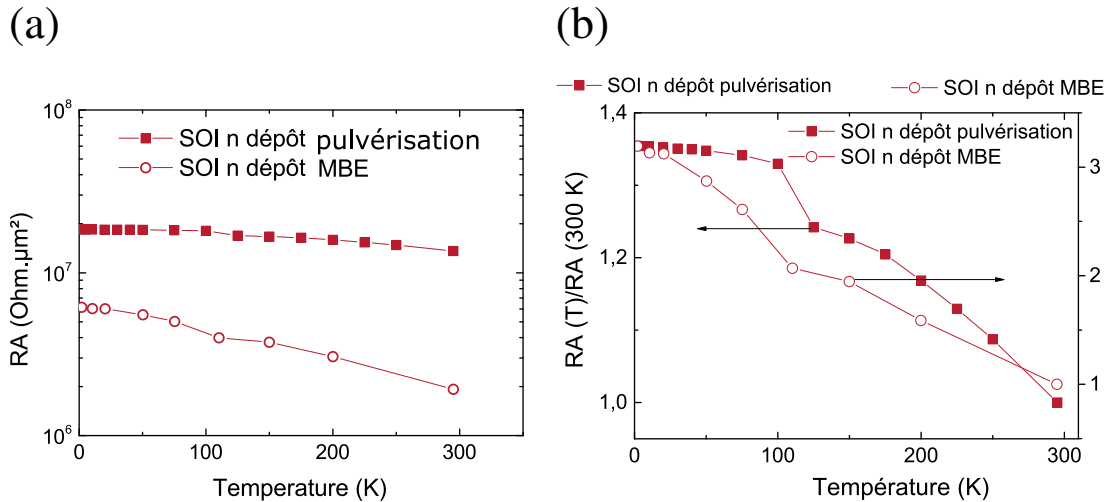


Figure 4.19 – (a) Dépendance de la résistance de la jonction tunnel multipliée par son aire en fonction de la température et en fonction du procédé de dépôt. (b) Dépendance du RA par le RA à 300 K en fonction de la température et en fonction du procédé de dépôt.

l'échantillon préparé par MBE a été mesuré en fonction de la température et de la tension appliquée sur la jonction. Depuis 2 K jusqu'à la température ambiante, un signal a pu être mesuré et extrait comme il est reporté dans la figure 4.20 (a) pour une tension de bias fixe de 0,12V. La première observation est la différence de variation en température de l'amplitude du spinRA pour les deux types de jonctions tunnel. Contrairement aux RA , pour le signal de spin, c'est la jonction déposée par pulvérisation qui présente le plus de variation de près d'un ordre de grandeur entre 2 K et la température ambiante. Dans le cas de la jonction déposée par MBE, le facteur est uniquement de 2,5. La dépendance du signal de spin suivant la méthode de dépôt et la température est conforme aux observations par Dash *et al.* [15] après traitement au Cs d'une surface de silicium, ce qui démontre la diminution des états d'interface grâce à la reconstruction de surface de silicium

Pour le temps de vie de spin, la tendance semble moins nette pour le dépôt par MBE comme le montre la figure 4.20 (b). Malgré tout, un temps de vie de spin de 160 ps a pu être mesuré ce qui est près du double du temps de vie extrait sur les dispositifs déposés par pulvérisation. Cependant il reste encore beaucoup trop faible en comparaison des valeurs

4. Controverse sur les mesures à 3 terminaux d'injection/détection électrique de spin dans le silicium et germanium

Tableau 4.5 – Résumé des signaux de spin extraits à 2 K et à température ambiante pour les deux substrats de SOI dopés n mais avec des jonctions tunnel déposées par pulvérisation et par MBE.

Silicium	$SpinRA_{exp}$ ($\Omega \cdot \mu m^2$)		$SpinRA_{tho}$ ($\Omega \cdot \mu m^2$)		$SpinRA_{exp}/SpinRA_{tho}$	
	LT	RT	LT	RT	LT	RT
SOI n (dépôt pulvérisation)	25×10^3	$2,5 \times 10^3$	130	15	≈ 200	≈ 160
SOI n (dépôt MBE)	$7,2 \times 10^3$	3×10^3	130	15	≈ 55	≈ 160

attendues.

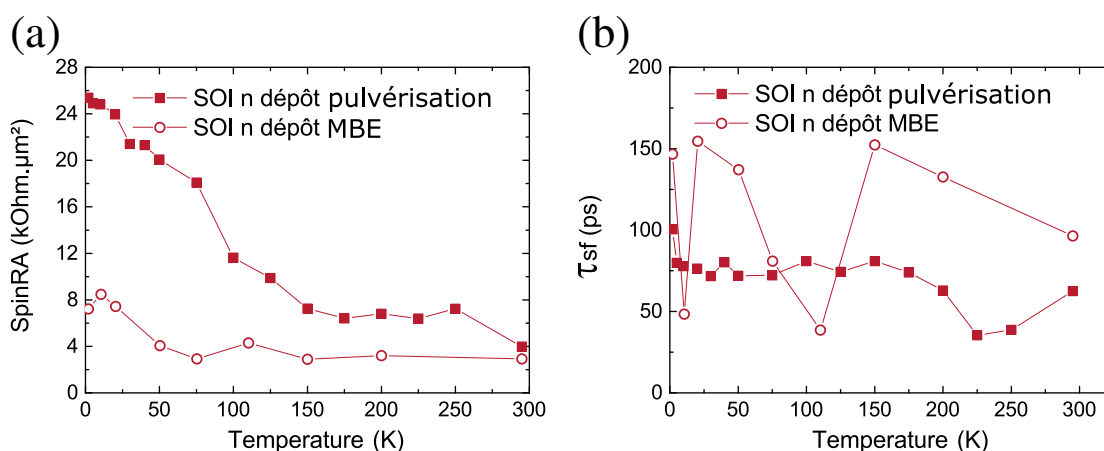


Figure 4.20 – (a) Signaux de spin extraits des effets Hanle mesurés en fonction de la température pour le SOI n déposé par pulvérisation (symboles pleins) et par MBE (symboles vides). (b) Temps de vie de spin extraits dans les mêmes structures avec la même convention de symboles.

Si l'on ajoute l'échantillon déposé par MBE au tableau de comparaison des amplitudes de signal de spin avec le modèle diffusif (tableau 4.5), on obtient le nouveau tableau 4.5 qui illustre une vraie différence entre les méthodes de dépôt sur un même substrat. Dans le cas de la jonction tunnel déposée par pulvérisation, on observe une différence d'un ordre de grandeur entre le signal à basse température et à température ambiante. Ce qui permet de diminuer de manière conséquente l'écart avec le modèle diffusif. Par contre, dans le cas de l'échantillon fabriqué par MBE, l'écart avec le modèle diffusif est en proportion plus faible à basse température. La dépendance du signal de spin suivant la tension de bias donne des informations complémentaires importantes. On remarque clairement en figure 4.21(a) une amplification beaucoup plus importante sur la jonction déposée par pulvérisation en comparaison du signal de spin mesuré sur la jonction tunnel déposée par MBE. A l'image du GOIn et de sa dépendance en température, la diminution de

l'influence des états d'interface a pour conséquence dans le SOI n de diminuer fortement la dépendance du signal de spin avec la tension de bias.

Le temps de vie de spin est peu modifié suivant la méthode de dépôt de la jonction tunnel comme le montre la figure 4.21(b). En figure 4.21 on compare la dépendance du signal de spin (c) et du temps de vie de spin (d) à 2 K et à température ambiante en fonction de la tension de bias appliquée. Il est clair que la dépendance en tension à basse température est bien plus importante qu'à température ambiante. Concernant le temps de vie de spin, il n'est pas modifié pour les deux températures. Par contre, l'application d'une tension positive forte double sa valeur.

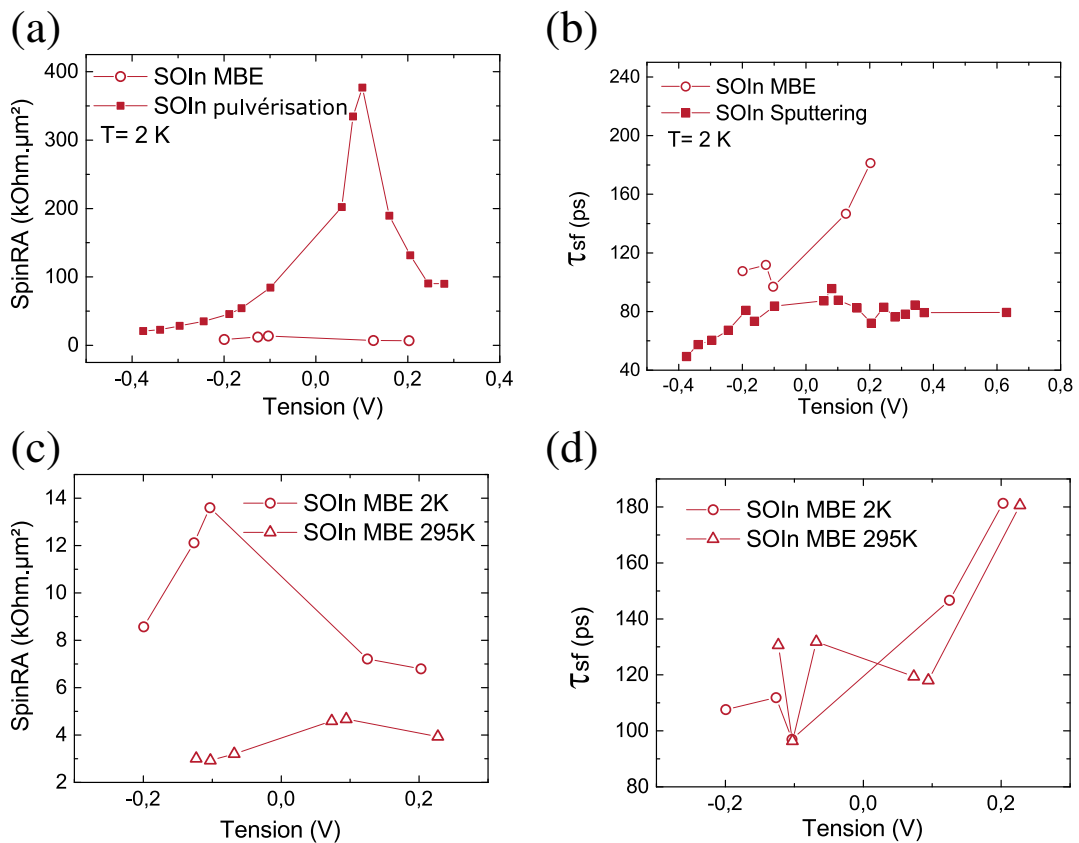


Figure 4.21 – (a) Dépendance du signal de spin à 2 K en fonction de la tension d'injection pour les deux méthodes de dépôt de la jonction tunnel FM. (b) Dépendance similaire pour le temps de vie de spin. (c) Dépendance du signal de spin à 2 K et température ambiante en fonction de la tension d'injection sur l'électron FM pour un échantillon préparé par MBE (d) Dépendance du temps de vie de spin en fonction de la tension d'injection sur l'électron FM pour le même échantillon.

Toutes ces informations, extraites des mesures d'injection de spin sur un échantillon déposé par MBE convergent toutes dans le même sens, à savoir, la préparation de surface permet de diminuer la présence d'états d'interface. En conséquence l'amplification du signal de spin est réduite à basse température comme le montre la figure 4.19, ainsi qu'à

basse tension appliquée comme le montre la figure 4.21(c). De même, le temps de vie de spin est proche de 200 ps à forte tension positive, ce qui est plus important que dans le cas d'une surface non-traitée.

Enfin, il ne faut pas oublier que l'aire de l'électrode est évalué en supposant un effet tunnel homogène sur toute la surface de l'électrode FM or des points chauds peuvent fausser la valeur de cette aire d'injection. Si on suppose l'origine de l'amplification résiduelle, qui est d'un facteur 160 entre le *SpinRA* expérimental et théorique à température ambiante, par une erreur sur l'aire effective d'injection du courant tunnel polarisé alors cela correspond à une aire effective d'injection de $12 \times 33 \mu\text{m}^2$ au lieu de $150 \times 400 \mu\text{m}^2$. Cette hypothèse et l'activation thermique expliquerait aussi pour quelle raison on mesure une différence entre le signal théorique et expérimental plus forte à basse température dans le cas des jonctions tunnel par MBE. Des mesures complémentaires sont nécessaires pour affirmer qu'une telle différence d'aire d'injection effective est réaliste dans nos systèmes. Ces mesures laissent entrevoir des éléments pour empêcher le confinement des spins injectés dans les états d'interface. Outre la préparation de surface qui diminue la densité d'états, la mesure des signaux à haute température et/ou forte tension appliquée permet d'améliorer le couplage entre les états d'interface et le semi-conducteur ce qui diminue le temps de résidence dans ces états et donc l'amplification du signal de spin. Concernant le temps de vie de spin, il reste faible puisqu'il correspond à une valeur limite basse due aux effets de champs dépolarisants qui, malgré le dépôt par MBE, restent présents.

4.6 Conclusion sur l'injection de spin dans les semi-conducteurs à partir des dispositifs à 3 terminaux

En conclusion de cette étude sur les dispositifs à 3 contacts, nous avons exploré les deux principales propositions pour expliquer l'amplification du signal de spin. En utilisant une première méthode de spectroscopie par effet tunnel inélastique pour sonder les défauts localisés dans l'oxyde de la barrière tunnel, nous avons démontré la présence de deux formes caractéristiques de signal. Une première forme associée à une jonction tunnel sans défauts et une seconde qui présente un fort pic à faible tension de bias. Depuis la première forme de signal, il a été possible d'induire des défauts en appliquant un stress électrique à la jonction tunnel pour retrouver un signal d'IETS avec un pic important à faible tension de bias.

Le contrôle de la présence des défauts localisés nous a permis de mesurer l'effet Hanle sur une structure sans défauts et sur une structure altérée par les défauts. Premièrement, sans défaut dans la barrière tunnel, un signal de spin est bien mesurable. De plus, ce signal est bien amplifié et la création de défauts ne modifie pas son amplitude. Enfin le temps de vie de spin extrait de l'effet Hanle ne semble pas dépendre de la présence de défauts.

Dans un second temps, nous avons généralisé par des mesures de capacités en fonction

de la tension de bias la présence d'états d'interface dans nos substrats par leur signature claire à basse fréquence et basse température. Pour cela, nous avons utilisé une étude en fréquence de la capacité en fonction de la tension de bias appliquée à différentes températures. Un déconfinement en température se produit ce qui pourrait expliquer la dépendance aussi importante en température du signal de spin extrait dans les mesures à 3 terminaux. Tous ces éléments nous permettent d'affirmer que, dans nos échantillons, les défauts n'influencent pas le signal de spin. L'amplification du signal de spin par une bande de défauts confinés à l'interface entre la barrière tunnel et le semi-conducteur est beaucoup plus plausible. En utilisant le dépôt par épitaxie par jets moléculaires nous avons démontré qu'il était possible de réduire l'influence des états d'interface. Malgré tout, une amplification résiduelle persiste mais qui pourrait être expliquée par une erreur d'évaluation de l'aire d'injection de l'électrode mettant en cause des points chauds. Aussi, il n'est pas exclu qu'une densité non négligeable d'états d'interface persiste même après la préparation de la surface puisque ces états peuvent être induits par les fonctions d'onde évanescentes provenant du métal magnétique.

Concernant le temps de vie de spin, il semble clair que les dispositifs à 3 terminaux ne sont pas idéaux pour déterminer le temps de vie de spin dans le semi-conducteur. La faible valeur du temps de vie de spin extrait de l'effet Hanle pose des doutes, d'autant plus qu'elle ne présente qu'une très faible dépendance en température et en tension de bias. Plusieurs phénomènes peuvent être à l'origine d'un temps de vie de spin effectif plus faible dans un semi-conducteur. Premièrement, on pourrait considérer un temps de vie effectif du spin lié au temps de résidence dans les états confinés d'interface. Mais il est fort probable que ce dernier soit plus grand dans ces états qui sont confinés où il y a peu de canaux de relaxation de spin. Enfin, dans toutes nos structures, nous avons mesuré un signal d'effet Hanle inverse qui est un indice de la présence de champs magnétiques rayonnés à l'interface FM/oxyde. Ils dépolarisent les spins dans le semi-conducteur et sont certainement à l'origine d'un élargissement du signal d'effet Hanle. Ces éléments indiquent pour le moment que seul le signal de spin peut nous donner des éléments quant à la dynamique de spin et d'injection dans le semi-conducteur.

Les états d'interface sont des entités complexes, qui font intervenir plusieurs phénomènes mais qui sont beaucoup étudiés dans le domaine de la micro-électronique. Il semble difficile de s'en affranchir totalement et seule une amélioration du couplage entre ces états et les bandes du semi-conducteur semble envisageable. D'un point de vue matériaux, cela passe par un bon choix du couple isolant/semi-conducteur afin d'avoir un profil de bandes adéquat. Du point de vue expérimental, le couplage peut être amélioré en chauffant par activation thermique ou bien en appliquant une tension suffisamment forte pour modifier le paysage énergétique. Une autre piste concerne l'étude du signal d'effet Hanle avec une injection électrique par un courant alternatif. En effet, le temps de réponse des états d'interface confinés est différent de l'effet tunnel direct dans un système avec jonction tunnel

4. Controverse sur les mesures à 3 terminaux d'injection/détection électrique de spin dans le silicium et germanium

ferromagnétique. Une étude préliminaire de Inokuchi *et al.* [73] démontre en effet une transition dans le signal mesuré. Enfin une dernière étude consisterait à utiliser la technique de détection électrique de résonance magnétique (EDMR⁴). Cette spectroscopie par résonance paramagnétique des états d'interface étudie l'influence d'une onde radio-fréquence sur l'effet tunnel électrique. L'anisotropie spatiale de cet effet peut renseigner sur la nature de ces états.

Ces derniers éléments de réponses permettraient de compléter une compréhension de l'injection de spin qui se précise et qui laisse entrevoir une réelle possibilité d'injection et de détection du signal de spin dans le canal du semi-conducteur en utilisant des dispositifs à 3 terminaux. Cette compréhension est indispensable pour assurer une injection et une détection efficace des spins dans le semi-conducteur.

4. EDMR en anglais : Electrically Detected Magnetic Resonance

5 Transition vers les vannes de spin latérales : d'une mesure locale de l'accumulation à la détection non locale du courant de spin

Les vannes de spin latérales constituent le système idéal pour démontrer l'injection et la diffusion de spin dans un canal semi-conducteur. Historiquement, c'est la première méthode de détection électrique qui a été utilisée pour la spintronique dans les semi-conducteurs. Elle a été développée expérimentalement pour la première fois par Johnson *et al.* [45] puis utilisée pour la première fois dans un canal métallique à température ambiante par Jedema *et al.* [47]. En revanche, les premiers résultats sur les semi-conducteurs n'ont été obtenus qu'en 2007 : dans le GaAs par Lou *et al.* [51] et par Van't Erve *et al.* dans le Si [14].

Contrairement aux dispositifs à 3 terminaux, cette configuration de mesure, proche du fameux spin-FET, n'est pas sensible aux effets de magnétorésistance parasites. En effet, l'injection électrique du courant polarisé en spin est découplée de la détection du signal de spin. De cette façon, seul un pur courant de spin diffuse entre les deux électrodes FM. Par contre, cela oblige à structurer les dispositifs à des dimensions sub-micrométriques puisque l'écartement entre les électrodes FM doit correspondre à la longueur de diffusion de spin. Enfin des conditions sur l'injection et la détection du courant de spin doivent nécessairement être remplies pour pouvoir détecter des signaux électriques. En conséquence, de par la difficulté de structuration mais aussi à cause de la sensibilité de la mesure, peu de groupes maîtrisent actuellement la fabrication de vannes de spin latérales sur silicium et germanium.

Ce chapitre traite de la transition réussie pour le silicium et le germanium depuis l'injection/détection localisée d'électrons polarisés en spin vers une détection non locale d'un pur courant de spin.

Sommaire

5.1	Conditions d'injection et de détection de spin de GMR dans les vannes de spin latérales sur silicium et germanium	109
5.1.1	Le cas du silicium dopé n	109
5.1.2	Jonctions tunnel ferromagnétiques déposées par pulvérisation ou EJM?	112
5.2	Premiers résultats d'injection de spin dans le silicium avec des vannes de spin latérales	114
5.2.1	Les jonctions tunnel ferromagnétiques	114
5.2.2	Magnétorésistance locale dans le silicium	116
5.2.3	Injection non locale ou méthode pseudo 3 contacts	118
5.2.4	Extraction de la longueur de diffusion de spin	118
5.2.5	Dépendance en température et comparaison avec les dispositifs à 3 terminaux	118
5.3	Signal de spin à température ambiante dans le Ge-n	119
5.3.1	Les jonctions tunnel ferromagnétiques	120
5.3.2	Magnétorésistance géante et signal en configuration non locale	121
5.3.3	Signal de spin à température ambiante	124
5.4	Effet Hanle en configuration non locale avec un champ magnétique appliqué hors du plan	126
5.4.1	Effet Hanle avec champ magnétique appliqué dans le plan . . .	129
5.5	Conclusion et perspectives	130

5.1 Conditions d'injection et de détection de spin de GMR dans les vanes de spin latérales sur silicium et germanium

Une des difficultés majeures des vanes de spin latérales vient des conditions d'injection et de détection qui doivent nécessairement être remplies pour pouvoir mesurer un signal de spin. La première condition d'injection est une conséquence directe du désaccord d'impédance entre le métal magnétique et le semi-conducteur. Nous allons regarder plus en détails les conditions d'injection d'un courant polarisé en spin dans nos substrats de silicium et de germanium dopés n. En effet dans les précédents chapitres, nous avons vu que ces deux substrats présentaient des caractéristiques (longueur de diffusion de spin, déconfinement des états d'interface, ...) favorables pour une transition vers les mesures non locales.

5.1.1 Le cas du silicium dopé n

L'ajout d'une résistance d'interface permet de remplir les conditions d'injection et de détection en évitant le problème du désaccord d'impédance. La suite de ce chapitre présente les calculs théoriques du signal de spin attendu en fonction de la résistance de la barrière tunnel et suivant la géométrie du système. Pour cet exemple, le semi-conducteur choisi est le silicium dopé n.

5.1.1.1 Structure locale verticale et latérale sans fuite de spin

Les calculs présentés ici ont été développés par Fert et Jaffrès en 2001 [38] pour différentes configurations des structures FM/SC/FM. La convention de notation adoptée par l'article est issue du modèle de Valet-Fert [24] et sera utilisé tout au long de cette section.

a) Structures verticales

On considère tout d'abord le cas simple d'une mesure de magnétorésistance entre deux contacts ferromagnétiques séparés par un canal semi-conducteur. Nous allons nous intéresser au cas simple d'une structure de type GMR verticale comme représenté sur la figure 5.1 (a). Les calculs théoriques se basent sur les équations macroscopiques du modèle de Boltzmann et ont été développés par Valet et Fert en 1993 [24]. Ils complètent un travail engagé par Schmidt *et al.* [37] sur les systèmes FM/SC/FM. A partir de ces équations et des conditions aux limites aux interfaces, la différence de résistance entre le cas anti-parallèle et parallèle est donnée par [38, 123] :

$$\Delta R = R^{AP} - R^P = \frac{2(\beta r_F + \gamma r_B^*)^2}{(r_B^* + r_F) \cosh\left(\frac{t}{\ell_{sf}}\right) + \frac{r_{sc}}{2} \left(1 + \left(\frac{r_B^*}{r_{sc}}\right)^2\right) \sinh\left(\frac{t}{\ell_{sf}}\right)} \quad (5.1)$$

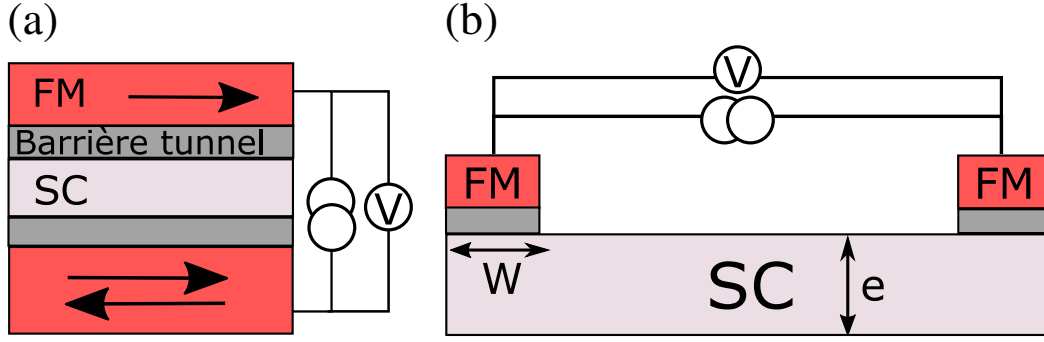


Figure 5.1 – (a) Représentation schématique d'une mesure locale dans une structure verticale FM/I/SC/I/FM et (b) dans une structure latérale.

β et γ sont les coefficients d'asymétrie en spin respectivement pour le FM et pour l'interface. r_F , r_{sc} et r_B définissent respectivement les résistances de spin de l'électrode ferromagnétique (F) du semi-conducteur (SC) et de l'interface (B^*). Enfin ℓ_{sf} définit la longueur de diffusion de spin dans le semi-conducteur et t la distance entre les deux électrodes ferromagnétiques (ici l'épaisseur du semi-conducteur).

La magnétorésistance est définie comme le rapport de la différence des résistances sur une des résistances parallèle ou anti-parallèle. Dans ce manuscrit, on choisit d'exprimer la MR de manière optimiste par : $MR = \frac{\Delta R}{R^P}$ avec R^P la résistance du système quand les aimantations sont parallèles. Si l'on suppose que : $r_F \ll r_N, r_B^*$ et $t \ll \ell_{sf}$ ce qui est notre cas, alors cette dernière est donnée par le modèle de Valet et Fert [39] :

$$R^P = 2(1 - \gamma)^2 r_B^* + t \frac{r_{sc}}{\ell_{sf}} + \frac{\gamma^2 r_B^* r_{sc} t}{r_B^* + \frac{r_{sc} t}{2\ell_{sf}}} \quad (5.2)$$

A partir des équations 5.1 et 5.2, la magnétorésistance (MR) en configuration locale s'écrit :

$$MR = \frac{\Delta R}{R^P} = \frac{\frac{2\gamma^2 \left(\frac{r_B^*}{r_{sc}}\right)^2}{\frac{r_B^*}{r_{sc}}} + \frac{1}{2} \left[1 + \left(\frac{r_B^*}{r_{sc}}\right)^2 \right] \frac{t}{\ell_{sf}}}{2(1 - \gamma^2) \frac{r_B^*}{r_{sc}} + \frac{t}{\ell_{sf}} + \left[\frac{\gamma^2 \frac{r_B^*}{r_{sc}} \frac{t}{\ell_{sf}}}{\frac{r_B^*}{r_{sc}} + \frac{t}{2\ell_{sf}}} \right]} \quad (5.3)$$

b) Structure latérale

Cette équation 5.3 permet de déterminer l'amplitude attendue de magnétorésistance pour une structure GMR dans une configuration verticale. Dans notre cas, nous utilisons des structures latérales comme représentées en figure 5.1 (b) et pour passer d'une expression à l'autre, il suffit de changer la variable $\frac{r_B^*}{r_{sc}}$ par une nouvelle variable tenant compte des paramètres géométriques : $\frac{W}{e} \frac{r_B^*}{r_{sc}}$. Avec W la largeur des électrodes FM et e l'épaisseur du canal semi-conducteur. t définit maintenant la distance entre les deux électrodes FM ce

Tableau 5.1 – Tableau des paramètres des vanes de spin de silicium dopé n utilisés pour les calculs théoriques de magnétorésistance à température ambiante. La longueur de diffusion de spin a été calculée à partir du temps de vie de spin extrait de la référence [115] et en utilisant le coefficient de diffusion du substrat.

Substrats	SOIn
Épaisseur	215 nm
Dopage n (cm^{-3})	3×10^{19}
Résistivité ($\Omega.cm$)	1×10^{-3}
Longueur de diffusion de spin	1 μm
Résistance de spin ($\Omega.m^2$) : $\rho \times l_{sf}$	2×10^{-11}
Distance entre les deux électrodes FM : t	1 μm

qui est différent de l'épaisseur du canal semi-conducteur.

Les signaux de magnétorésistance attendus pour le cas vertical et le cas latéral ont été reportés sur la figure 5.2 en fonction de la résistance de la barrière tunnel. Afin d'illustrer notre propos, nous utiliserons l'exemple du silicium dopé n avec les paramètres qui sont rappelés dans le tableau 5.1. Pour le cas d'une structure latérale, plusieurs rapports d'aspect ont été tracés. Dans un premier cas, on considère une épaisseur de canal de $e=500nm$ et une largeur de contacts $w=200 nm$ ce qui donne un rapport de w/e de 0,4. Le deuxième cas correspond à nos conditions expérimentales avec une largeur d'électrode de 1 μm et une épaisseur de canal de 215 nm. On remarque sur la figure 5.2 que, suivant le rapport d'aspect, la fenêtre d'efficacité en MR varie.

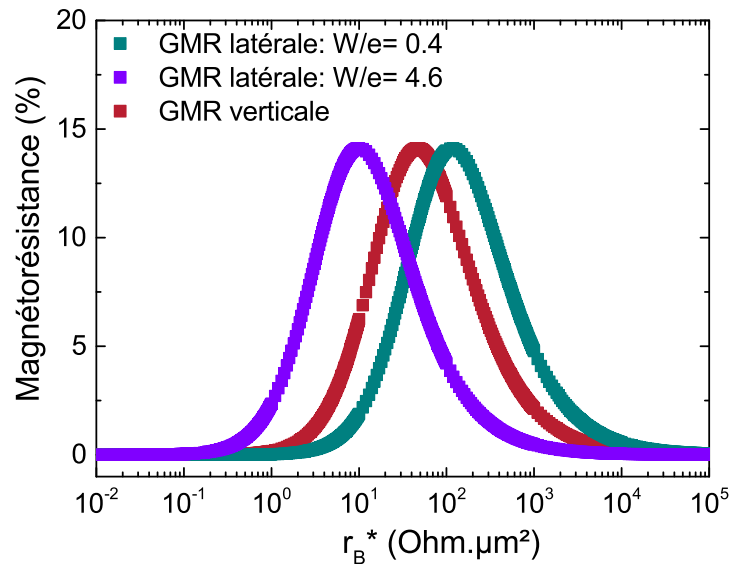


Figure 5.2 – Dépendance du signal théorique de magnétorésistance géante dans le cas du silicium dopé n suivant le rapport d'aspect entre la largeur des électrodes ferromagnétiques W et l'épaisseur du canal semi-conducteur e .

Pour les vannes de spin latérales, la géométrie de la figure 5.1(b) n'est pas la bonne car il faut rajouter les contacts ohmiques déportés sur le canal de semi-conducteur. Il est donc nécessaire d'étendre le cas simple de la figure 5.1(b) au cas d'une structure locale dite "avec fuite".

5.1.1.2 Structures latérales avec fuite de spin

Le cas des vannes de spin est par définition avec fuite de courants de spin qui se propagent dans tout le canal du semi-conducteur. La structure est schématisée sur la figure 5.3 (a). Dans ce cas, le canal du semi-conducteur est considéré comme infini ce qui modifie complètement l'expression de la MR. Celle-ci est donnée par l'équation [123] :

$$\frac{\Delta R}{R^P} = \left[\frac{\Delta R}{R^P} \right]_{\text{sans fuite}} \times \frac{(4r_B^*(1 - \gamma^2) + \rho_{sc})(4r_B^*(1 + \gamma^2) + \rho_{sc})}{(4r_B^*(1 + \gamma^2) + \rho_{sc}) + (4r_B^*(1 - \gamma^2) + \rho_{sc})} \quad (5.4)$$

avec ρ_{sc} la résistivité du canal semi-conducteur. Dans ce cas, le signal est fortement diminué à cause de l'augmentation du volume de relaxation de l'accumulation de spin. La figure 5.3 (b) illustre le cas d'une vanne de spin latérale avec et sans fuites latérales de spin. L'exemple typique de configuration locale avec fuite de spin est bien sûr la vanne de

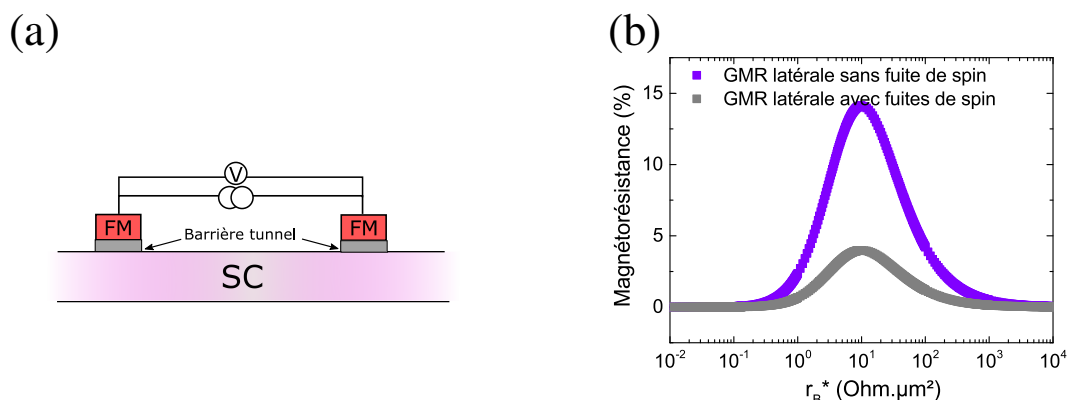


Figure 5.3 – (a) Représentation schématique d'une mesure locale dans une structure latérale avec fuite de spin. (b) Signal de magnétorésistance théorique pour le silicium dopé n dans une vanne de spin latérale avec (courbe grise) et sans (courbe bleu) fuites latérales de spin.

spin latérale qui utilise ces fuites pour découpler la partie détection de l'injection.

5.1.2 Jonctions tunnel ferromagnétiques déposées par pulvérisation ou EJM ?

Suivant les conditions de dépôt et de préparation de la surface du semi-conducteur, la résistance de la jonction tunnel peut changer. Durant ma thèse, j'ai pu tester des jonctions

tunnel déposées par pulvérisation et par MBE.

a) Jonctions tunnel déposées par pulvérisation

Dans le premier cas, les jonctions tunnel déposées par pulvérisation présentent des résistances plus fortes. Cela peut être expliqué par une moins bonne qualité cristalline, l'utilisation de barrières plus épaisses et par le fait que les surfaces de Si et Ge, ne sont pas préparées sous ultra-vide.

Le chapitre précédent présentait le rôle important des états localisés à l'interface entre la barrière tunnel et le semi-conducteur et dans le cas des dépôts par pulvérisation aucune préparation ou saturation des liaisons pendantes n'est possible. Ça laisse envisager une densité d'états d'interface confinés et donc une résistance de jonction plus importante.

La résistance typiquement mesurée sur les jonctions tunnel ferromagnétiques est de l'ordre de 100 k Ω sur une surface de 20 μm^2 . On obtient donc des RA de l'ordre de 2 M $\Omega \cdot \mu\text{m}^2$. On remarque bien sur la figure 5.5 que cette résistance est bien au-dessus de celle requise pour la détection d'une MR. Durant ces travaux, plusieurs échantillons de vanes de spin latérales fabriquées par pulvérisation ont été testés. Toutes les structures présentaient des résistances de cet ordre de grandeur et aucun signal n'a été détecté sur les échantillons mesurés.

b) Jonctions tunnel déposées par MBE

Concernant les jonctions tunnel déposées par MBE, j'ai développé, pendant ma thèse, une méthode de croissance de jonctions tunnel épitaxiées par EJM sur Si et Ge. La figure 5.4 montre un cliché STEM d'une coupe de l'empilement déposé par MBE. On remarque bien la qualité cristalline des couches (nanocristallisées) et les interfaces nettes entre les différents matériaux.

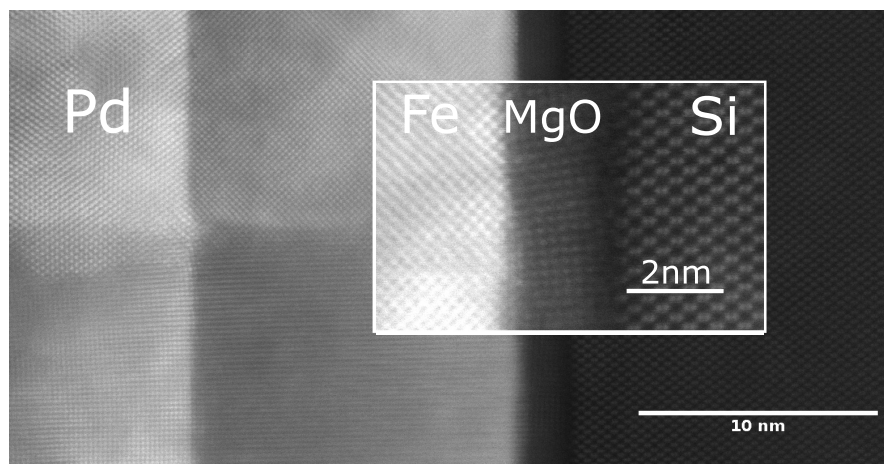


Figure 5.4 – Cliché STEM d'un empilement de Pd/Fe/MgO déposé par EJM sur silicium.

La résistance des jonctions tunnel ferromagnétiques fabriquées par EJM est bien plus faible que celle des jonctions fabriquées par pulvérisation. La résistance mesurée à température ambiante est d'environ 40Ω (voir figure 5.5(a)). Avec une aire de $20 \mu\text{m}^2$, on obtient un RA de l'ordre de 600 à $800 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$. Ces valeurs de RA sont dans la fenêtre basse de détection probable d'un signal de magnétorésistance géante comme le montre la figure 5.5 (b). Ces jonctions tunnel magnétiques répondent aux exigences du désaccord d'impédance concernant l'injection et permettent en principe de détecter un signal de MR. C'est pour cette raison que le reste de ce chapitre est consacré aux vannes de spin latérales

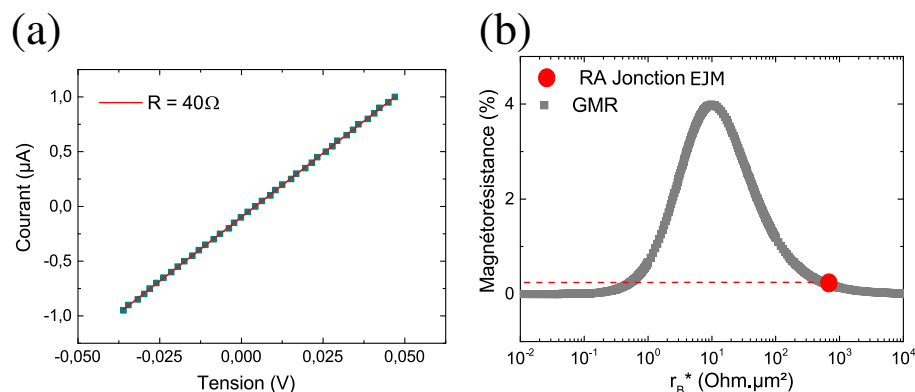


Figure 5.5 – (a) Courbe $I(V)$ d'une jonction tunnel ferromagnétique déposée par EJM à température ambiante. (b) Signal de magnétorésistance théorique pour le silicium dopé n en configuration GMR avec fuite de spin (courbe grise) et valeur expérimentale du RA (point rouge).

avec des jonctions tunnel magnétiques déposées par EJM.

5.2 Premiers résultats d'injection de spin dans le silicium avec des vannes de spin latérales

La combinaison des substrats de silicium et des jonctions tunnel magnétiques déposées par EJM répondent aux exigences d'injection et de détection comme nous venons de le voir. Les substrats utilisés sont les mêmes que ceux qui ont été caractérisés par les mesures à 3 terminaux présentés dans le chapitre 4. Tout d'abord, intéressons-nous aux électrodes ferromagnétiques, éléments indispensables pour l'injection et la détection d'un courant de spin.

5.2.1 Les jonctions tunnel ferromagnétiques

La dernière condition nécessaire pour détecter un signal de MR reste la stabilisation d'un état anti-parallèle des électrodes FM en contrôlant leurs champs de renversement. Une manière de contrôler le champ de renversement des électrodes est de modifier leur forme. L'objectif est d'avoir une gamme de champs magnétiques assez étendue où un état

anti-parallèle est stabilisé. De plus, les renversements doivent aussi être abrupts en évitant le blocage de parois magnétiques dans un état intermédiaire. Pour définir la forme des électrodes, nous avons simulé le renversement de l'aimantation pour différentes formes par le logiciel de simulation micro-magnétique Mumax [124].

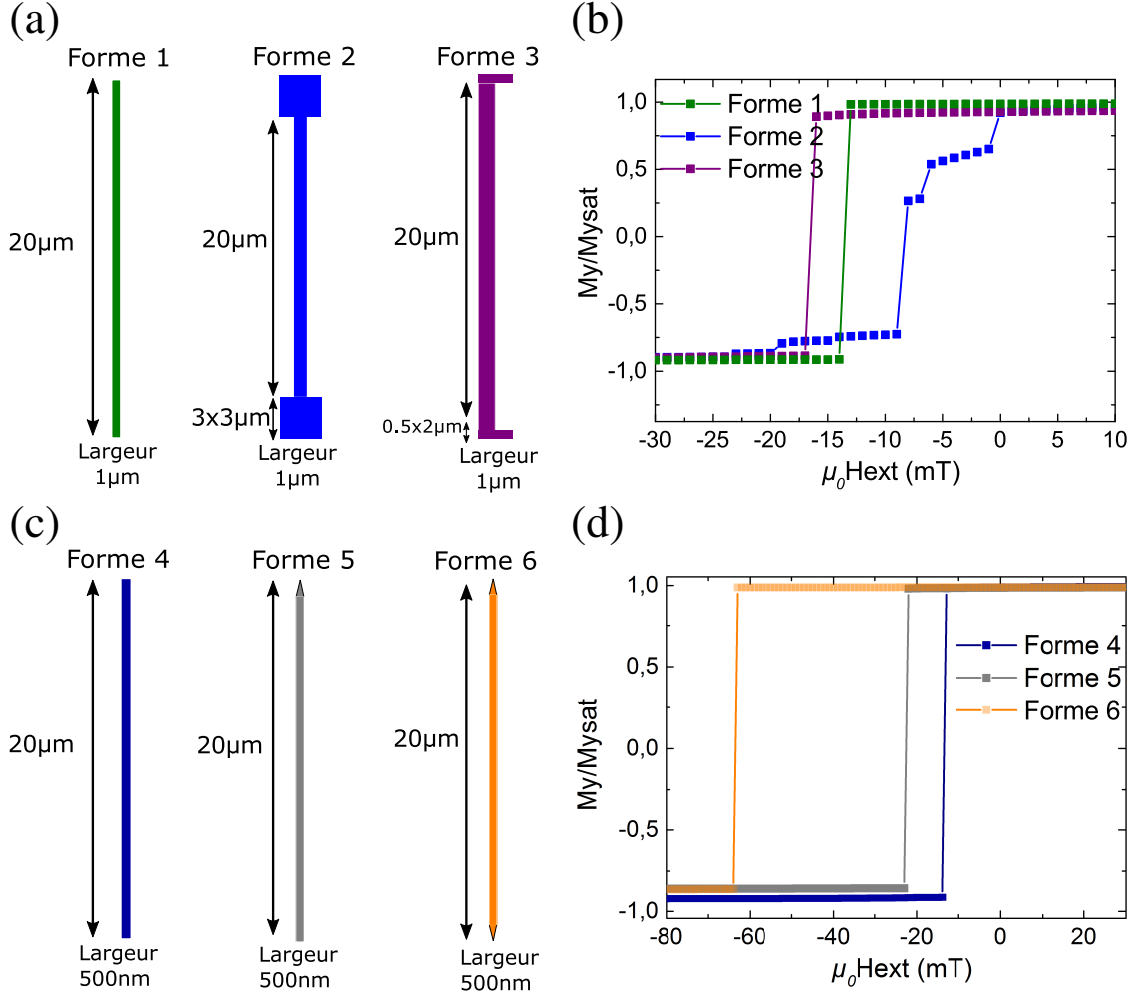


Figure 5.6 – (a) Formes simulées pour l'électrode dite douce qui doit présenter le champ de renversement le plus faible dans le couple des électrodes. (b) Signaux d'aimantation renormalisés et simulés avec le logiciel de simulation micro-magnétique Mumax [124] suivant les 3 formes géométriques. (c) Formes simulées pour l'électrode dite dure, dernière à se renverser en champ magnétique dans le couple d'électrodes. (d) Simulations pour les 3 formes géométriques de l'aimantation en fonction du champ magnétique appliqué.

On va donc privilégier une première forme pour l'électrode dite douce qui se renversera à champ faible sans être trop proche du champ nul pour ne pas être influencé par le champ rémanent des électro-aimants. Les formes proposées pour les électrodes douces sont présentées sur la figure 5.6 (a). Pour les simulations, nous avons utilisés les paramètres résumés dans le tableau 5.2. Une fois le renversement de l'aimantation modélisé

Tableau 5.2 – Paramètres utilisés pour les simulations Mumax. Les valeurs ont été extraites de la base de données du programme de simulation micro-magnétique OOMMF [125].

Maille élémentaire	$M_{\text{saturation}}$	A_{change}	Température	Axes d'anisotropie	Constante d'anisotropie
20nm×20nm	$1700 \cdot 10^3 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$	$21 \cdot 10^{-12} \text{ J} \cdot \text{m}^{-1}$	2 K	(1,0,0) et (0,1,0)	$48 \cdot 10^3 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3}$

par le programme Mumax (figure 5.6(b)), il apparaît clair que le choix se portera sur l'électrode douce avec la forme 3 qui présente un champ de renversement d'environ 16 mT. En effet, le renversement est abrupt, tout en étant proche du champ nul, avec une forme d'électrode simple.

La seconde électrode ou électrode dure doit se renverser à un champ magnétique plus fort pour stabiliser un état anti-parallèle sur une large gamme de champs magnétiques. Les formes et les renversements d'aimantations pour chaque électrode sont résumés respectivement dans les figures 5.6 (c) et (d). Finalement l'électrode choisie aura la forme 6 puisque cette dernière présente un champ de renversement d'environ 61 mT.

Après les étapes de structuration nanométrique des couches minces détaillées dans la partie 3.3.2, on obtient les dispositifs illustrés sur la figure 5.7.

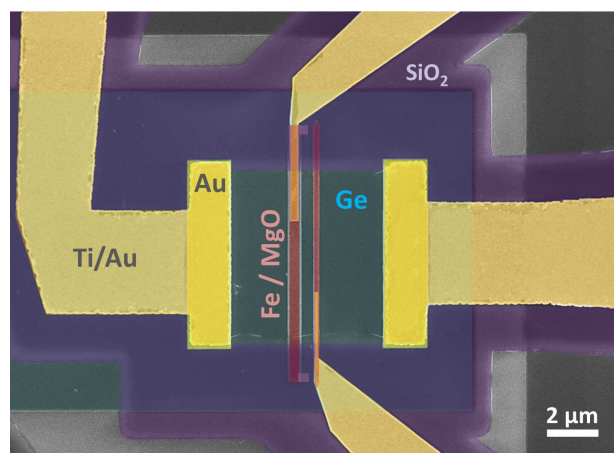


Figure 5.7 – Dispositif à 4 terminaux ou vanne de spin latérale utilisé pour les mesures d'injection électrique de spin dans le silicium et germanium.

5.2.2 Magnétorésistance locale dans le silicium

Comme explicité précédemment, la première mesure est la magnétorésistance locale ou aussi appelée communément de type géante (GMR). Cela consiste à injecter un courant polarisé en spin au travers des deux interfaces FM/I/SC en branchant une source de courant sur les deux électrodes FM et comme la GMR verticale les deux états d'aimantation (parallèle et anti-parallèle) ne donnent pas la même valeur de résistance ou

de tension. Un nanovoltmètre mesure donc la tension à un courant donné qui dépend de l'état magnétique du dispositif.

La caractérisation des vanes de spin latérales est une étape difficile car elle demande de tester plusieurs dispositifs et de rechercher un signal électrique faible. Cependant, nous avons pu mesurer des signaux de GMR sur plusieurs dispositifs. Dans un premier temps, afin d'avoir un niveau de bruit acceptable, nous avons utilisé une source de courant AC-DC. Le courant DC permet de polariser la jonction tunnel pour l'injection de spin dans le canal alors que le courant d'excitation AC permet l'utilisation d'un lock-in pour la détection du signal de spin, cette technique permet d'améliorer le rapport signal sur bruit.

On obtient alors des signaux comme représentés sur la figure 5.8 en noir qui correspond

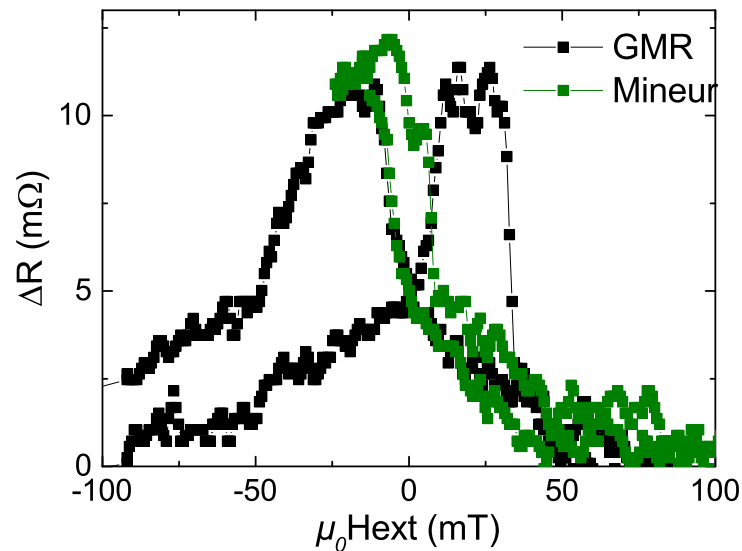


Figure 5.8 – Courbe de magnétorésistance géante en noir et mineur en vert. Les mesures sont réalisées à 10 K pour un substrat de silicium dopé n avec un courant appliqué $I_{AC}=I_{DC}=1$ mA à une fréquence de 333 Hz.

à l'injection dans un substrat de silicium à 10 K d'un courant polarisé en spin entre deux électrodes FM séparées de 200 nm. Pour cela un courant continu de 1 mA et un courant alternatif de 1 mA à 333 Hz sont utilisés et la tension est détectée avec un lock-in. Ici, l'offset sur la courbe de la figure 5.8 a été supprimé pour plus de visibilité. Sur cette courbe on distingue clairement un état anti-parallèle bloqué à une valeur de tension plus importante ($10 \mu V$) entre +7 et +32 mT et on observe un état similaire en champs magnétiques négatifs.

Afin de s'assurer de la nature du signal de GMR qui peut être parasité par des effets de magnétorésistance anisotrope des électrodes FM, on mesure un cycle mineur qui consiste à mesurer la résistance en ne renversant que l'électrode douce. La mesure du cycle mineur prouve bien que le signal est lié à l'état magnétique relatif des deux électrodes

FM. C'est ce que l'on a pu mesurer en vert sur la figure 5.8 (b).

L'amplitude des signaux est d'environ 10 mΩ à 10 K sous 1 mA (voir figure 5.8). La résistance initiale dans l'état parallèle du système est d'environ 17,4 Ω. On obtient une $MR = \frac{\Delta R}{R} = 0,05\%$. Ce signal mesuré est faible mais avec le bon ordre de grandeur en comparaison avec la courbe de magnétorésistance de la figure 5.5 (b).

5.2.3 Injection non locale ou méthode pseudo 3 contacts

Plusieurs configurations de mesure sont permises avec les vannes de spin latérales comme nous l'avons rappelé au début du manuscrit dans la partie 2.2.1.3. La mesure idéale est bien sûr la configuration non locale avec un découplage de l'injection et la détection du pur courant de spin, ce qui évite de mesurer les artefacts de magnétorésistance. Dans le cas du silicium, il a été très difficile de mesurer en configuration non locale et pseudo 3 contacts. En effet, les contacts ohmiques présentaient des résistances bien trop importantes. Cela a eu pour conséquence d'amplifier le bruit et d'empêcher l'injection d'un courant plus fort. Dans le futur, il faudra optimiser les contacts ohmiques en changeant de matériaux.

5.2.4 Extraction de la longueur de diffusion de spin

Ce problème technique empêche une partie des mesures non locales comme l'effet Hanle qui malheureusement permettent d'obtenir rapidement les paramètres importants de la dynamique de spin comme la longueur de diffusion de spin dans le canal de Si. Nous avons tout de même pu mesurer la magnétorésistance géante pour plusieurs écarts entre les contacts ferromagnétiques (ou gap) et en déduire une longueur de diffusion de spin. Trois gaps ont été mesurés dans des conditions similaires à 10 K avec un courant : $I_{AC} = I_{DC} = 1\text{mA}$. La figure 5.9 (a) montre clairement l'amplitude du signal de magnétorésistance qui diminue avec l'augmentation du gap. Ces amplitudes ont été converties en variations de résistance et la dépendance en gap de ΔR a été ajustée en utilisant une exponentielle décroissante comme prédit par l'équation 2.10 ($\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow} = \Delta\mu(x) \propto \exp\left(-\frac{x}{\ell_{sf}}\right)$). Cela donne une valeur pour la longueur de diffusion de spin de l'ordre de 1,7 μm ce qui est en très bon accord avec les précédentes publications dans le silicium fortement dopé n [126].

5.2.5 Dépendance en température et comparaison avec les dispositifs à 3 terminaux

Les mesures d'injection utilisant les dispositifs à 3 terminaux ont montré des signaux de spin jusqu'à température ambiante. Dans le cas des vannes de spin latérales, aucun signal de GMR n'a été détecté à température ambiante. Cela peut être expliqué par le faible signal mesuré sur nos structures même si la dépendance en gap nous donne une

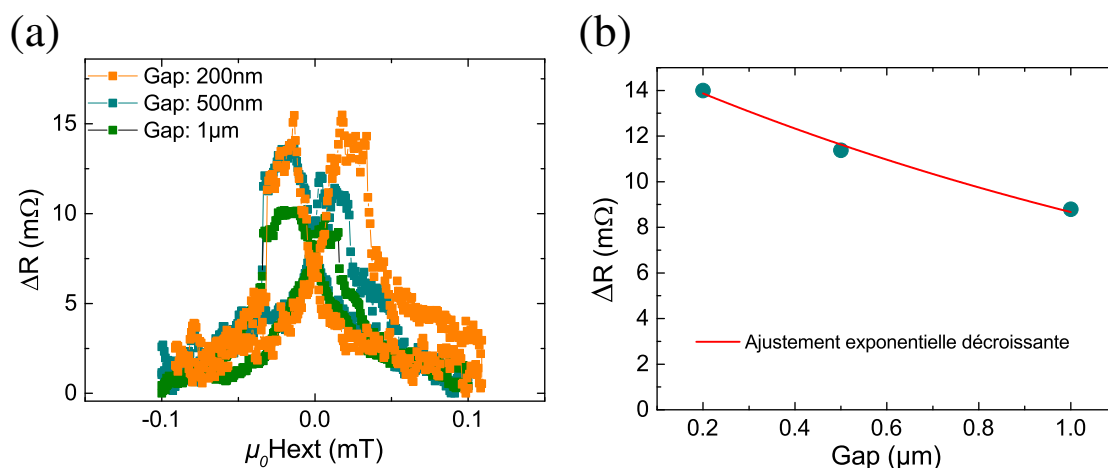


Figure 5.9 – (a) Mesure de magnétorésistance géante à 10 K dans le silicium dopé n en fonction du gap entre les électrodes FM. (b) Depuis la dépendance en gap du signal de spin, on peut extraire une valeur de la longueur de diffusion de spin en utilisant une exponentielle décroissante.

valeur de longueur de diffusion de spin proche des valeurs de la littérature pour des dopages similaires. L'hypothèse la plus probable est certainement une faible polarisation en spin, il reste à améliorer la préparation de surface de Si et la qualité cristalline du MgO pour augmenter P .

Il est aussi important de noter qu'un écart important existe entre les valeurs de longueur de diffusion de spin extraites des mesures locales à 3 terminaux et celles extraites des vanes de spin latérales. Cependant comme discuté dans le chapitre 4.2.2 les dispositifs à 3 terminaux ne sont pas les bons dispositifs pour extraire un temps de vie de spin dans le canal de SC (*i.e* une longueur de diffusion de spin) en particulier, à cause des champs magnétiques fluctuants qui ont tendance à diminuer le temps de vie extrait expérimentalement.

5.3 Signal de spin à température ambiante dans le Ge-n

L'injection de spin dans le silicium a beaucoup été étudiée, en particulier à l'aide des vanes de spin latérales. A l'inverse, le germanium a très peu été utilisé comme substrat pour ce type de dispositifs même s'il existe des travaux d'injection de spin dans le germanium : par spin pumping [32, 112], par pompage ou détection optique de spin [127, 128], par les dispositifs à 3 terminaux [129], par des vanes de spin dans un nanofil de Ge [60]. Seuls les travaux de Zhou *et al.* en 2009 ont montré un signal de spin jusqu'à 150 K avec des vanes de spin latérales.

Nous avons donc décidé d'appliquer les mêmes méthodes de dépôt par épitaxie par jets moléculaires et de nanostructuration en changeant le substrat de silicium sur isolant par

un substrat de germanium sur isolant dopé n. L'un des objectifs de ces mesures reste la comparaison avec les dispositifs à 3 terminaux dont les résultats sont controversés. Mais il est aussi important de préciser que le substrat de GeOI utilisé pour cette étude est plus épais que précédemment ($1\mu\text{m}$) mais aussi plus dopé ($1,6 \times 10^{19}$). La fabrication de ce substrat est un véritable défi technologique car il est dopé par implantation de manière homogène sur toute son épaisseur, ce qui a pour conséquence de contraindre en tension de l'ordre de 0,4% le film mince. Cette contrainte peut modifier le temps de vie de spin et les mécanismes de relaxation [130]. Enfin c'est le même substrat qui a été utilisé pour la détection de l'accumulation de spin par spectroscopie de muon.

5.3.1 Les jonctions tunnel ferromagnétiques

Comme précédemment, le dépôt de la jonction tunnel ferromagnétique a été fait par EJM et donne de faibles résistances de barrière. Malgré tout, on remarque sur la figure 5.10 (a) la courbe $I(V)$ d'une jonction tunnel ferromagnétique à basse température. Pour mettre en lumière la non linéarité de la courbe $I(V)$, on a déduit une droite correspondant à $0,23 \times$ tension en insert de la figure 5.10 (a). Les résistances de barrière sont de l'ordre de 30Ω et 10Ω respectivement pour la plus fine et la plus grosse des électrodes. Ce qui donne des RA de 600 et $100 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$ respectivement. En principe, il est donc possible de détecter un signal important de GMR dans ce système comme le montre la figure 5.10(b).

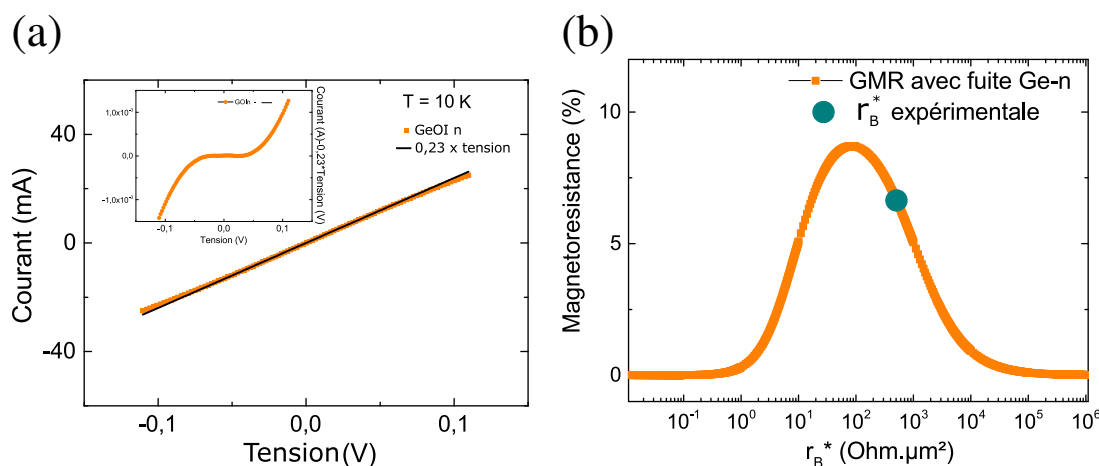


Figure 5.10 – (a) Courbe $I(V)$ d'une jonction tunnel ferromagnétique sur le substrat de GeOI-n à 10 K. En insert, la droite noire avec un coefficient directeur de 0,23 et issue de l'ajustement à faible tension de bias de la courbe $I(V)$ a été soustraite pour exalter la non-linéarité de la courbe.(b) Signal de magnétorésistance géante théorique simulé grâce à l'équation 5.3 avec le point bleu qui représente la résistance expérimentale de la barrière tunnel.

Il est important de noter qu'une nouveauté dans le dessin des électrodes a été intégrée pour ces mesures. Des électrodes ont été structurées à 45° par rapport aux axes [110] du

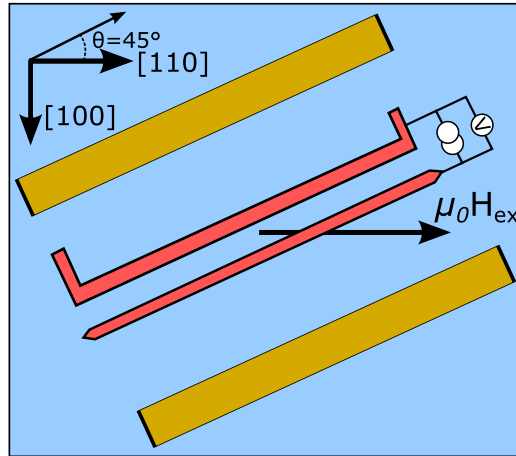


Figure 5.11 – Représentation schématique d'une mesure en configuration GMR avec des électrodes à 45° sur un substrat de GeOI.

germanium qui sont aussi les bords de l'échantillon comme le montre la figure 5.12. Pour le germanium, la maille cristalline du fer ne tourne pas de 45° par rapport au germanium donc l'axe d'anisotropie n'est pas changé alors aucun gain en champs de renversement n'est espéré. Par contre, le papier récent de Li *et al.* démontre une anisotropie du facteur de Landé pour un substrat de germanium. Il reste donc intéressant de comparer les deux orientations de dispositifs.

Généralement, on applique le champ magnétique dans le plan le long de l'axe des électrodes FM. Ici la disposition des électrodes forme un angle de $\theta=45^\circ$ avec les axes principaux du substrat donc avec le champ magnétique appliqué comme le montre la figure 5.11. La figure 5.12 montre des simulations micro-magnétiques pour un même couple d'électrodes orientées le long ou à 45° de l'axe d'anisotropie magnéto-cristallin sur un substrat de GeOI. On observe une modification du champ de renversement principalement pour l'électrode dure.

5.3.2 Magnétorésistance géante et signal en configuration non locale

La même méthode est appliquée pour les mesures sur le substrat de germanium dopé n : on recherche dans un premier temps à détecter la magnétorésistance géante dans le germanium.

Afin de mener une étude plus quantitative nous avons utilisé un courant continu pour la mesure du signal de spin. Et pour obtenir un bon rapport signal/bruit, nous avons accumulés des points à champ magnétique fixe. On a pu détecter un signal d'environ $2,5 \text{ m}\Omega$ à basse température (2 K), avec un courant d'injection de -2 mA en continu dans une structure avec un gap de $0,5 \text{ }\mu\text{m}$ comme on peut le voir en figure 5.13. Sachant que la résistance dans l'état parallèle est de $8,80 \text{ }\Omega$, on obtient une magnétorésistance plutôt faible de $0,023 \text{ \%}$. Cette valeur est éloignée de la valeur théorique de magnétorésistance

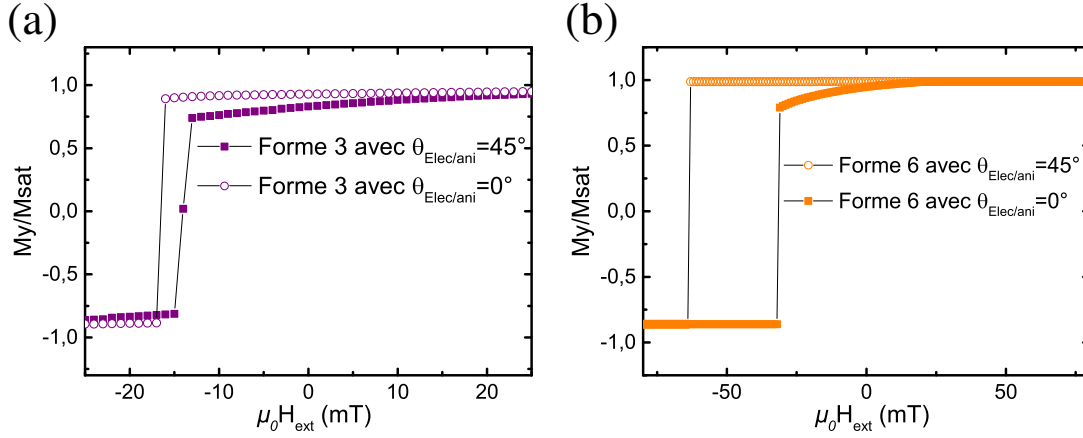


Figure 5.12 – (a) Dépendance du champ de renversement de l'électrode douce suivant que l'électrode se trouve le long de l'axe d'anisotropie magnéto-cristalline ($\Theta=0$) ou bien à 45° de ce dernier ($\Theta=45^\circ$) (b) Même dépendance pour l'électrode dure.

prédite par le modèle de Fert et Jaffrès (voir figure 5.10(b)). Cependant, pour tracer la courbe théorique de la figure 5.10(b), nous avons fait plusieurs hypothèses : modèle 1D et diffusif du transport de spin, une polarisation en spin du courant tunnel de 0,56 et une longueur de diffusion de spin de $1 \mu\text{m}$. Cependant, la nature du signal de GMR est confirmée par le cycle mineur en gris sur la figure 5.13. Cette fois-ci, la résistance des contacts ohmiques est suffisamment faible (environ 100Ω entre deux contacts ohmiques) pour pouvoir mesurer en configuration non locale. Pour la même structure, à 10 K, nous avons mesuré un signal non local sur une large gamme de courant : $\pm 20\text{mA}$. La figure 5.14 (a) montre la variation du signal non local de spin suivant le courant injecté dans la structure. On rappelle la dépendance linéaire du signal de spin en fonction du courant :

$$\Delta V_{NL} = \pm \frac{1}{2} I P_I P_D \frac{\ell_{sf}}{\sigma_{sc} S} R_s^{SC} \exp\left(-\frac{x}{\ell_{SF}}\right) \quad (5.5)$$

avec S la section du film de germanium. Dans notre cas, on remarque une dépendance linéaire (Fig. 5.14 (a)) jusqu'à ce que le signal semble saturer. Ce comportement a déjà été observé dans une étude précédente et a été justifié par une dépendance à fort courant de la polarisation en spin de l'effet tunnel [131]. Néanmoins la variation de résistance en fonction du courant varie peu comme le montre la figure 5.14(b), ce comportement est clairement différent des mesures sur les dispositifs à 3 terminaux qui montraient des variations importantes de signaux.

La figure 5.15 montre en particulier les signaux non locaux qui sont renversés entre l'injection ($+20\text{mA}$) et l'extraction (-20mA). Pour plus de clarté, la figure 5.15 est présentée avec en ordonnées la variation de la tension en fonction de l'état magnétique. Une variation de résistance de l'ordre de $2 \text{ m}\Omega$ est détecté pour un courant d'injection de ± 20

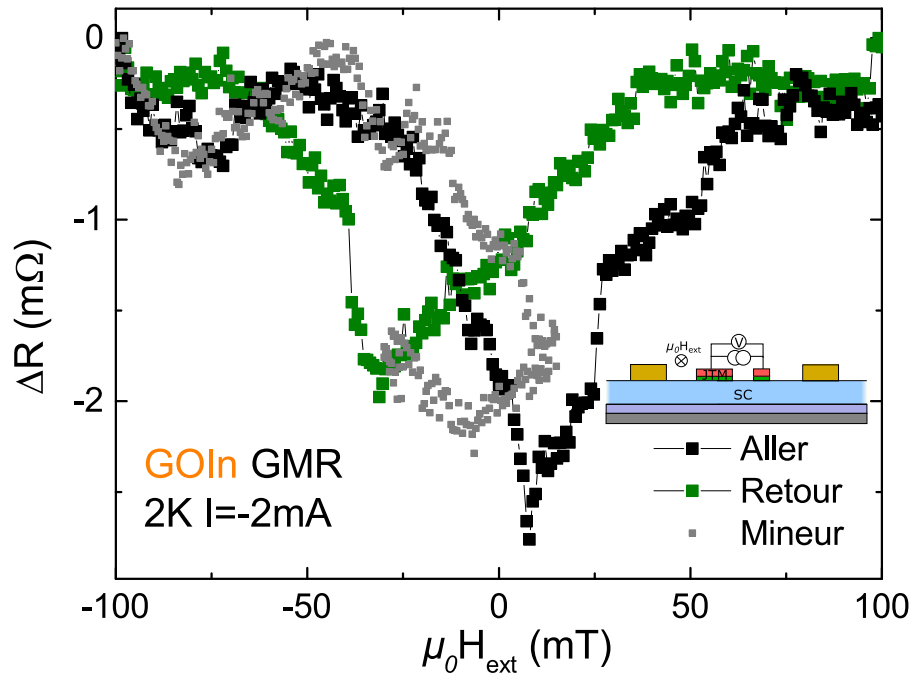


Figure 5.13 – Mesure de magnétorésistance géante à 2 K dans le germanium dopé n avec un courant d’injection de -2 mA, avec l’aller (de champs magnétiques négatifs vers positifs) en noir et le retour en vert. Un cycle mineur a été rajouté en gris.

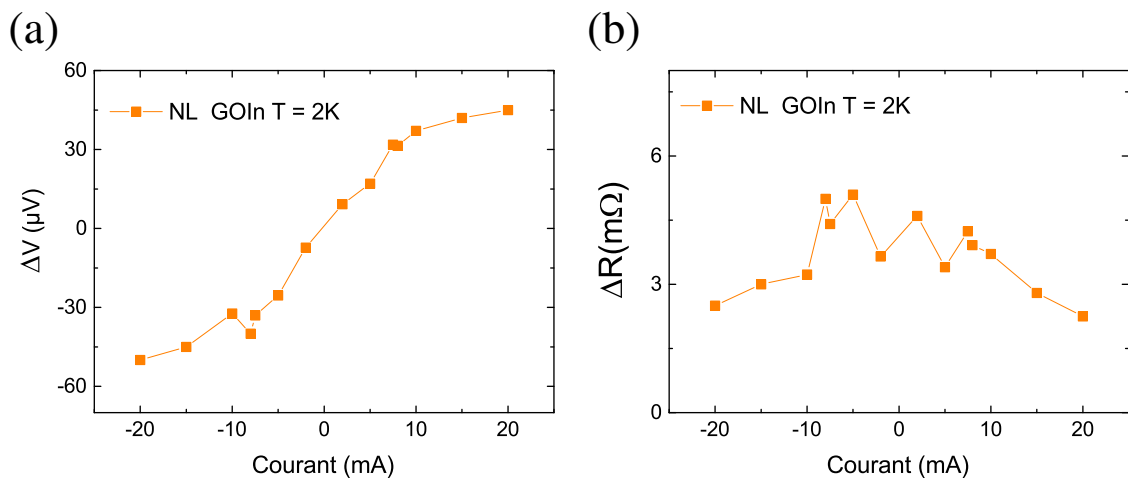


Figure 5.14 – (a) Dépendance en courant du signal de spin non local à 2 K et pour un gap de 0,5 μm . (b) Magnétorésistance en fonction du courant appliqué.

mA. On observe des amplitudes de signaux pour la magnétorésistance géante et le non

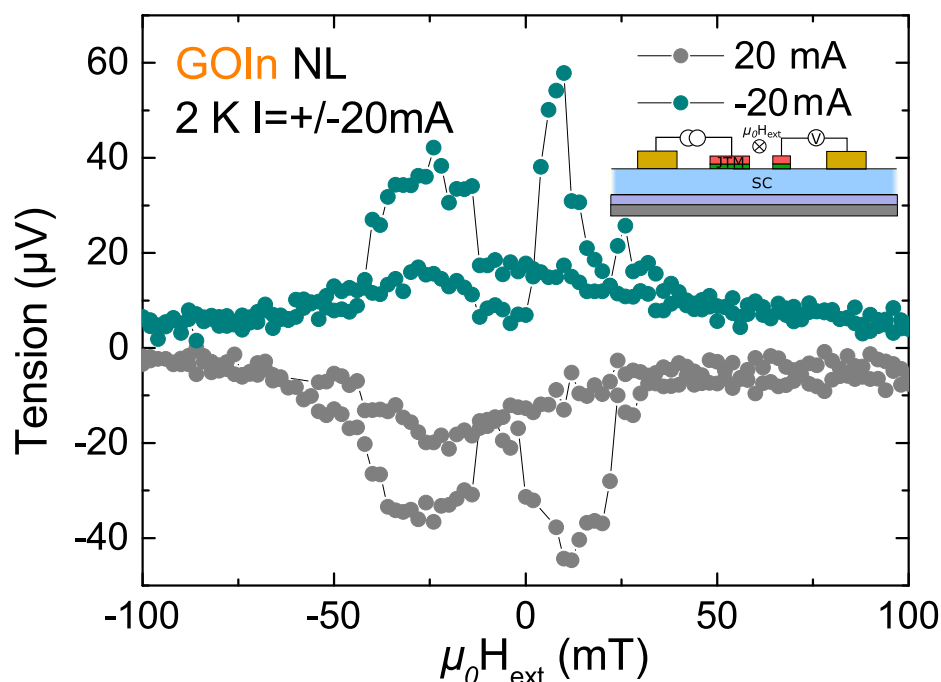


Figure 5.15 – Mesures non locales à 2 K dans le germanium dopé n avec un courant d’injection de +20 mA en gris et -20 mA en bleu.

locale comparables. Ce qui est contradictoire avec la théorie du modèle standard de drift-diffusion. Pour autant des écarts importants ont déjà été notifiés dans les semi-conducteurs en particulier à cause de la composante non négligeable de drift [132]. Des mesures complémentaires sont nécessaires pour comprendre les raisons de cet écart dans notre cas. Ces premiers résultats sont mesurés à basse températures. Pour la suite de cette étude, nous nous sommes intéressés aux signaux à température ambiante.

5.3.3 Signal de spin à température ambiante

D’après les mesures sur les dispositifs à 3 terminaux [41] et vu l’amplitude des signaux attendus théoriquement pour la GMR, on s’attend à mesurer un signal de spin à température ambiante en raison du couplage entre les états d’interface et la bande de conduction du semi-conducteur à température ambiante. Cependant, aucun signal de spin n’a encore été mesuré dans le germanium à température ambiante avec des vannes de spin latérales.

Dans notre cas, un signal important de magnétorésistance géante de 15 mΩ est mesuré à température ambiante comme on peut le voir sur la figure 5.16 (a). Un courant de -2 mA a été appliqué sur une structure avec un gap de 200 nm. De plus, comme à basses températures, les contacts ohmiques étaient peu résistifs et nous avons mesuré également un signal clair en configuration non locale sur la même structure (voir fig 5.16 (b)).

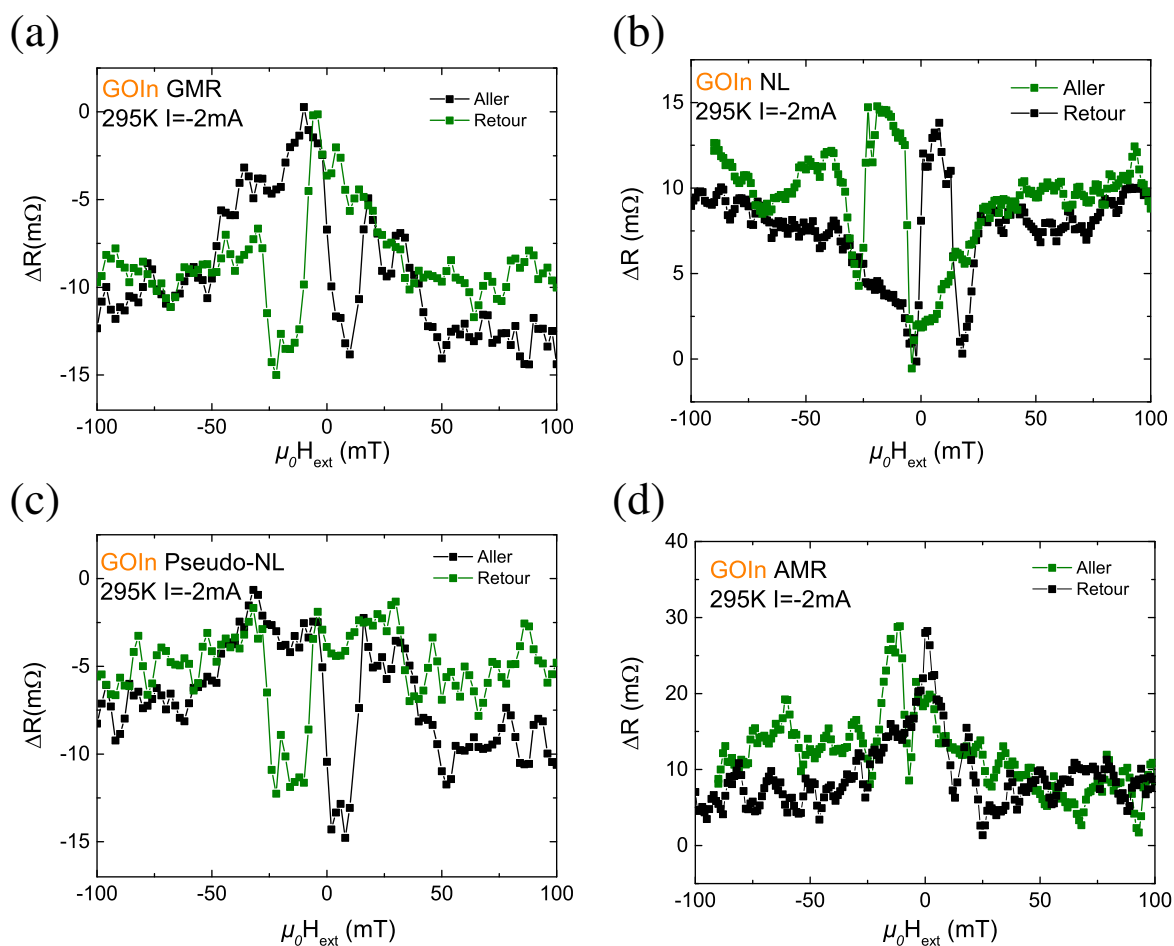


Figure 5.16 – Mesures à température ambiante de l’injection électrique de spin dans le germanium pour un échantillon avec une distance entre les électrodes de 200 nm. (a) Signal de magnétorésistance géante. (b) Détection d’un pur courant de spin en configuration non locale. (c) Signaux obtenus en configuration pseudo-NL. (d) Renversement de l’électrode douce observé par le signal d’AMR..

Comme détaillé dans le chapitre 2.2.1.4, le signal pseudo NL (fig 5.16 (c)) qui permet de s'affranchir d'une résistance de contact est mesuré en même temps que la GMR. Tout comme le signal d'AMR, sur l'électrode douce, qui est mesuré en même temps que le signal NL (fig 5.16(d)) ce qui permet de démontrer clairement le premier renversement de l'électrode douce. Toutes ces mesures démontrent clairement un signal de spin à température ambiante dans le germanium.

Et comme à basse température, nous avons aussi étudié la dépendance en courant des signaux GMR et NL sur la même structure. On remarque la dépendance linéaire de ces 2 signaux en fonction du courant appliqué (fig. 5.17 (a)). En conséquence, le signal de spin ΔR exprimé en Ω varie peu comme on peut le voir sur la figure 5.17(b). Avec toutes

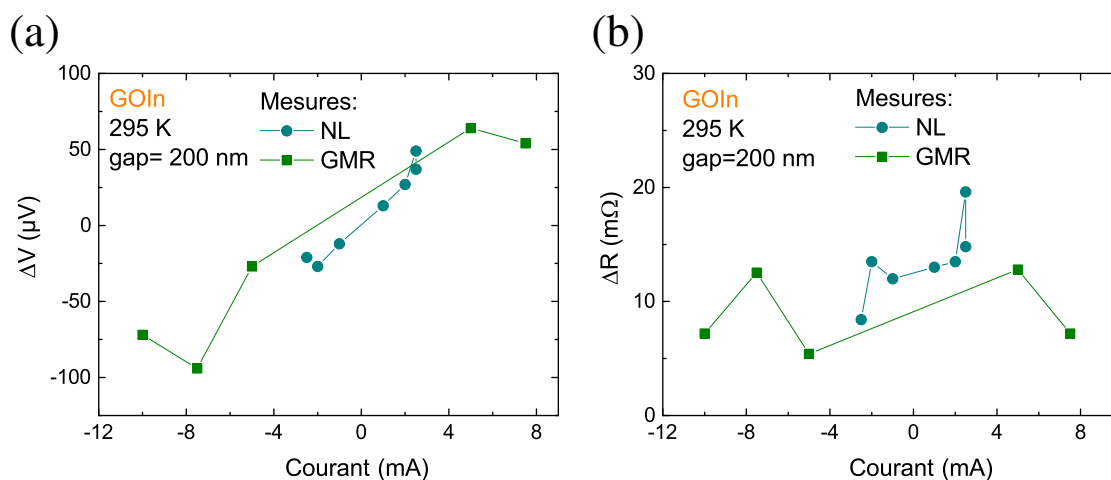


Figure 5.17 – (a) Variation de la tension mesurée en configuration GMR (en vert) et non locale (en bleu). (b) Dépendance de la magnétorésistance correspondante en fonction du courant appliqué.

ces mesures, on remarque un signal de spin plus fort à température ambiante qu'à basse température alors que le temps de vie de spin est réduit à cause des diffusions et du mécanisme Elliot-Yaffet lorsque la température augmente. Pour répondre à cette question, nous avons cherché à extraire la dynamique de spin simplement dans les deux cas pour cela nous avons étudié l'effet Hanle en configuration non locale.

5.4 Effet Hanle en configuration non locale avec un champ magnétique appliqué hors du plan

En configuration non locale, les paramètres importants de la dynamique de spin peuvent facilement être extraits en utilisant la mesure de l'effet Hanle. Présenté dans la section 2.2.1.2, l'effet Hanle permet d'extraire la longueur de diffusion de spin et la polarisation en spin du courant.

Nous avons mesuré l'effet Hanle à basse température (10 K) et à température ambiante

Tableau 5.3 – Paramètres issus des ajustements de l'effet Hanle en configuration non locale à 10 K et 295 K.

Température	ℓ_{sf}	P	D (fixé)	τ_{sf} (calculé)
T= 10K	1 μm	0,09	32,1 cm^2s^{-1}	0,37 ns
Tamb	0,65 μm	0,52	23,5 cm^2s^{-1}	0,18 ns

(300 K) afin d'en extraire ces paramètres. Sur la figure 5.18, les courbes expérimentales sont les symboles pleins en bleu pour la basse température et en rouge pour la température ambiante. Tout d'abord, on observe une véritable différence de signal entre les deux températures et de manière surprenante on observe plus de signal à température ambiante. Alors que le temps de vie de spin est attendu pour être plus faible à température ambiante à cause des processus de dépolarisation, ce qui doit diminuer le signal de spin. Mais ces résultats sont cohérents avec ce que l'on a pu observer dans la section précédentes.

Pour ajuster les courbes expérimentales nous avons utilisé une expression analytique développée dans la référence [133] et exprimée à partir des équations de Bloch. Le signal d'effet Hanle est décrit par la fonction [134] :

$$\frac{\delta V(B_{\perp})}{I} = \pm \frac{4R_{sc}^{\omega} \left[\frac{P_I}{1-P_I^2} \left(\frac{R_I}{R_{sc}^{\omega}} \right) + \frac{P_F}{1-P_F^2} \left(\frac{R_F}{R_N^{\omega}} \right) \right]^2 \left(\frac{Re(\lambda_{\omega} \exp(-L/\lambda_{\omega}))}{Re(\lambda_{\omega})} \right)}{1 + \frac{2}{1-P_I^2} \left(\frac{R_I}{R_{sc}^{\omega}} \right) + \frac{2}{1-P_F^2} \left(\frac{R_F}{R_N^{\omega}} \right) - \left(\frac{Re(\lambda_{\omega} \exp(-L/\lambda_{\omega}))}{Re(\lambda_{\omega})} \right)^2} \quad (5.6)$$

avec :

$$\lambda_{\omega} = \frac{\ell_{sf,sc}}{\sqrt{1 + i\omega_L \tau_{sf}}}; R_F = \frac{\rho_F \ell_{sf,F}}{A_F}; R_{sc}^{\omega} = R_{sc} Re \left(\frac{\lambda_{\omega}}{\lambda_N} \right) \frac{\rho_F \ell_{sf,sc}}{S}; R_{sc} = \frac{\rho_F \ell_{sf,sc}}{S} \quad (5.7)$$

avec S la section du film de germanium et A_F l'aire de contact des électrodes ferromagnétiques avec le semi-conducteur. R_I correspond à la résistance d'interface (*i.e* la résistance de l'électrode ferromagnétique mesurée en 3 points). P_I et P_F correspondent aux polarisation en spin du courant tunnel pour l'électrode d'injection et de détection. On utilise aussi la relation entre le temps de vie de spin et la longueur de diffusion de spin en connaissant le coefficient de diffusion dans le Ge-n : $\ell_{sf} = \sqrt{D \times \tau_{sf}}$. Les ajustements sont tracés en traits pleins noirs sur la figure 5.18 et les variables sont résumées dans le tableau 5.3 pour les deux températures.

La longueur de diffusion de spin extraite à partir de l'effet Hanle à 10 K est de 1,01 μm et, grâce à la valeur du coefficient de diffusion déterminé au préalable avec les caractérisations électriques du substrats, on calcule un temps de vie de spin de 0,36 ns. Si l'on compare ces valeurs avec la littérature, on remarque que les mesures de Zhou *et al.* à basse température donne des temps de vie de spin comparables puisque des temps de vie de spin de 1 ns à 700 ps sont déterminés pour deux échantillons où le transport de spin

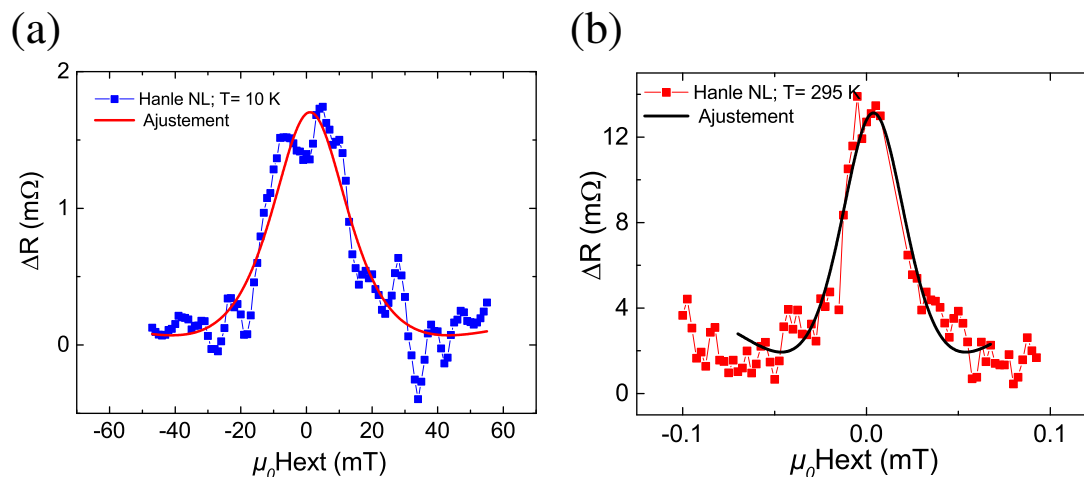


Figure 5.18 – (a) Mesure de l'effet Hanle en configuration non locale à 10K (symboles bleus) avec ajustement à partir de l'équation 5.6 en noir. (b) Mesure de l'effet Hanle en configuration non locale à température ambiante (symboles rouges) avec ajustement à partir de l'équation 5.6 en noir.

prend place dans un substrat moins dopé (10^{16} cm^{-3}) que nos substrats (i.e temps de vie de spin plus long).

De la même manière à température ambiante, on obtient une longueur de diffusion de spin de 650 nm ce qui correspond à un temps de vie de spin de 180 ps. En comparaison la longueur de diffusion extraite avec les vanes de spin latérales est proche de celle que l'on a pu déduire des dispositifs à 3 terminaux en tenant compte des états d'interface. C'est aussi proche de la valeur expérimentale obtenue par Dushenko *et al.* en utilisant une méthode de pompage de spin à température ambiante [112].

Depuis les ajustements des effets Hanle on peut extraire aussi la polarisation en spin de l'effet tunnel qui traduit l'efficacité d'injection d'un courant polarisé en spin dans le semi-conducteur. Elle est attendue pour être proche de 0,5 [135] mais cette valeur est valable pour des empilements métalliques type : Fe/MgO/Fe avec des interfaces propres. Or précédemment nous avons vu avec les dispositifs à 3 terminaux qu'un confinement des états d'interface était possible sous 150 K. Dans notre cas, nous observons une polarisation en spin de 0,09 à 10 K et de 0,52 à 295 K. Il existe une vraie différence de polarisation en spin entre les deux températures de près de 360% qui peut expliquer la différence de signal aussi importante entre les deux effets Hanle. On peut expliquer cet écart entre les polarisations en prenant en compte les états d'interface qui confinent à basse température une partie du courant polarisé en spin et donc tendent à diminuer la polarisation en spin du courant tunnel injecté dans le canal semi-conducteur. A l'inverse, à température ambiante l'activation thermique permet un déconfinement partiel des spins dans les états d'interface ce qui rétablit en partie la polarisation de spin.

Ces mesures d'effet Hanle sont particulièrement sensibles mais utiles pour déterminer les paramètres de la dynamique de spin dans les semi-conducteurs. La suite de nos mesures nous donne la possibilité de proposer une méthode facile et efficace pour mesurer rapidement l'effet Hanle tout en détectant un signal de magnétorésistance géante ou non-local.

5.4.1 Effet Hanle avec champ magnétique appliqué dans le plan

Comme il a été expliqué précédemment certains des dispositifs mesurés présentaient des électrodes à 45° par rapport aux axes principaux cristallographiques du substrat. Lorsque nous avons mené une campagne de mesure GMR et non locale sur ces dispositifs nous avons pu distinguer un effet Hanle clair qui se distinguait dans la ligne de base des signaux. En effet, dans ce cas une composante du champ magnétique appliqué est transverse aux spins injectés, ce qui provoque leur précession. C'est ce que l'on a pu observer lors des mesures d'injection non locales ou de GMR avec une ligne de base caractéristique d'un effet Hanle comme on peut le voir sur la figure 5.19 en (a) pour une mesure de GMR et en (b) pour une mesure de PNL. Lors du passage en état anti-parallèle, l'effet Hanle est renversé et le signal de GMR ou de pseudo non locale suit cette nouvelle ligne de base. Les mesures présentées ici proviennent de dispositifs d'un gap de $2 \mu\text{m}$ avec un courant injecté de 10 mA. Cette solution de mesure permet de mesurer facilement

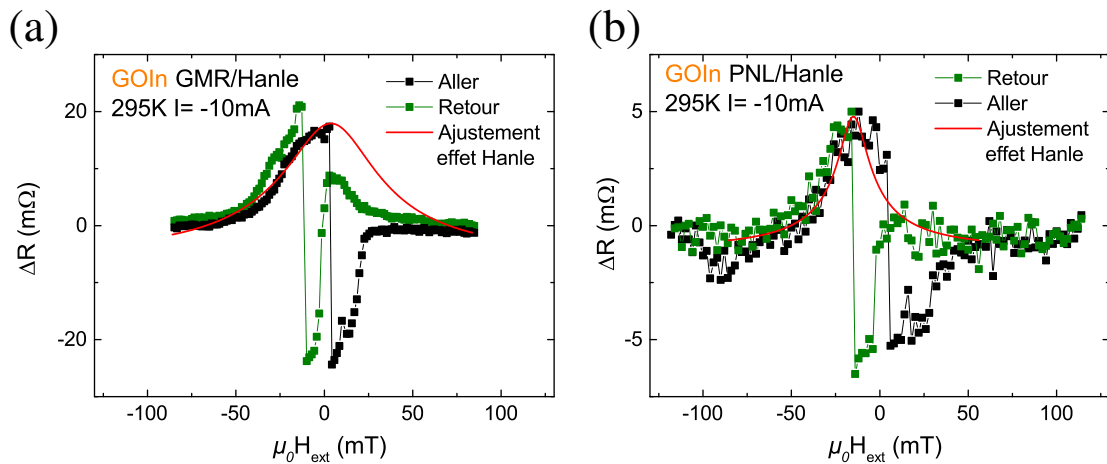


Figure 5.19 – (a) Signal de magnétorésistance géante pour des électrodes espacées de $2\mu\text{m}$ et à 45° par rapport aux champ magnétique appliqué.(b) Signal de pseudo non locale dans une configuration similaire.

et rapidement des signaux de GMR ou bien non locaux tout en détectant l'effet Hanle. Depuis ces courbes, on peut extraire tous les paramètres de la dynamique de spin dans ces substrats. L'ajustement de cet effet Hanle est différent de la configuration non locale précédente car, dans le cas présent, le courant de charge n'est pas découplé du courant de spin. Il est nécessaire de prendre en compte la composante de drift pour le transport du courant polarisé en spin. Pour cela, nous avons utilisé le modèle développé dans la

référence [136]. Cette nouvelle expression analytique de l'effet Hanle introduit la composante de drift qui permet d'ajuster le signal en configuration GMR et pseudo NL, elle est donnée par :

$$\Delta R = \frac{P^2 \sqrt{DT}}{2\sigma S} \exp\left(-\frac{L}{\ell_{sf}} + \frac{L}{2\ell_{sf}^2} v \tau_{sf}\right) (1 + \omega^2 T^2)^{-\frac{1}{4}} \exp\left[\frac{-L}{\ell_{sf}} \left(\sqrt{\frac{\sqrt{1+\omega^2 T^2}-1}{2}} - 1\right)\right] \cos\left[\frac{\sqrt{\tan^{-1}(\omega T)^2}}{2} + \frac{L}{\ell_{sf}} \sqrt{\frac{\sqrt{1+\omega^2 T^2}-1}{2}}\right] \quad (5.8)$$

avec $T^{-1} = \frac{v^2}{4D} + \frac{1}{\tau_{sf}}$ et v qui la vitesse de spin drift. Les paramètres extraits du fit sont très proches de ceux obtenus à partir de l'effet Hanle hors du plan avec une vitesse de spin drift de l'ordre de 3 070 m.s⁻¹ pour les mesures de GMR et 2 800 m.s⁻¹ pour les mesures de pseudo NL, en accord avec de précédentes études sur silicium [114, 136].

5.5 Conclusion et perspectives

Les vanes de spin latérales permettent de démontrer, sans aucun doute, le transport d'un pur courant de spin. Par le découplage entre l'injection de spin et la détection électrique du signal de spin, on s'affranchit des effets parasites de magnétorésistance. Par contre les difficultés technologiques de structuration mais aussi de mesures font que ces dispositifs sont difficilement maîtrisables et peu de travaux ont été publiés sur les vanes de spin latérales dans le silicium ou le germanium. Nous avons tout de même réussi à prouver l'injection électrique d'un pur courant de spin dans le silicium mais aussi dans le germanium.

Pour cela, nous avons dû développer la croissance épitaxiale de jonctions tunnel ferromagnétiques sur des substrats de silicium et de germanium. Cela nous a permis de réduire considérablement les résistances de jonction. Il semble vraisemblable que la préparation de surface du substrat permet de diminuer la densité d'états d'interface comme nous l'avons déjà observé dans la partie concernant les dispositifs à 3 terminaux. Les conditions d'injection et de détection, établies par les équations théoriques de la GMR, sont remplies dans le cas de jonctions tunnel déposées par EJM.

Ensuite, nous avons développé des procédés technologiques de nano-structuration pour mettre au point les vanes de spin latérales. En particulier, il nous a fallu définir par des simulations micromagnétiques des électrodes ferromagnétiques nanométriques pour stabiliser un état anti-parallèle d'aimantation sur une large gamme de champs magnétiques. De cette façon, nous avons pu détecter un signal de spin de magnétorésistance géante dans le silicium dopé n à basses températures. Des soucis avec les contacts ohmiques sur silicium ne nous ont pas permis de mesurer un signal en configuration non locale. Malgré tout, une dépendance en gap du signal de GMR nous a permis d'extraire une longueur de diffusion de spin de l'ordre de 1,6 μm dans le silicium dopé n. Cette valeur est en par-

fait accord avec la littérature mais démontre clairement que les dispositifs à 3 terminaux donnent des temps de vie de spin définitivement plus faibles en particulier à cause des champs fluctuants aux interfaces.

La méthode développée pour les vannes de spin latérales est versatile puisque nous avons pu l'appliquer aussi au cas du germanium. En effet, nous avons détecté des signaux de spin aussi bien en GMR qu'en géométrie non locale à basse température. En outre, nous avons observé pour la première fois la présence d'un signal de spin à température ambiante. En effet, dans les études précédentes, les signaux disparaissaient à 150 K. De plus, la résistance de spin mesurée dépend peu du courant appliqué, en bon accord avec la théorie.

Afin d'extraire les paramètres importants de la dynamique de spin dans le germanium nous avons eu cette fois recours à l'effet Hanle en configuration non locale. A basse température et à température ambiante la longueur de diffusion de spin et la polarisation en spin du courant tunnel à l'interface ont pu être extraits de l'effet Hanle en configuration non locale. Cela correspond à 10 K à une longueur de diffusion de spin de $1 \mu\text{m}$ et à 295 K de $0,650 \mu\text{m}$ en accord avec les longueurs de diffusion de spin répertoriées dans la littérature.

Nous avons aussi observé une différence importante entre les signaux à basse température et à température ambiante avec de manière contre-intuitive plus de signal dans le dernier cas. On peut l'expliquer par la présence d'états d'interface. En effet, la polarisation en spin du courant tunnel extraite de l'effet Hanle est fortement réduite à basse température à cause du confinement des spin dans les états d'interface. A température ambiante, l'activation thermique est suffisante pour permettre de déconfiner une partie du courant polarisé en spin.

Enfin, nous avons aussi eu la possibilité d'observer de l'effet Hanle induit par une rotation de 45° des électrodes FM par rapport au champ magnétique appliqué. Cela permet en particulier d'extraire rapidement et simultanément la courbe de l'effet Hanle et du signal en GMR ou non local.

Ces signaux encourageants et même novateurs nous offrent des possibilités stimulantes pour la suite de l'étude. En effet, pour le moment, nous n'avons pas encore eu le temps d'optimiser les signaux de spin en faisant varier le RA de la jonction tunnel ferromagnétique en faisant croître différentes épaisseurs d'oxyde. De plus, l'amélioration des contacts ohmiques sur silicium nous permettra d'étudier complètement la dynamique de spin et de la comparer avec les dispositifs à 3 terminaux. Enfin concernant le germanium, l'accumulation de données nous permettra de confirmer la transition d'injection via les états d'interface à basse température vers une injection directe à température ambiante. Ce résultat est important car il est en lien direct avec les mesures obtenues par les dispositifs à 3 terminaux.

Notre méthode versatile déjà appliquée à deux substrats différents nous offre aussi la pos-

V. D'une mesure locale de l'accumulation à la détection non locale du courant de spin

sibilité d'accéder à la manipulation de spin. En effet, il nous reste à tester la dépendance du signal de spin avec l'application de la grille en face arrière avec déjà des possibilités d'optimisation envisageables comme l'utilisation d'une grille plus proche en face avant. Finalement l'application d'un champ électrique pour manipuler les spins dépend principalement de la force du couplage spin-orbite qui est le sujet d'étude du prochain chapitre.

6 Étude de l'accumulation de spin induite par effet Hall de spin dans les matériaux semi-conducteurs par spectroscopie de muons

L'accumulation de spin dans les semi-conducteurs a été imagée par microscopie Kerr dans le GaAs par Crooker *et al.* en 2005 [137]. Depuis, les détections électriques locales ou non-locales de l'accumulation de spin sont devenues plus courantes mais il est souvent difficile de décorrélérer les résultats des artefacts. La spectroscopie de muons est une méthode d'analyse sensible, locale du champ magnétique dans la matière. Elle a donc cette capacité d'observation directe de l'accumulation de spins.

Afin d'éviter de perturber la mesure de champ magnétique local, il a été décidé de ne pas utiliser de matériau ferromagnétique pour induire l'accumulation de spin mais plutôt l'effet Hall de spin comme démontré par Awschalom *et al.* dans l'arséniure de gallium en utilisant une détection optique par effet Kerr polaire [31]. L'effet Hall de spin permet de produire un courant de spin à partir d'un courant de charge et inversement en utilisant uniquement le couplage spin-orbite (présenté dans la section 2.4.1). En résumé, notre expérience a pour objectif de mesurer directement l'accumulation de spin créée par effet Hall de spin dans les matériaux semi-conducteurs grâce à une particule élémentaire : le muon.

Au cours de mes trois années de thèse, j'ai eu l'opportunité d'utiliser la technique de spectroscopie des muons dans l'arséniure de gallium ainsi que dans le germanium. L'accumulation de spin ayant été déjà démontrée dans le premier, il semblait tout aussi intéressant d'observer la présence d'effet Hall de spin dans le germanium qui présente des caractéristiques très proches. Ces expériences se sont déroulées sur un grand instrument à l'institut Paul Scherrer de Villigen en Suisse sur la ligne Low Energy Muon (LEM).

Sommaire

6.1	Effet Hall de spin dans le germanium : étude par pompage de spin	135
6.1.1	Mise en équation du système FMR/ISHE	136
6.1.2	Résultats de FMR/ISHE dans le germanium dopé p	137
6.1.3	Résultats de FMR/ISHE dans le germanium dopé n	138
6.1.4	L'influence de la nature des dopants sur la conversion de courant de spin/courant de charge	140
6.2	La spectroscopie de muons : une sonde magnétique locale pour la spintronique	140
6.2.1	Le muon	141
6.2.2	Production d'un faisceau de muons entièrement polarisés en spin	143
6.2.3	La ligne de muons lents (LEM) à l'institut Paul Scherrer	144
6.2.4	Principe de la mesure en champ transverse	145
6.3	Les expériences de spectroscopie de muons	146
6.3.1	Deux candidats à l'injection de spin : le germanium et l'arséniure de gallium	146
6.3.2	Configuration expérimentale	148
6.3.3	Traitement des signaux obtenus	150
6.4	Accumulation et effet Hall de spin dans le germanium étudiés par la spectroscopie de muon	153
6.4.1	Évolution du champ local moyen en fonction du courant	153
6.4.2	Échantillons de référence et champ d'Oersted	157
6.4.3	Analyse et synthèse des résultats pour le germanium	160
6.5	Évidence de l'effet Hall de spin dans l'arséniure de gallium par polarisation des noyaux	162
6.5.1	Dépendance du champ local en fonction du courant appliqué	162
6.5.2	Dépendance de l'amortissement des oscillations du muon en fonction du courant appliqué	163
6.6	Conclusions et perspectives	164

6.1 Effet Hall de spin dans le germanium : étude par pompage de spin

Des études préliminaires d'effet Hall de spin ont été menées au laboratoire avant la spectroscopie de muons. L'objectif était en particulier d'évaluer l'interconversion de spin suivant le dopage du substrat (n ou p). Elle permet aussi de compléter les résultats d'injection électrique dans le germanium présentés dans le chapitre IV.

L'effet Hall de spin provient de diffusions dépendant du spin et la sensibilité de la diffusion à l'orientation du spin trouve son origine dans l'interaction spin-orbite (présentée dans la section 2.4.1). Or, le germanium est un atome plus lourd que le silicium, on s'attend donc à trouver un couplage spin-orbite plus fort ; d'autant plus pour le germanium dopé p car le couplage spin-orbite est plus fort dans les bandes de valence [89].

Une comparaison a été menée entre un dopage p (bore) et n (phosphore) sur des échantillons de germanium sur isolant (GeOI). Pour cela, nous nous sommes appuyés sur une étude précédente conduite au sein du laboratoire par Abhinav Jain et Juan-Carlos Rojas-Sanchez sur le Ge-n [33]. Pour le Ge-p, les mesures ont été effectuées de manière simultanée avec les études d'injection électrique de spin [80]. Le dopage de type n a été réalisé par implantation de phosphore (Ge-n ; 10^{-18} cm^{-3}) et de bore pour le type p (Ge-p ; $9.10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Il faut noter que les substrats de Ge-n utilisés pour le pompage de spin possèdent un profil de dopage sur deux épaisseurs. Un premier dopage en surface sur 10 nm d'environ 10^{19} cm^{-3} et le reste du substrat sur 30 nm, avec un dopage de 10^{18} cm^{-3} , l'épaisseur totale du film étant de 40 nm.

Expérimentalement, les électrodes FM utilisées sont des empilements de $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}$ (5 nm)/ MgO (3.3 nm) déposés par PVD et protégés avec 5 nm de Ta (voir section 3.2.1.2). On retrouve la configuration expérimentale après lithographie optique en figure 6.1(a) où deux contacts ohmiques ont été déposés de part et d'autre de l'électrode FM.

Le pompage de spin est une technique pour induire une accumulation de spin dans un matériau non magnétique en contact avec une couche ferromagnétique en résonance (voir section 3.5.1). L'accumulation de spin va engendrer un courant de spin dans le matériau non magnétique et par effet Hall de spin inverse (ISHE) ce courant de spin crée un champ électrique. On définit alors la tension liée à la conversion du courant de spin en courant de charge et détectée aux bords de l'échantillon (contacts ohmiques sur la figure 6.1 (a)) comme (V_{ISHE}).

Les échantillons sont introduits dans une cavité radio-fréquence qui abrite une onde radio-fréquence d'environ 9 GHz. C'est le champ magnétique appliqué suivant l'angle θ_H par rapport à la normale à l'échantillon que l'on fait varier jusqu'à atteindre la résonance ferromagnétique. On s'intéresse alors à la partie imaginaire de la susceptibilité du matériau (χ'') puisqu'elle est associée à l'absorption et aux phénomènes irréversibles

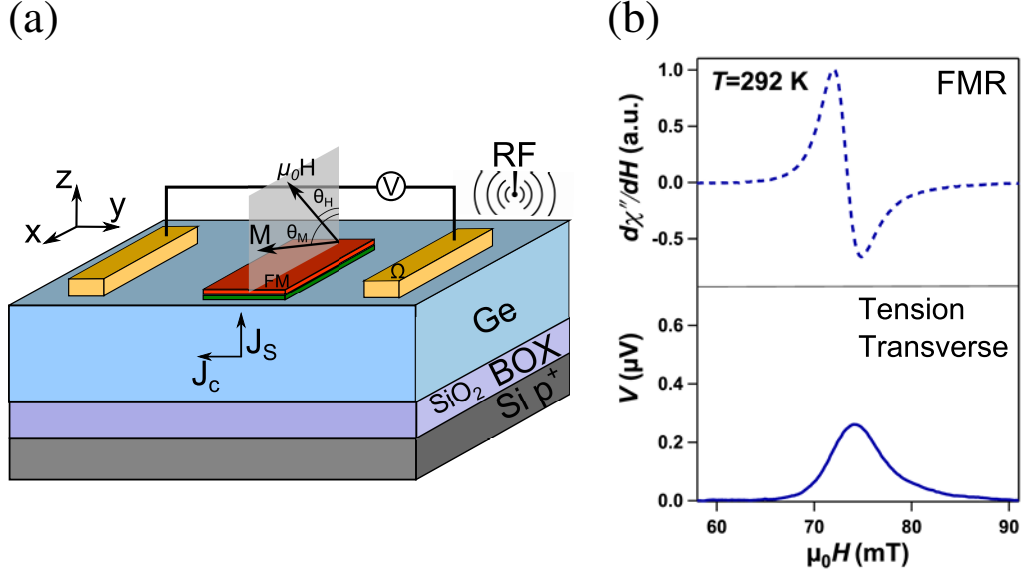


Figure 6.1 – (a) Dispositif à 3 terminaux utilisé pour le spin pumping et la détection par effet Hall de spin inverse du courant de spin injecté. (b) Exemple de spin pumping dans le Ge-p à 295 K un champ magnétique appliqué dans le plan ($\theta_H=90^\circ$). Les spectres montrent la résonance FM de l'électrode (partie haute) qui génère un courant de spin dans les couches voisines et simultanément une tension transverse due à l'effet Hall de spin inverse est mesurée (partie basse).

dans le matériau magnétique qui proviennent d'une dissipation en énergie. De cette manière, la résonance FM se traduit par un pic de la composante imaginaire de la susceptibilité et par un changement de signe de sa dérivée (voir graphique haut 6.1 (b)). Simultanément on mesure la tension de l'effet Hall de spin inverse (V_{ISHE}) (voir graphique bas 6.1 (b)).

6.1.1 Mise en équation du système FMR/ISHE

Avant de s'intéresser aux résultats des expériences il est important de mettre en équation le phénomène. Le champ électrique créé par l'accumulation de spin est exprimé par :

$$\mathbf{E}_{ISHE} \propto \mathbf{J}_s \times \boldsymbol{\sigma}_s \quad (6.1)$$

avec J_s la densité de courant de spin, ici le long de la direction z et $\boldsymbol{\sigma}_s$ le vecteur de polarisation des spins (le long de l'aimantation moyenne de la couche ferromagnétique). Or le courant de spin J_s à l'interface avec le semi-conducteur est donné par [33, 138] :

$$J_s = \frac{g_{\uparrow\downarrow} \gamma^2 \hbar^2}{8\pi\alpha^2} \left(\frac{4\pi M_{\text{eff}} \gamma + \sqrt{(4\pi M_{\text{eff}} \gamma)^2 + 4\omega^2}}{(4\pi M_{\text{eff}} \gamma)^2 + 4\omega^2} \right) \quad (6.2)$$

avec $g_{\uparrow\downarrow}$ qui est la conductance avec mélange de spin¹. Elle traduit la dépendance en spin de la conductance, en particulier de l'effet tunnel ($g_t^{\uparrow\downarrow}$) dans nos systèmes avec une barrière. Elle est obtenue à partir de la différence d'amortissement de la résonance FM (α) par rapport à un échantillon de référence ($Ta/CoFeB/MgO/SiO_2$) par : $g_{\uparrow\downarrow} = \frac{4\pi M_{\text{eff}} t_F}{g\mu_B} (\alpha - \alpha_{\text{ref}})$. Dans ces équations, M_{eff} est l'aimantation à saturation effective tenant compte d'une éventuelle anisotropie uniaxiale perpendiculaire, elle est définie par : $4\pi M_{\text{eff}} = 4\pi M_s + H_{u\perp}$; $H_{u\perp}$ étant la constante d'anisotropie perpendiculaire. t_F est l'épaisseur du CoFeB (5 nm), g le facteur de Landé et μ_B le magnéton de Bohr. α et α_{ref} correspondent respectivement aux amortissements dans l'échantillon de Ge et dans l'échantillon de référence mesuré par résonance ferromagnétique large bande (2-24 GHz). Enfin γ est le rapport gyromagnétique, h_{rf} la puissance de l'onde RF et ω la pulsation. En utilisant le circuit électrique équivalent développé par Rojas-Sanchez *et al.* [33], la tension d'effet Hall de spin inverse (V_{ISHE}) peut être exprimée par :

$$V_{\text{ISHE}} = \frac{w_F}{t\sigma + t_N\sigma_N} \left(1 + \frac{t\sigma}{t_N\sigma_N} \frac{2\lambda}{w_F} \right) \tanh\left(\frac{w_F}{2\lambda}\right) \times \theta_{\text{SHE}} \ell_{\text{sf}} \tanh\left(\frac{t_N}{2\ell_{\text{sf}}}\right) \left(\frac{2e}{\hbar} J_s\right) \quad (6.3)$$

Avec t_N et σ_N respectivement l'épaisseur et la conductivité du germanium, w_F est la largeur de l'électrode FM. Enfin $t\sigma$ provient de l'empilement de la couche magnétique et de la couche de protection en tantale. Elle est définie par : $t\sigma = t_F\sigma_F + t_{Ta}\sigma_{Ta}$ avec t_F et t_{Ta} les épaisseurs respectives de la couche ferromagnétique et du tantale et de même σ_F et σ_{Ta} leurs conductivités. La longueur de diffusion de spin ℓ_{sf} utilisée est extraite des expériences d'injection électrique de spin. Enfin λ est définie par $(\frac{1}{\lambda})^2 = (\frac{1}{t\sigma} + \frac{1}{t_N\sigma_N}) \frac{1}{RA}$ avec RA la résistance multipliée par l'aire d'injection.

6.1.2 Résultats de FMR/ISHE dans le germanium dopé p

Les signaux de résonance ferromagnétique et d'effet Hall de spin inverse dans les substrats de germanium p sont représentés en figure 6.2 à 20 K (a) et 292 K (b). On remarque que le signal a été détecté sur une large gamme de températures jusqu'à température ambiante. Mais il chute à haute température à cause de la diminution du temps de vie de spin par diffusion sur les phonons et les impuretés ionisées de bore.

La figure 6.2 (c) montre la dépendance linéaire du signal d'effet Hall de spin inverse avec la puissance de l'onde électromagnétique excitatrice en bon accord avec l'injection de spin dans le canal de germanium p. En effet, la tension d'effet Hall de spin inverse est proportionnelle à la puissance de l'onde RF ($\propto h_{\text{rf}}^2$) comme le montre les équations 6.2 et 6.3.

Sur la figure 6.2 (d), la dépendance du signal d'effet Hall de spin avec l'angle d'application du champ magnétique extérieur démontre bien un changement de signe lorsque la

1. Encore nommé spin mixing conductance en anglais

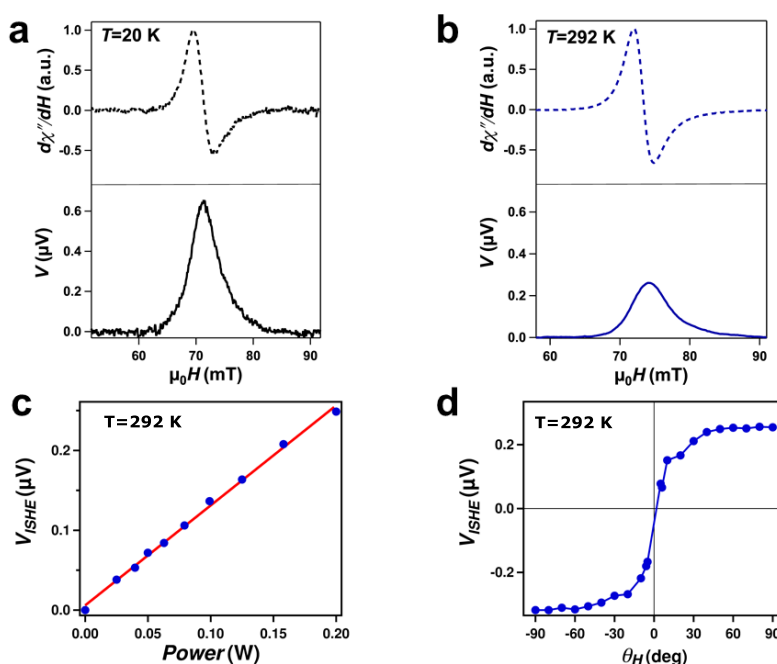


Figure 6.2 – (a) et (b) Spectres de résonance FM (parties hautes) et tension d'effet Hall de spin inverse, respectivement à 20 K et 292K dans le GeOI dopé p pour un champ magnétique statique appliqué dans le plan. (c) Dépendance linéaire de la tension transverse avec la puissance de l'onde RF excitatrice à 292 K avec en rouge l'ajustement linéaire. (d) Dépendance de V_{ISHE} avec l'angle d'application du champ magnétique à 292 K.

direction du champ magnétique appliqué est renversée ($\Theta_H \rightarrow \Theta_H \pm 180^\circ$) ce qui est en accord avec l'évolution attendue qui est donnée dans la référence [33].

6.1.3 Résultats de FMR/ISHE dans le germanium dopé n

Les résultats sur le Ge-n sont résumés en figure 6.3 en particulier les signaux à 10 K (a) et 300 K (b). On remarque qu'à basse température, seul un faible signal asymétrique est mesuré. Ce signal asymétrique est associé à l'effet Hall extraordinaire dans le CoFeB contrairement à l'effet Hall de spin auquel on associe un signal symétrique. Par contre, à température ambiante, on retrouve pour le Ge-n, un signal symétrique clair (Fig 6.3(b)). Et contrairement à ce qui est attendu, le Ge-n présente, en comparaison du Ge-p, un signal de tension plus élevé à température ambiante.

Comme précédemment dans le Ge-p, afin de s'assurer de l'origine des signaux détectés les dépendances en fonction de la puissance 6.3(c) et de l'angle d'application du champ magnétique 6.3(d) sont vérifiées.

Précédemment, l'injection électrique de spin dans le Ge-n indiquait la présence d'états d'interface (4.4.1). Or, l'étude en température, tracée sur la figure 6.4, du signal ISHE de Ge-n complète l'argumentation en particulier concernant l'activation thermique du couplage entre les états d'interface et le canal semi-conducteur. En effet, en dessous de 150 K peu ou pas de signal ISHE est détecté mais au-dessus de cette température un signal

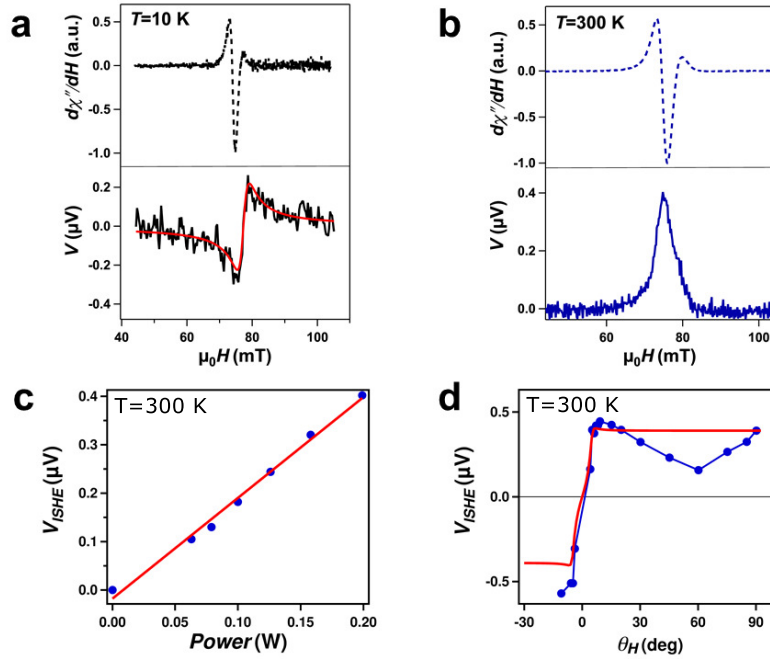


Figure 6.3 – (a) et (b) Spectres de résonance FM (parties hautes) et tension d’effet Hall de spin inverse respectivement à 20 K et 300 K dans le GeOI dopé n. (c) Dépendance linéaire de la tension transverse avec la puissance de l’onde RF excitatrice avec en rouge l’ajustement linéaire. (d) Dépendance de V_{ISHE} avec l’angle d’application du champ magnétique. Ici le trait plein rouge est un guide pour les yeux.

croissant est mesuré jusqu’à température ambiante.

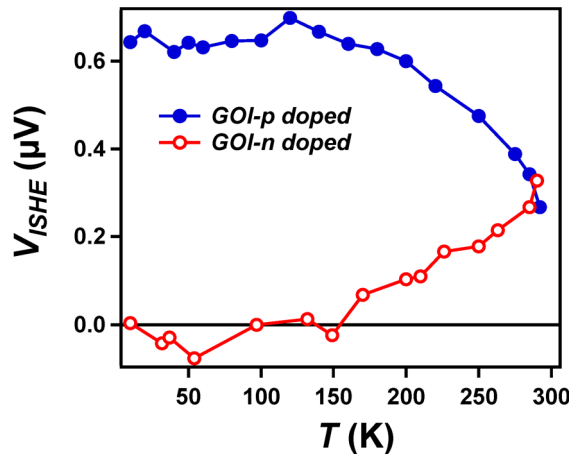


Figure 6.4 – Étude en température des signaux d’effet Hall de spin inverse dans le germanium n et p.

6.1.4 L'influence de la nature des dopants sur la conversion de courant de spin/courant de charge

A partir du signal ISHE, on peut extraire l'angle de Hall de spin qui traduit l'efficacité de la conversion entre le courant de spin et le courant de charge. Dans un cas où $\theta_H = 90^\circ$, c'est-à-dire lorsque le champ magnétique est appliqué dans le plan de l'échantillon, les mesures expérimentales sont ajustées en ne considérant que la partie symétrique du signal. Le tableau 6.1 résume les différentes propriétés extraites des ajustements de mesure.

Tableau 6.1 – Paramètres obtenus par ajustement des signaux d'effet Hall de spin inverse mesurés sur les substrats de germanium dopés n et p.

Films	g	M_{eff} (kA.m ⁻¹)	α	α_{ref}	$g_t^{\uparrow\downarrow}$ (m ⁻²)	h_{rf} (G)
n-Ge	2.07	1040	0.0075	0.0072	1.0×10^{18}	0.77
p-Ge	2.1	1098	0.0074	0.0071	1.1×10^{18}	0.92
Films	j_S^0 (A.m ⁻²)	t_N (nm)	σ_N ($\Omega \cdot \text{cm}$) ⁻¹	RA (k $\Omega \cdot \mu\text{m}^2$)	l_{sf} (nm)	θ_{SHE}
n-Ge	3.34×10^5	40	270	10^4	1300	$1-2 \times 10^{-3}$
p-Ge	4.8×10^5	70	285	6×10^2	26	$6-7 \times 10^{-4}$

Ces résultats peuvent sembler contre-intuitifs puisque l'on remarque que l'angle de Hall de spin extrait pour le Ge-p ($6 - 7 \cdot 10^{-4}$) est plus faible que pour le Ge-n ($1 - 2 \cdot 10^{-3}$). En effet, le couplage spin-orbite est plus fort dans la bande de valence que dans la bande de conduction. Mais, à température ambiante, le mécanisme de diffusion dominant dans ces substrats dégénérés est la diffusion sur les impuretés ionisées. Il est important de rappeler que les effets Hall de spin ont pour origine les diffusions dépendant du spin or, les atomes de phosphore utilisés comme dopants pour le Ge-n sont plus lourds ($Z=15$) que les atomes de bore utilisés pour le Ge-p ($Z=5$). Il y a donc plus d'efficacité de diffusion dépendant du spin dans le cas du phosphore.

En conclusion, la conversion dans le Ge-n est plus forte que dans le cas du Ge-p à cause des impuretés ionisées de phosphore. De plus, la longueur de diffusion de spin dans le germanium est grande ($\approx 1 \mu\text{m}$) [16, 17] ce qui en fait un bon candidat pour la spectroscopie de muons pour détecter l'accumulation de spin générée par effet Hall de spin.

6.2 La spectroscopie de muons : une sonde magnétique locale pour la spintronique

La spectroscopie de muons consiste en l'utilisation du muon polarisé en spin comme sonde microscopique locale du champ magnétique dans la matière [139]. Pour cela, il est

implanté dans la matière et se localise aux sites interstitiels. Cette technique de mesure est efficace car elle permet de sonder des effets faibles de par sa sensibilité. De plus, le spin du muon n'est pas sensible aux effets électriques mais uniquement aux phénomènes magnétiques. Les sources de muons font appel à des techniques de la physique des hautes énergies et requièrent l'utilisation de grands instruments.

6.2.1 Le muon

Le muon est une particule élémentaire découverte en 1936 par Anderson et Neddermeyer qui fait partie de la famille des leptons. Les propriétés du muon sont résumées dans le tableau 6.2. Dans ce manuscrit, on considérera uniquement le muon positif. Il possède un spin de $\frac{1}{2}$ et un moment magnétique suffisamment élevé pour être une particule sensible. En effet si l'on considère la précession de Larmor du spin du muon sous un champ magnétique et que l'on suppose que le dispositif expérimental est sensible à une rotation de 1/10 de radians du spin du muon en $10 \mu s$ (ce qui est généralement le cas) alors $B = \frac{\omega_\mu}{\gamma_\mu} = \frac{0,1}{10 \times 10^{-6}} \times \frac{1}{\gamma_\mu}$. Ce qui nous donne une sensibilité en champ magnétique d'environ $12 \mu T$.

L'un des atouts de la spectroscopie de muons est l'utilisation d'un faisceau de particules entièrement polarisées en spin qui sont implantées dans la matière. Alors les spins des muons sont sensibles à l'environnement magnétique local une fois implanté. L'évolution des spins des muons ($S_\mu(t)$) soumis à un champ magnétique local (B_{loc}) qui donne lieu à un mouvement de précession est donnée par l'équation de Larmor.

$$\frac{d\overrightarrow{S_\mu(t)}}{dt} = \gamma_\mu \overrightarrow{S_\mu(t)} \times \overrightarrow{B_{loc}(t)} \quad (6.4)$$

Une solution simple de l'équation de Larmor pour la projection du spin du muon, soumis à un champ local constant et suivant l'axe de sa polarisation initiale (S_μ^x) est donnée par :

$$S_\mu^x(t) = S_\mu (\cos^2(\theta) + \sin^2(\theta) \cos(\omega_\mu t)) \quad (6.5)$$

avec $S_\mu^x(t=0) = S_\mu$ par définition, θ l'angle entre le spin du muon et le champ local,

Tableau 6.2 – Propriétés du muon. Avec M_p et M_e respectivement les masses des protons et des électrons et μ_p le moment magnétique du proton.

Masse	Spin	Moment magnétique	Rapport gyromagnétique	Temps de vie
$m_\mu = 0,112 M_p$ $\approx 207 M_e$	$\frac{1}{2}$	$\mu_\mu = 3,18 \mu_p$	$\gamma_\mu = 851,6 \text{ Mrad} \cdot s^{-1} \cdot T^{-1}$	$\tau_\mu = 2,197 \mu s$

$\omega_\mu = \gamma_\mu B$ la pulsation de la précession du spin. γ_μ est le rapport gyromagnétique du muon.

C'est en 1956 que R.L. Garwin, L.M. Lederman et M. Weinrich démontrent expérimentalement [140] que la désintégration du muon viole la loi de conservation de la parité puisque sa décroissance est anisotrope [139]. En effet, le positron issu de la désintégration est préférentiellement émis dans la direction du spin du muon. Cela permet alors de connaître l'orientation du spin à un instant t . La figure 6.5(a) montre la probabilité angulaire d'émission de positron qui est une cardioïde avec pour équation : $W(\theta) = 1 + a_0 \cos(\theta)$ avec ici $a_0 = 1$ comme exemple.

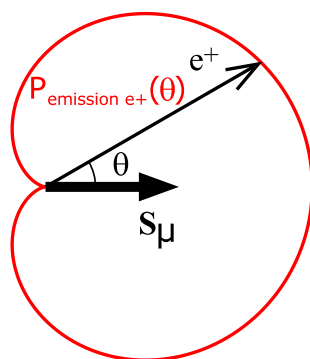


Figure 6.5 – (a) Probabilité anisotrope d'émission du positron lors de la désintégration du muon dans l'espace par rapport à la direction de son spin.

Cette anisotropie de décroissance est utilisée pour connaître la direction du spin du muon au temps t lors de sa décroissance. Or si le muon est soumis à un champ magnétique local cela donnera lieu à un mouvement de précession du spin. Par accumulation des désintégrations on reproduit la précession du muon en fonction du temps ce qui permet d'en déduire le champ magnétique local ressenti.

Cette technique reste trop peu exploitée par rapport aux avantages considérables que l'on peut citer :

- Les muons sont des sondes locales entièrement polarisées en spin. Il faut donc très peu de muons pour être sensible à des effets extrêmement faibles. Cela est valable pour une grande gamme de champs magnétiques appliqués et à toutes les températures. Au cours des expériences, nous avons compté entre 3 et 5 millions de désintégrations de muons.
- Ils sont des sondes extrêmement sensibles. Le moment magnétique du muon montre qu'il est sensible même aux faibles champs locaux.
- Uniquement les champs magnétiques sont sondés. En déterminant la précession du spin du muon, on s'affranchit des effets liés aux champs électriques.

- Les muons sont des sondes locales qui peuvent être implantés à plusieurs profondeurs suivant l'énergie du faisceau.
- Enfin de par sa charge positive, le muon se localise en site interstitiel. C'est là précisément qu'il sonde le champ magnétique.
- C'est une technique non destructive.

6.2.2 Production d'un faisceau de muons entièrement polarisés en spin

Généralement, un faisceau de protons avec une énergie entre 600 et 800 MeV est utilisé pour bombarder une cible de graphite. Du choc entre les protons du faisceau et les protons et neutrons de la cible, il résulte une nouvelle particule : le pion π^+ . Ce pion est particulièrement instable et décroît rapidement (26 ns) en un muon et un neutrino comme le montre la figure 6.6.

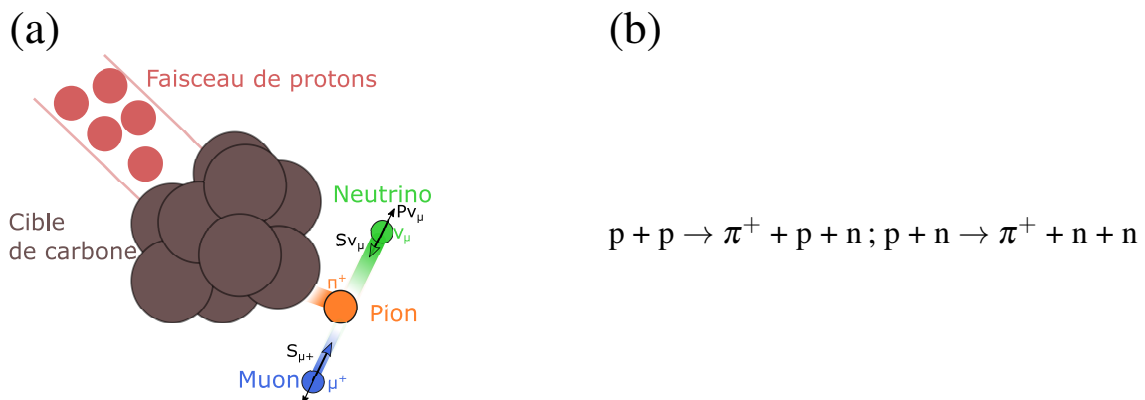


Figure 6.6 – (a) Principe de la création d'un faisceau de muons. (b) Processus de désintégration qui interviennent pour former les muons.

Le neutrino ainsi formé a une hélicité (projection du spin sur la direction du moment) de -1, ce qui signifie que son moment linéaire (PV_μ) est nécessairement anti-parallèle à son spin comme on peut le voir sur la figure 6.6 (a). Or la décroissance du pion doit respecter la conservation des moments linéaires et angulaires donc les muons issus des désintégrations de pions au repos sont aussi entièrement polarisés en spin avec une hélicité de -1.

Grâce à la configuration optique, on sélectionne les muons qui proviennent des désintégrations de pions au repos à la surface du carbone. Ils sont aussi appelés muon de surface et sont 100% polarisés en spin. L'énergie cinétique de ces muons est de 4 MeV or nos expériences ont été menées sur des films minces et les profondeurs d'implantations sont trop importantes à une telle énergie (quelques 0,1 mm). Pour des films minces, des énergies de l'ordre de quelques 100 eV jusqu'à 30 keV sont requises. Alors nous avons dû

utiliser un faisceau de muons ralentis dit aussi muons lents. Il y a très peu d'installations de recherche utilisant des muons lents. L'institut Paul Scherrer à Villigen en Suisse permet de telles conditions sur la ligne de mesure à basse énergie : Low Energy Muon (LEM).

6.2.3 La ligne de muons lents (LEM) à l'institut Paul Scherrer

La ligne de muons lents, LEM, à l'institut Paul Scherrer est une des 6 lignes de la source de muons Suisse. Elle a la particularité de permettre l'implantation de muons lents jusqu'à 30 keV ce qui permet de faire varier la profondeur d'implantation des muons de 1 à 300 nm suivant les matériaux [141, 142]. En figure 6.7, on retrouve la ligne et les différents éléments qui la composent.

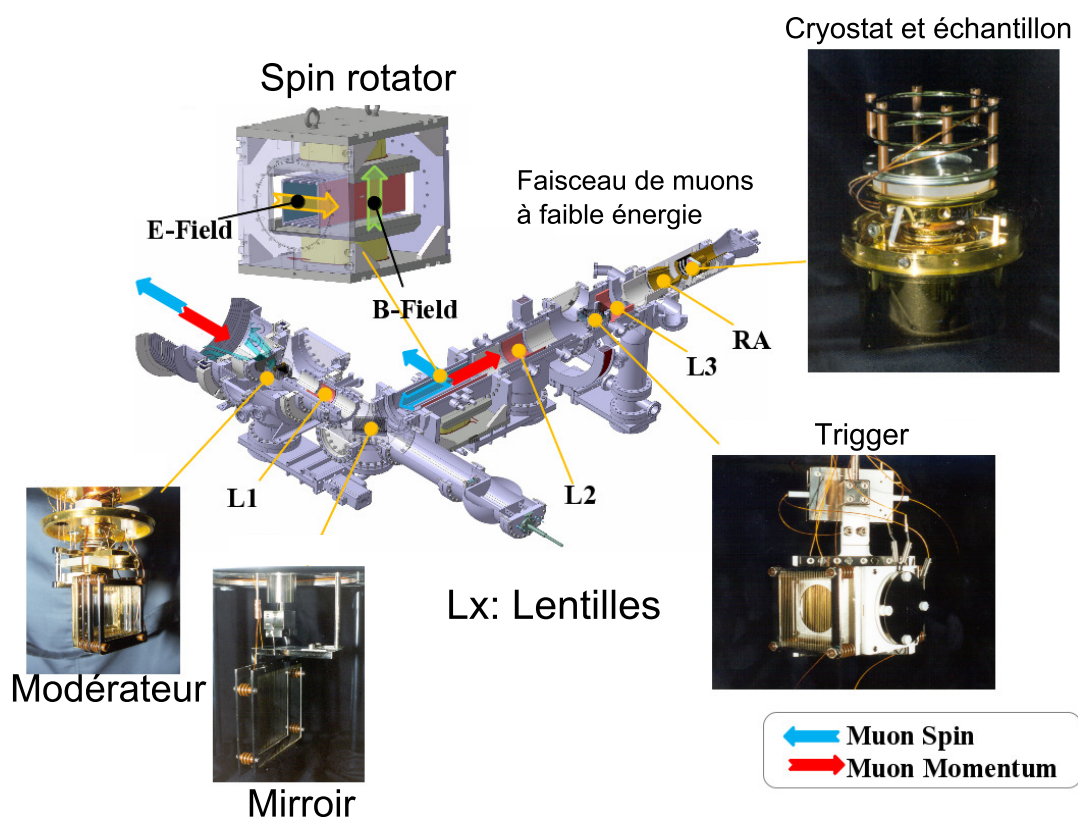


Figure 6.7 – Ligne de muons lents à l'institut Paul Scherrer à Villigen en Suisse.

Le faisceau énergétique qui provient de la cible en graphite est ralenti dans une première chambre sous ultra-vide grâce à la technique de modération. C'est le nom générique donné à la technique de ralentissement des muons qui utilise une couche d'arrêt ou modérateur composée d'une centaine de nanomètres de gaz rare ou d'azote condensés sur un substrat (Si ou Ag) refroidi à 10 K. La différence avec un dégradeur c'est qu'il présente une bonne probabilité d'émission de muons de basse énergie (muons lents). Les muons sont ralentis principalement par les procédés d'ionisation puis par des diffusions inélas-

tiques (à quelques keV). A ce moment, les muons sont dit épithermiques avec une énergie moyenne de 15 eV. Les muons sont alors accélérés par une différence de potentiel entre le modérateur et l'échantillon. Cette différence de potentiel peut être réglée entre quelques centaines de volts et 30 kV.

Ils sont ensuite redirigés vers la chambre de rotation du spin du muon (spin rotator). Elle permet d'orienter grâce à un champ magnétique le spin du muon d'un angle $\theta = \gamma_{\mu} B t$, où t le temps que passe le muon dans le spin rotator et B le champ magnétique appliqué. Une rotation de $\pm 90^{\circ}$ du spin du muon est possible.

Le muon passe ensuite par un détecteur qui démarre le temps de comptage (t_0). C'est une feuille mince de carbone aussi appelé trigger detector. Il faut aussi noter que tout au long du parcours le faisceau de muon est centré par des lentilles de Einzel.

Enfin le faisceau atteint la chambre de l'échantillon environ 50 cm plus loin. Cette dernière est entourée de détecteurs de positrons. L'échantillon est placé dans un cryostat (ou bien un four) qui peut être placé dans l'entrefer d'un électroaimant. Le champ peut être aussi bien appliqué dans le plan du faisceau que dans celui de l'échantillon.

La ligne LEM offre une flexibilité de mesure importante et unique avec des configurations en champ, en direction de spin, et en énergie d'implantation modifiables et parfaitement adaptées aux études de films minces.

6.2.4 Principe de la mesure en champ transverse

Une configuration commune de mesure de la spectroscopie de muons est d'appliquer un champ magnétique transverse au spin du muon comme représenté dans la figure 6.8(a) issue de la référence [139]. Le nombre de coups, qui correspond au nombre de positrons détectés est mesuré en fonction du temps comme le montre le graphique 6.8 (b). Dans le cas présenté ici, le champ magnétique extérieur ainsi que les composantes des champs magnétiques locaux activent la précession du spin du muon. Ce signal oscillant se superpose alors à la décroissance exponentielle due au temps de vie du muon représentée par le trait pointillé en rouge sur la figure 6.8 (b). Le nombre de positrons mesurés par unité de temps est exprimé par l'équation :

$$N(t) = N_0 \exp\left(\frac{-t}{\tau_{\mu}}\right) [1 + a_0 P_y(t)] \quad (6.6)$$

avec N_0 la nombre de muons extrapolé à $t=0$, a_0 l'asymétrie de la décroissance des muons et $P_y(t)$ la fonction de polarisation des muons.

Généralement, la décroissance exponentielle liée au temps de vie du muon est retirée du signal. Il ne reste qu'une partie appelée asymétrie du signal, $a_0 P_y(t)$, que nous aborderons plus loin dans ce manuscrit.

L'objectif de la spectroscopie de muons est de déterminer l'évolution de la fonction de dépolarisation normalisée : $P_y(t)$. Elle est définie par la moyenne des moments magné-

tiques, projetés suivant la direction des détecteurs de position, pour toute la population des muons. Dans le cas d'application d'un champ magnétique le long de $\mu_0 H_z$ transverse au spin, ce sera la fonction de polarisation $P_y(t)$ qui sera détectée (voir fig.6.9).

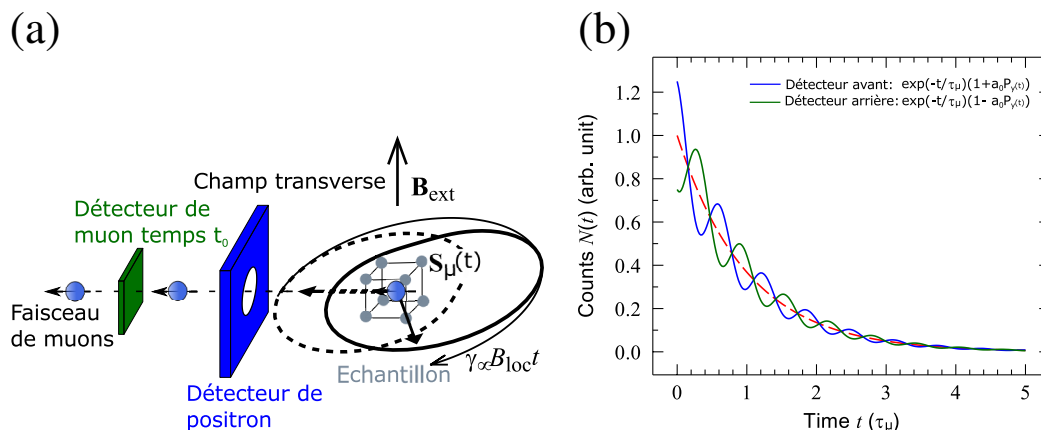


Figure 6.8 – (a) Schéma de principe de la spectroscopie de muon . (b) Dépendance du nombre de positrons détectés en fonction du temps. Figures issues de la référence [139]

Trois paramètres liés au magnétisme peuvent être extraits du signal d'asymétrie des muons :

- L'amplitude des oscillations est liée à l'anisotropie de la cardioïde de désintégration du muon. Elle est essentiellement une caractéristique du faisceau.
- La fréquence des oscillations est directement dépendante du champ magnétique local ressenti par les muons.
- L'amortissement des oscillations est dépendant des inhomogénéités magnétiques dans le matériau, en particulier dues à la présence de spins nucléaires.

6.3 Les expériences de spectroscopie de muons

Ce chapitre présente le principe, la configuration et le traitement de nos mesures de spectroscopie de muons effectuées sur la ligne de muons lents (LEM) à l'institut Paul Scherrer.

6.3.1 Deux candidats à l'injection de spin : le germanium et l'arséniure de gallium

Nous avons décidé d'utiliser l'arséniure de gallium comme matériau d'étude pour l'accumulation sondée par spectroscopie de muon. En effet, il a d'ores et déjà été prouvé qu'une accumulation de spin peut y être induite par effet Hall de spin [31]. Notamment parce que l'angle d'effet Hall de spin traduisant l'efficacité de la conversion a été évalué

Tableau 6.3 – Longueurs de diffusion de spin et angle de Hall de spin issus de la littérature ou de nos propres mesure pour l’angle de Hall de spin du Ge-n. Concernant le GaAs, uniquement de faibles dopages sont présentés ici mais on trouve une chute importante du τ_{sf} ($\propto \ell_{sf}$) à plus fort dopage (5ns à 10^{16} cm^{-3} et 10-100ps à 10^{16} cm^{-3}) [86].

Matériau	Longueur de diffusion de spin	Angle de Hall de spin
GeOI dopé n	1,3 μm (300 K ; 10^{18} cm^{-3}) [41]	$1 - 2 \times 10^{-3}$
GaAs dopé n	1,09 μm [144](300 K ; 10^{16} cm^{-3}) 3 μm [145](4 K ; 10^{16} cm^{-3})	10^{-2} [143]

comme assez important (10^{-2} [143]). Les couches minces d’arséniure de gallium ont été déposées par EJM, ce qui permet une liberté d’épaisseur et de dopage. En particulier, on rappelle que pour créer une accumulation de spin par effet Hall de spin il est nécessaire que l’épaisseur du canal soit au moins d’une longueur de diffusion de spin. Dans le cas du GaAs cette dernière est de l’ordre de $1 \mu\text{m}$ [144]. En conséquence, nous avons utilisé une couche mince de $1 \mu\text{m}$ dopée avec des donneurs de silicium de densité de $n=1,4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Dans un deuxième temps, le germanium qui est un semi-conducteur aux caractéristiques proches de l’arséniure de gallium est aussi un candidat prometteur pour la spectroscopie de muons. En particulier le germanium dopé n présente un angle d’effet Hall de spin suffisamment conséquent $1 - 2, 10^{-3}$ et une longueur de diffusion de l’ordre de $1 \mu\text{m}$ [17]. Des substrats de germanium sur isolant épais ($1 \mu\text{m}$) et fortement dopés ont dû être utilisés.

Les longueurs de diffusion de spin et les angles de Hall de spin extraits de la littérature sont résumés dans le tableau 6.3.

Des dopages relativement importants ont été utilisés pour les substrats. En effet, particulièrement dans les semi-conducteurs faiblement dopés les muons peuvent s’associer avec un électron pour former un muonium, un isotope exotique de l’atome d’hydrogène. L’ajout de dopants diminue la probabilité de présence de muonium, le cas extrême étant les métaux qui sont connus pour ne pas présenter de muonium.

Les effets Hall de spin sont des effets faibles et de fortes densités de courants de charge de l’ordre de 10^6 A.m^{-2} sont nécessaires pour maximiser l’accumulation de spin. Cela implique plusieurs complications techniques :

- Un travail sur les contacts ohmiques est nécessaire. Pour pouvoir appliquer de fortes densités de courant, la résistance de contact doit être faible. Sinon, on atteint les limites en puissance des alimentations (courant \times tension) et le chauffage par effet Joule limite l’accès aux basses températures.
- Malgré tout, l’énergie thermique à dissiper peut être importante. Pour l’évacuation de la chaleur et le collage de l’échantillon nous avons dans un premier temps utilisé

le vernis General Electrics. Par la suite, nous avons utilisé des substrats en saphir en contact avec le cryostat afin d'optimiser les échanges thermiques.

Pour le germanium des contacts d'or (Au = 150nm) ont été utilisés pour assurer l'efficacité d'injection avec une caractéristique $I(V)$ linéaire à basse température. Pour l'arséniure de gallium un empilement de Ni(5nm)/Ge(10nm)/Au(20nm)/Ge(10nm)/Au(20nm) recuit à environ 350°C permet d'assurer un contact ohmique sur toute la gamme de courant et de température.

6.3.2 Configuration expérimentale

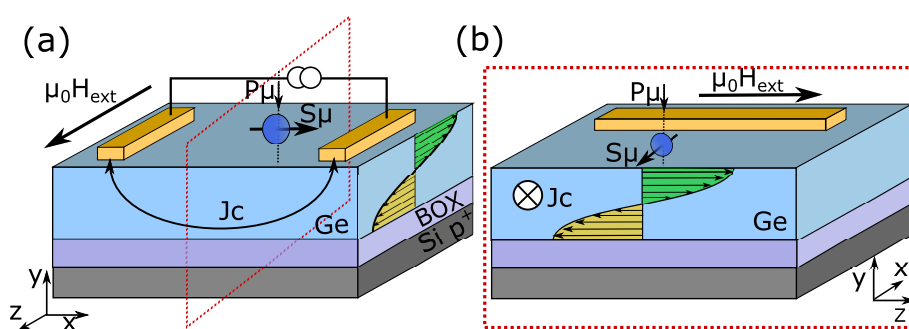


Figure 6.9 – (a) L'échantillon et (b) sa vue en coupe suivant le plan $\langle yz \rangle$ de la configuration utilisée pour la spectroscopie de muons. Le spin des muons (S_μ) est transverse à l'orientation de l'accumulation de spin et au champ magnétique extérieur ($\mu_0 H$).

La vue en coupe de la figure 6.9 permet de situer schématiquement l'accumulation de spin et le champ magnétique extérieur ($\mu_0 H$ suivant \vec{z}) par rapport au spin du muon suivant \vec{x} (S_μ). On remarque que les spins des électrons accumulés sont colinéaires au champ magnétique extérieur afin d'éviter de provoquer une précession. A l'inverse le muon est implanté afin que son spin soit transverse à ces deux grandeurs. Il est aussi important de noter qu'appliquer le champ magnétique extérieur le long du spin électronique permet aussi de réduire le problème uniquement à la direction z et d'optimiser la sensibilité de mesure. Dans ce cas, l'accumulation de spin sera perçue comme une perturbation du champ magnétique extérieur. Dans toutes les expériences présentées dans ce manuscrit le champ extérieur appliqué est de 20 mT. Le profil d'implantation des muons dépend de leur énergie et de la densité du matériau. En figure 6.10, on retrouve le profil d'implantation dans le cas du germanium d'une densité de $5,323 \text{ g.cm}^{-3}$ très proche du GaAs $5,3176 \text{ g.cm}^{-3}$. Le profil est calculé par simulation Monte Carlo avec le programme TrimSP [146–148]. Pour les échantillons de référence, d'aluminium et de titane qui sont moins denses, une énergie plus faible permet de sonder une profondeur quasi-similaire (moyenne 40 nm pour 6,5 keV). Les profondeurs d'implantation moyennes, déterminées à partir de la moitié de l'aire sous la courbe du profil d'implantation, suivant les matériaux et l'énergie du faisceau de muon sont résumées dans le tableau 6.4

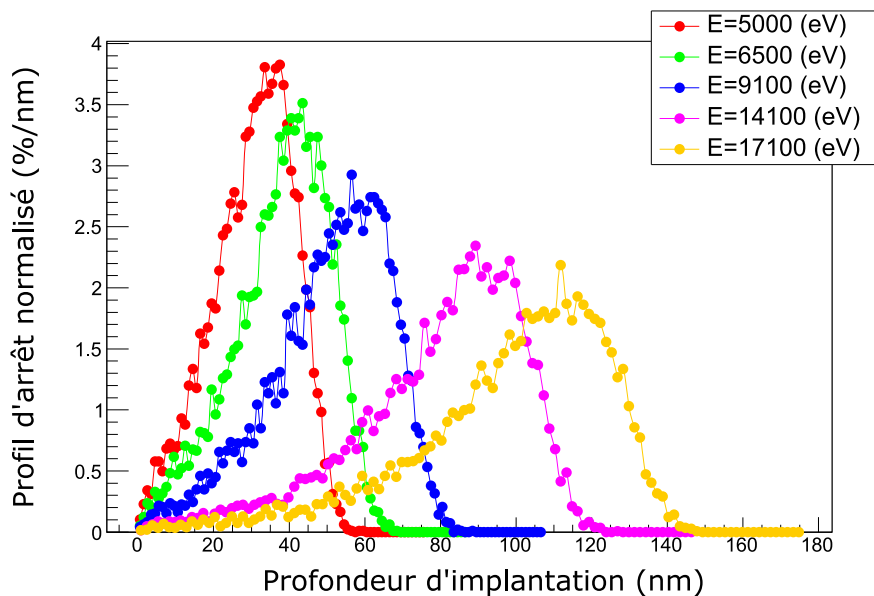


Figure 6.10 – Profil d'implantation des muons dans le germanium (similaire pour le GaAs) suivant l'énergie des muons. Calculé par simulation Monte Carlo avec le programme TrimSP [146–148].

Tableau 6.4 – Résumé des profondeurs d'implantations moyennes déterminées grâce à l'aire sous la courbe du profil d'implantation pour chaque matériaux en fonction de l'énergie du faisceau de muon.

Matériau	Profondeur d'implantation suivant l'énergie d'implantation		
	6 keV	9 keV	15 keV
Ge et GaAs	39,41 nm	53,2 nm	84,6 nm
Al	46,7nm (6 keV)	-	-
Ti	45 nm (6 keV)	-	-

L'échantillon est monté sur un support recouvert d'argent comme on peut le voir sur la figure 6.11(a). Le cryostat est placé en bout de ligne comme le montre la photo en figure 6.11(b).

Deux alimentations en courant ont été utilisés, une première de type Keithley 2400 avec une puissance limitée de 20 W mais totalement programmable et une seconde avec une puissance de 36 W. Cette dernière n'est pas entièrement programmable, notamment le renversement de polarité doit être fait manuellement.

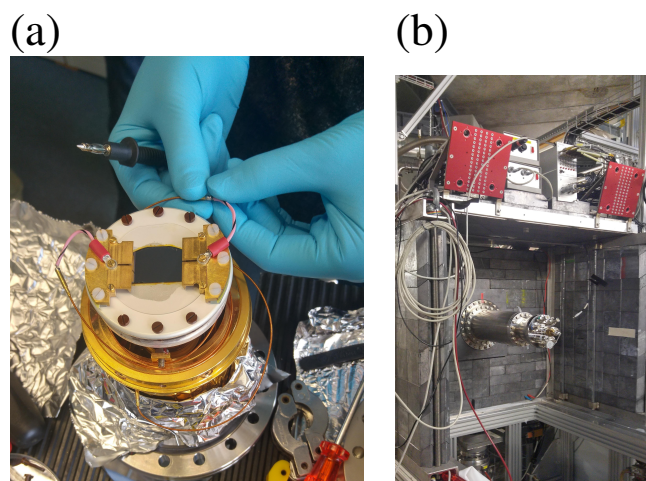


Figure 6.11 – (a) Système de fixation de l'échantillon sur le cryostat et le support recouvert d'argent. (b) Cryostat dans lequel est placé l'échantillon en bout de ligne.

6.3.3 Traitement des signaux obtenus

Imaginons qu'un signal de spectroscopie de muons vient d'être mesuré et intéressons nous au traitement du signal brut pour en extraire les paramètres importants.

L'acquisition du signal consiste à compter le nombre de positrons suivant le temps dans chacun des détecteurs placés spatialement autour de l'échantillon. Chaque coup compté correspond à des critères de détection bien précis :

- Un muon doit passer par le premier détecteur et activer l'horloge.
- Aucun autre muon ne doit rentrer pendant la décroissance d'un muon. Dans notre cas, cette règle est communément vraie sur la ligne LEM due à la faible intensité de muons.
- Un unique positron est détecté et active deux détecteurs respectivement de la couche intérieure puis extérieure à la chambre, de manière à s'assurer que le positron détecté provient bien d'une décroissance d'un muon de l'échantillon et non du bruit de fond ambiant.

Spatialement les détecteurs sont placés de manière symétrique autour de l'échantillon. Cela permet de s'affranchir de l'exponentielle décroissante provenant de la décroissance du muon. Pour cela les signaux de détecteurs avant et arrière sont traités suivant la relation :

$$\frac{N_{\text{avant}}(t) - N_{\text{arrière}}(t)}{N_{\text{avant}}(t) + N_{\text{arrière}}(t)} = a_0 P_y(t) \quad (6.7)$$

Il ne reste alors que le signal due à la précession du spin du muon aussi appelé asymétrie en raison du caractère asymétrique ou anisotrope de la décroissance du muon (figure 6.5).

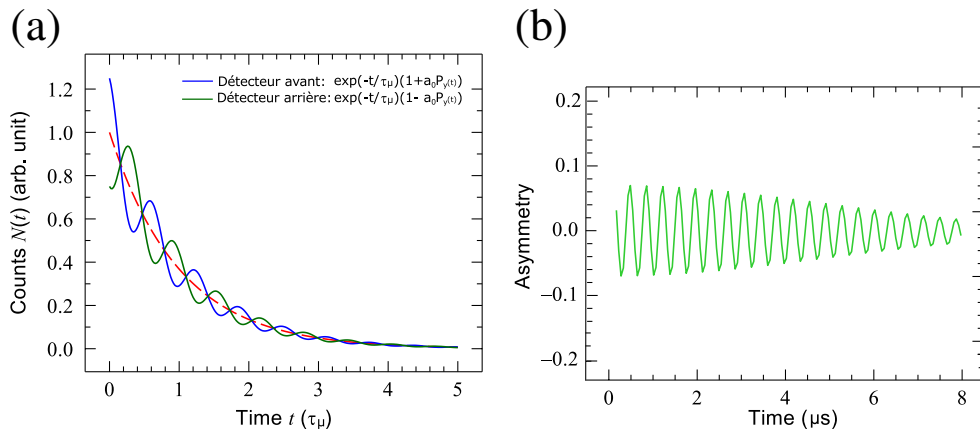


Figure 6.12 – (a) Signal brut obtenu après traitements des canaux de mesures par l'équation 6.7. (b) Il ne reste alors que le signal aussi appelé asymétrie qui correspond à la précession du spin du muon dans le champ magnétique local moyen.

Le signal d'asymétrie est composé de l'asymétrie initiale, a_0 , mais surtout de la fonction normalisée de dépolarisation $P_y(t)$. Cette dernière donne les propriétés du champ magnétique local ressenti par les muons. La fréquence des oscillations que l'on observe par exemple sur la figure 6.12(b) est proportionnelle au champ local ressenti par les muons qui a plusieurs origines, dans notre cas, on peut citer :

- 1) Le champ magnétique extérieur que nous appliquons.
- 2) Les spins électroniques accumulés par effet Hall de spin.
- 3) Le champ d'Oersted créé par le courant de charge.
- 4) La densité électronique présente au site du muon et polarisée par le champ extérieur. Cette densité interagit avec le spin du muon par une interaction de contact. Par contre elle n'est pas dépendante du courant de charge qui passe dans le film mince.

On observe aussi sur la figure 6.12(b) le troisième paramètre du signal d'asymétrie qui est l'amortissement des oscillations. Il n'intervient pas dans les effets cités ci-dessus et il cor-

respond à une distribution des champs magnétiques ressentis par les muons. Cette contribution est principalement liée aux spins nucléaires du semi-conducteur, chaque muon sent le champ créé par les noyaux orientés aléatoirement. Plus la largeur de la distribution est grande et plus l'amortissement sera important. La fonction de polarisation pour les spins nucléaires est définie par [149] :

$$P_y(t) = \int S_\mu(t, B_{loc}) D(B_{loc}) dB_{loc} \quad (6.8)$$

avec $D(B_{loc})$ la distribution des champs magnétiques nucléaires locaux. Maintenant si l'on suppose que la largeur de la distribution des spins nucléaires est associée à une distribution de type statique, isotrope et gaussienne centrée sur 0 et que nous sommes dans le cas où B_{ext} est bien plus grand que la largeur de la distribution de champ et donc uniquement la composante le long de z est sondée, alors on peut alors écrire la distribution de champs locaux comme :

$$D(B_{loc}) = \left(\frac{\gamma_\mu}{\sqrt{2\pi}\delta} \right)^3 \exp \left(-\frac{\gamma_\mu^2 (B_{ext} - B_{loc})^2}{2\delta_g^2} \right) \quad (6.9)$$

En utilisant les équations 6.8 et 6.9 on obtient la fonction de dépolarisation associée à l'application d'un champ transverse et l'interaction avec les spins nucléaires :

$$P_y(t) = \exp \left(\frac{-\delta_g^2 t^2}{2} \right) \cos(\omega_{\mu(B_{loc})} t) \quad (6.10)$$

Toujours avec $\omega_\mu = \gamma_\mu \times B_{loc}$ la fréquence de précession du spin du muon dont γ_μ le rapport gyromagnétique. Dans ces équations δ_g est l'amortissement des oscillations qui est uniquement dépendant de la distribution des spins nucléaires [149].

Les signaux sont traités avec des programmes d'ajustements en utilisant l'équation 6.10 comme le montre la figure 6.13. Soit grâce au logiciel développé par l'équipe de la ligne LEM : MUSRFIT [150] ou bien un programme d'ajustement développé par Pierre Dalmas de Reotier et Alain Yaouanc. C'est ce dernier qui a été utilisé pour traiter tous les résultats présenté dans ce manuscrit. Mais une seconde analyse systématique a aussi été faite par le programme de MUSRFIT. Le nombre de coups détecté variait de 3 à 5 millions suivant les énergies afin de garder assez de statistique et un bon rapport signal sur bruit. Ce qui correspond à environ 1 à 2 heures d'acquisition suivant l'énergie des muons. On peut tirer des ajustements les principaux paramètres de l'équation 6.10. En particulier la fréquence de précession des muons qui est égale au produit du champ magnétique local ressenti par les muons et du facteur gyromagnétique.

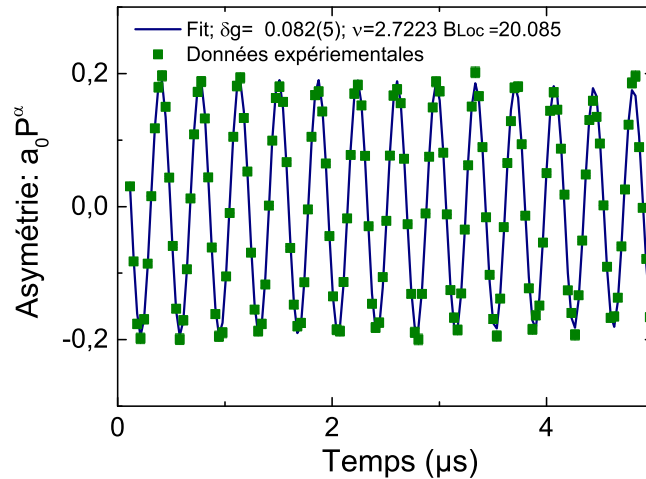


Figure 6.13 – Données expérimentales et ajustement en utilisant l'équation 6.10 du signal de dépolarisation des muons implantés dans un échantillon d'arséniure de gallium à 25 K sous 20 mT et 0,8 A.

6.4 Accumulation et effet Hall de spin dans le germanium étudiés par la spectroscopie de muon

Nous avons mené une campagne expérimentale de spectroscopie de muon sur des échantillons de GeOI épais, un matériau proche du GaAs. Des courants de 0 mA jusqu'à 1,2 A sont appliqués pour créer une accumulation de spin par effet Hall de spin. Le principe de base repose sur la détermination du champ local ressenti par les muons suivant le courant appliqué, c'est l'objet de la prochaine section.

6.4.1 Évolution du champ local moyen en fonction du courant

La quantité de spins accumulés dans le canal de germanium par effet Hall de spin est linéaire proportionnelle au courant de charge appliqué dans la structure. Afin de maximiser le signal, de forts courants (quelques ampères) sont utilisés. Comme nous l'avons vu dans la section précédente, il est possible par ajustement d'extraire entre autre la fréquence de précession des muons ou champ magnétique local moyen ressenti par les muons. Alors l'expérience de base pour sonder la présence d'une accumulation de spin est donc l'évaluation de la différence des champs magnétiques locaux ressentis par le muon lors de l'application d'un courant en comparaison du cas sans courant.

La première mesure a été, pour une température d'échantillon et une énergie d'implantation données, de varier le courant appliqué dans la structure. Si l'on prend l'exemple de deux courants $\pm 1,18$ A appliqués dans le film de GeOI à température ambiante, les muons d'une énergie de 15 keV ressentent des champs locaux sensiblement différents pour les deux polarités. L'effet est d'autant plus visible si l'on trace le signal d'asymétrie

dans le référentiel tournant à 2,6 MHz comme dans la figure 6.14. On observe distinctement un décalage en fréquence pour les deux courants alors cela signifie que les muons ne ressentent pas le même champ magnétique local. La figure 6.15(a) présente la dépen-

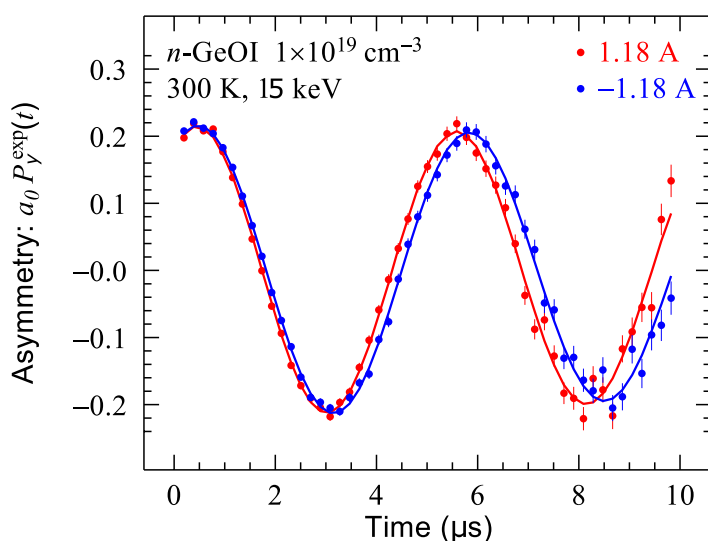


Figure 6.14 – Signaux d'asymétrie tracés dans un référentiel tournant de 2,6 MHz pour des courants de $\pm 1,18$ A.

dance en courant du champ local moyen ressenti par les muons pour un échantillon de germanium à température ambiante et pour une énergie d'implantation des muons de 15 keV. Cette énergie correspond une profondeur moyenne d'implantation de 85 nm (voir fig. 6.10). On observe clairement une dépendance linéaire du champ local en fonction du courant appliqué ($\pm 1,2$ A). Pour avoir une dépendance uniquement en fonction du courant appliqué et supprimer le décalage en champ magnétique à courant nul, nous avons normalisé le champ magnétique local. Pour cela, nous avons ajusté avec une droite la dépendance de B_{loc} suivant le courant puis soustrait l'ordonnée à l'origine. On obtient alors la dépendance normalisée du champ local suivant le courant comme présenté sur la figure 6.15(b). Le champ magnétique local varie de $\pm 0,03$ mT par application de forts courants, ce qui correspond à 0,15% de variation. Cela peut sembler faible mais on s'attend à une faible variation du champ magnétique local induite par l'accumulation de spin. La dépendance en courant est la mesure de base que nous avons utilisée pour extraire le champ magnétique moyen localement ressenti par les muons. Cette dépendance est liée à deux paramètres importants : la température de l'échantillon et la profondeur d'implantation (énergies) des muons. Dans le premier cas, la variation de la température modifie la longueur de diffusion de spin dans la couche mince de germanium. Concernant la dépendance en profondeur d'implantation, en variant l'énergie des muons on modifie la profondeur moyenne de leurs implantations. En accumulant les champs magnétiques locaux en fonction de la profondeur, on obtient des informations sur le profil d'accumulation des

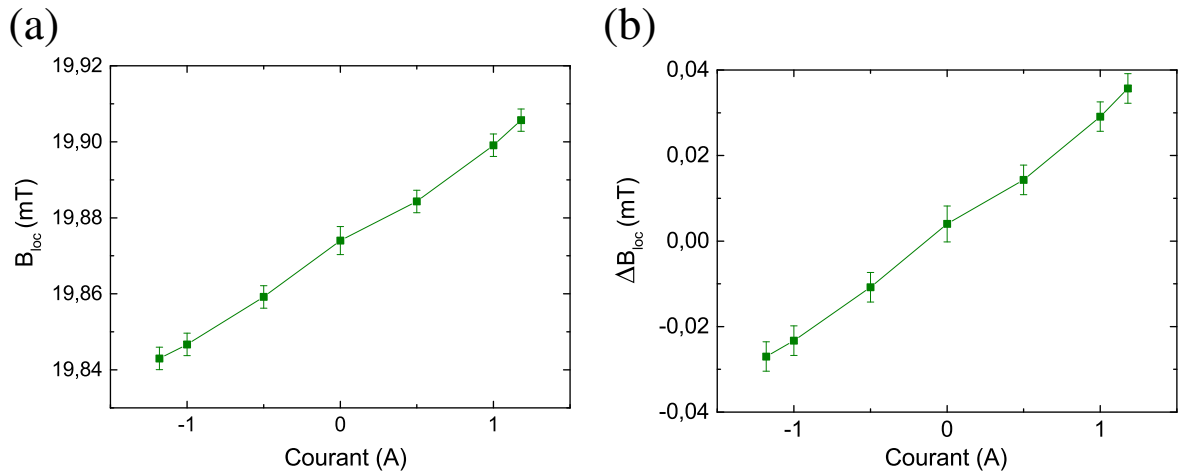


Figure 6.15 – (a) Dépendance en courant du champ local moyen ressenti par les muons dans un échantillon de GeOI. (b) Différence entre le champ local à courant nul et le champ local suivant le courant appliqué dans la structure. Mesures effectuées à température ambiante et 15 keV d'énergie d'implantation des muons.

spins dans la couche de GeOI. La suite de cette section abordera la variation de ces deux paramètres.

6.4.1.1 Dépendance en température du champ local moyen

L'objectif visé par la dépendance en température est de varier la longueur de diffusion de spin, paramètre essentiel du profil d'accumulation. En effet, on s'attend à trouver une longueur de diffusion de spin plus importante à basse température qu'à haute température à cause des phénomènes de dépolarisation. Deux possibilités pour l'accumulation de spin : si la longueur est bien trop importante à plus basse température et dépasse l'épaisseur du semi-conducteur alors les accumulations à proximité des deux surfaces opposées s'annihilent. Ou bien si elle ne dépasse pas l'épaisseur du semi-conducteur alors les accumulations sont conservées mais le profil est modifié et pour une même profondeur d'implantation l'accumulation est plus ou moins importante.

La température de mesure est variée sur une large gamme allant de 25 K jusqu'à 300 K. Elle est limitée à basse température par les forts courants utilisés et les échauffements qu'ils provoquent. En effet, par exemple pour un courant de 1,18 A avec une résistance d'échantillon de 19Ω , on arrive à une puissance dissipée de 27 W. Le cryostat ne permet alors pas de descendre à plus basse température avec une telle puissance de chauffage.

La figure 6.16 résume une partie des données obtenues par la variation de la température de l'échantillon et pour une énergie d'implantation fixe de 15 keV. On retrouve en 6.16(a) le champ local moyen extrait de la dépolarisation des muons et en (b) la différence du champ à courant variable par rapport au courant nul.

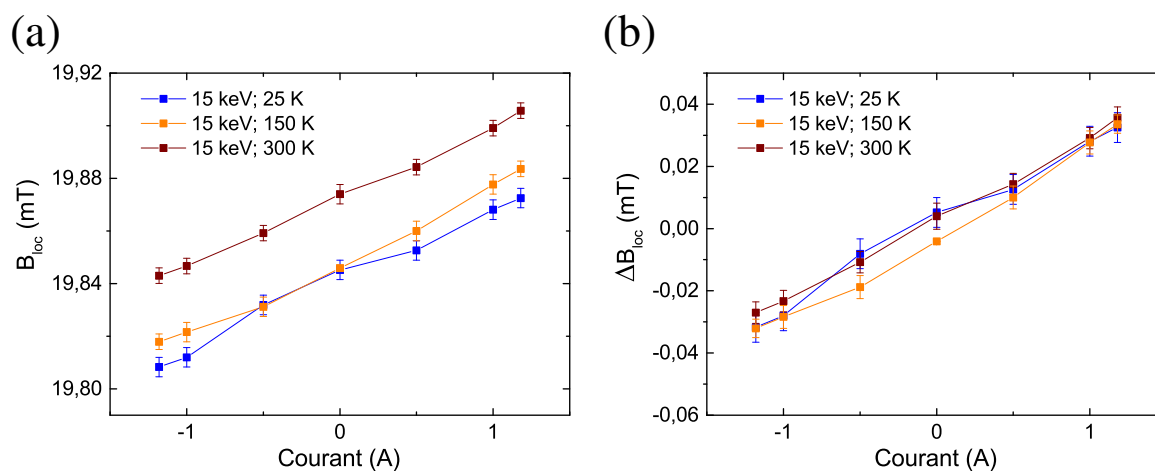


Figure 6.16 – (a) Dépendance en température du champ local ressenti par les muons suivant le courant appliqué dans un substrat de GeOIn.(b) Différence entre le champ local à courant nul et le champ local avec application du courant suivant le courant appliqué dans la structure. Mesures effectuées à une énergie d'implantation de 15 keV.

On n'observe aucune tendance nette de variation du champ magnétique moyen ressenti par les muons suivant la température de mesure. En complément des mesures en température, la dépendance en profondeur d'implantation doit apporter des informations quant au profil d'accumulation de spin dans le semi-conducteur.

6.4.1.2 Dépendance en énergie d'implantation : le profil d'accumulation de spin

La ligne LEM offre la possibilité de varier la profondeur d'implantation suivant l'énergie des muons. Afin de pouvoir extraire le profil d'accumulation de spin, nous avons varié l'énergie des muons en utilisant des valeurs de 6, 9 et 15 keV ce qui correspond à des profondeurs d'implantation moyennes de 46, 53 et 84 nm respectivement (Fig. 6.10). La dépendance en courant pour chaque énergie a été enregistrée à une température fixe.

La figure 6.17 montre la dépendance du champ local à 25 K et 300 K, les deux extrémums en température et donc en profil d'accumulation. Les variations du champ local à ces deux températures semblent très proches et pour une température fixe, aucune tendance ne peut être extraite de ces courbes.

Cela peut s'expliquer par la faible variation de profondeur d'implantation moyenne entre 6 keV et 15 keV qui est uniquement de 38 nm. Or la longueur de diffusion pour le Ge-n est attendue à environ $1\mu\text{m}$ et on rappelle que le profil d'accumulation varie dans une hypothèse 1D proportionnellement à $\exp\left(\frac{-x}{\ell_{sf}}\right)$ avec x la distance par rapport au point initiale de l'accumulation. Une variation entre 46 et 84 nm ne représente qu'une variation de 3,8% sur une longueur de diffusion de $1\mu\text{m}$., la variation du profil d'accumulation de spin est attendue donc extrêmement faible.

Ces énergies d'implantation sont les extrêmes que nous pouvions atteindre avec notre

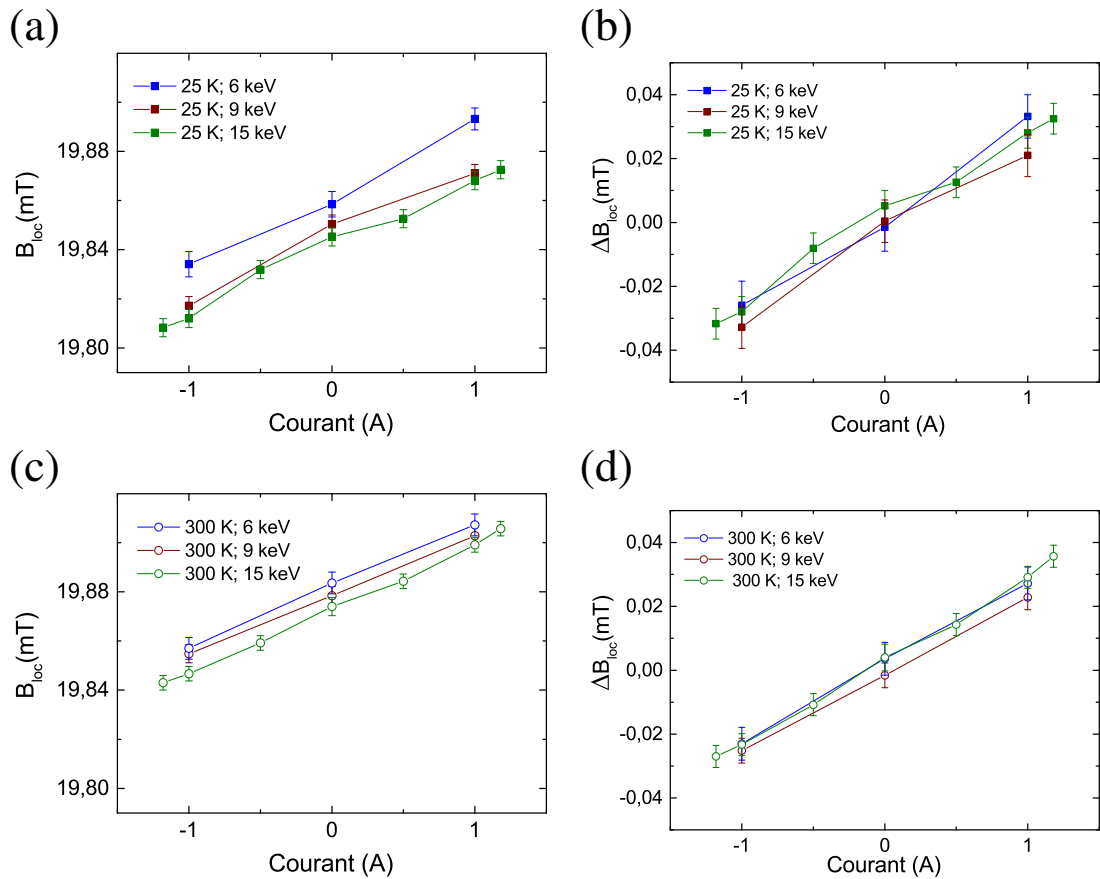


Figure 6.17 – (a) Dépendance du champ local suivant la profondeur d'implantation des muons à 25 K. (b) Dépendance renormalisée par rapport au champ local à courant nul. (c) et (d) Dépendances similaires du champ local mais à 300 K.

configuration de mesure. Il semble peu probable de pouvoir extraire un profil d'accumulation si la longueur de diffusion de spin est bien plus grande que la variation de la profondeur d'implantation. Une longueur de diffusion intermédiaire permettrait plus facilement d'extraire une information sur le profil d'accumulation. En outre si l'on recoupe avec la dépendance en température, aucune tendance de la température ou de l'énergie ne peut être extraite. Afin de comprendre ces signaux, des échantillons de référence ont été mesurés.

6.4.2 Échantillons de référence et champ d'Oersted

Des échantillons de référence qui ne présentent pas d'effet Hall de spin ont été mesurés afin de pouvoir extraire des informations sur l'accumulation de spin dans le germanium. Deux matériaux ont été utilisés : l'aluminium et le titane. Il est important de noter qu'ils présentent des épaisseurs différentes suite à des contraintes techniques de dépôt : 750 nm et 550 nm respectivement pour le titane et l'aluminium. Les échantillons de référence

sont mesurés à 100 K pour améliorer le rapport signal sur bruit. On remarque que les deux

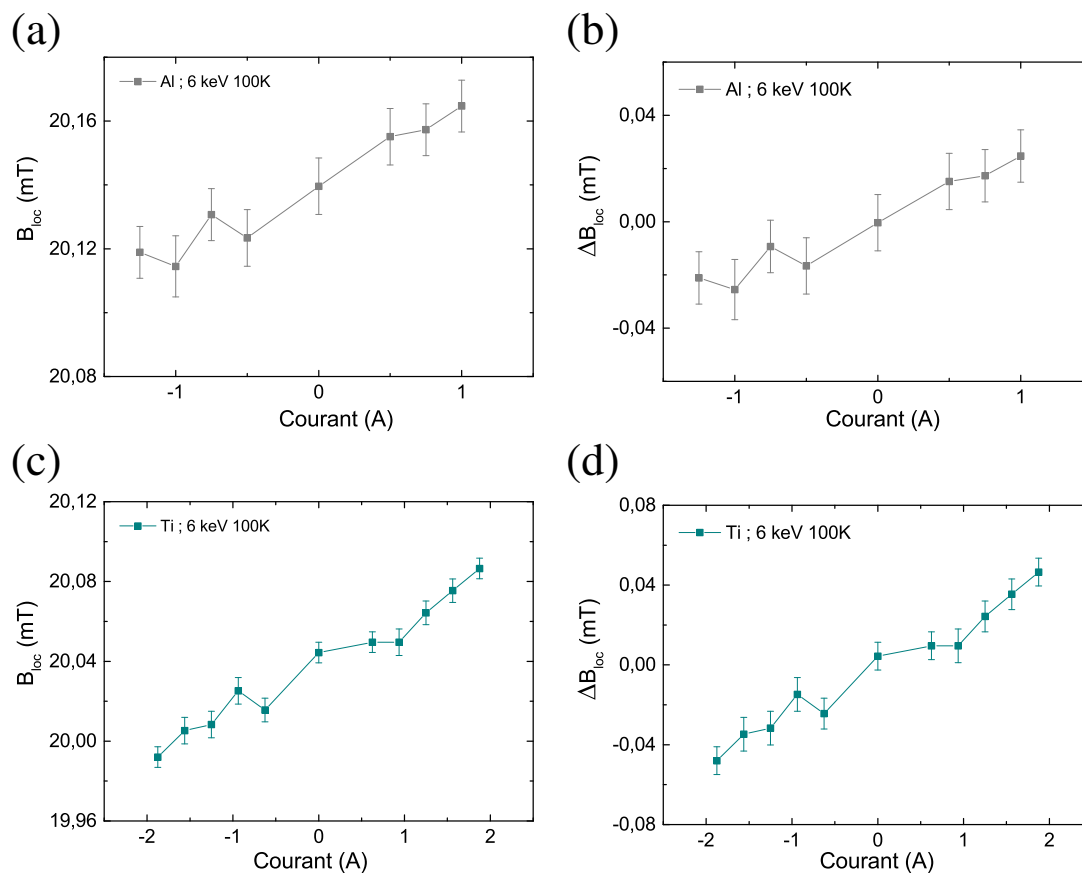


Figure 6.18 – (a) Dépendance du champ magnétique local moyen suivant le courant appliqué dans l'échantillon de référence d'aluminium à 100 K. (b) Dépendance renormalisée par rapport au champ local à courant nul. (c) et (d) Dépendances similaires du champ magnétique local pour le second échantillon de référence de titane.

échantillons de référence d'aluminium et de titane présentent une dépendance linéaire en fonction de la densité de courant comme le montre les figures 6.18(a) et (b) pour l'aluminium et les figures 6.18(c) et (d) pour le titane. Ce qui peut être surprenant puisque ces échantillons ne doivent pas présenter d'effet Hall de spin. Cette dépendance peut être expliquée par le champ d'Oersted. En effet, un champ magnétique d'Oersted suffisamment important peut être créé au vu des densités de courants appliquées dans l'échantillon (de l'ordre de 10^6 A.m^{-2}). Ce champ présente aussi une variation linéaire suivant le courant. Il peut être évalué en utilisant la loi d'Ampère basé sur le schéma en coupe de l'échantillon de la figure 6.19 (a). On obtient alors :

$$\oint B \cdot dl = \mu_0 J_c \times S \quad (6.11)$$

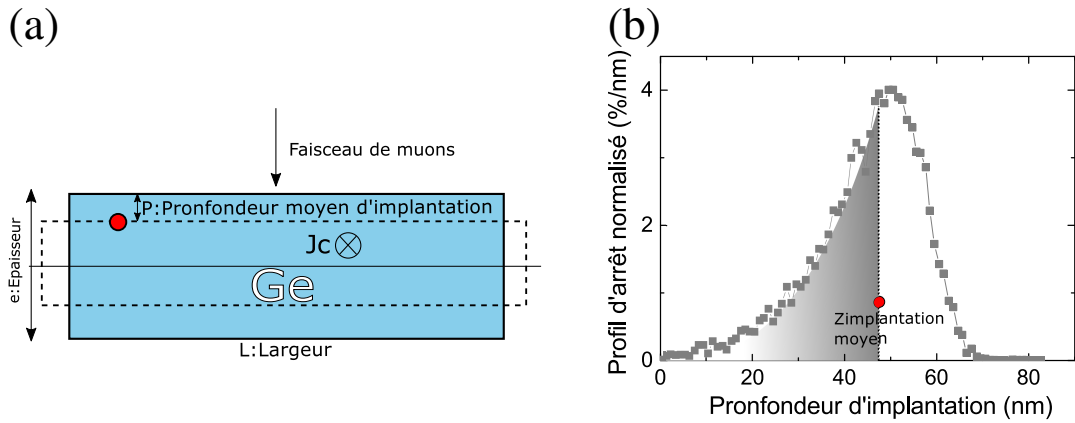


Figure 6.19 – (a) Schéma de l'échantillon pour le calcul analytique du champ d'Oersted dans les échantillons. (b) Profil d'implantation normalisé pour l'aluminium. On définit la profondeur d'implantation moyenne (P) grâce à l'aire sous la courbe du profil d'implantation.

ce qui donne

$$B = \frac{\mu_0 J_c (e - 2P)}{2} \quad (6.12)$$

avec P étant la profondeur d'implantation moyenne des muons et évaluée à partir de l'aire sous la courbe du profil d'implantation de la figure 6.19(b). μ_0 est la perméabilité magnétique du vide, e est l'épaisseur de l'échantillon à considérer et J_c la densité de courant. L'équation 6.11 est simplifiée par le fait que $(e - 2P) \ll L$ avec e et L les longueurs définies par le schéma en figure 6.19(a). Maintenant si on évalue le champ d'Oersted pour les échantillons de référence, on obtient la figure 6.20.

Il est clair que le modèle analytique du champ d'Oersted s'applique bien pour les échantillons de référence sans effet Hall de spin. La présence de ce champ parasite est une information importante même pour les mesures sur germanium. En effet des densités de courants similaires ont été utilisées et on peut donc s'attendre à retrouver aussi une composante du champ d'Oersted dans les échantillons de germanium.

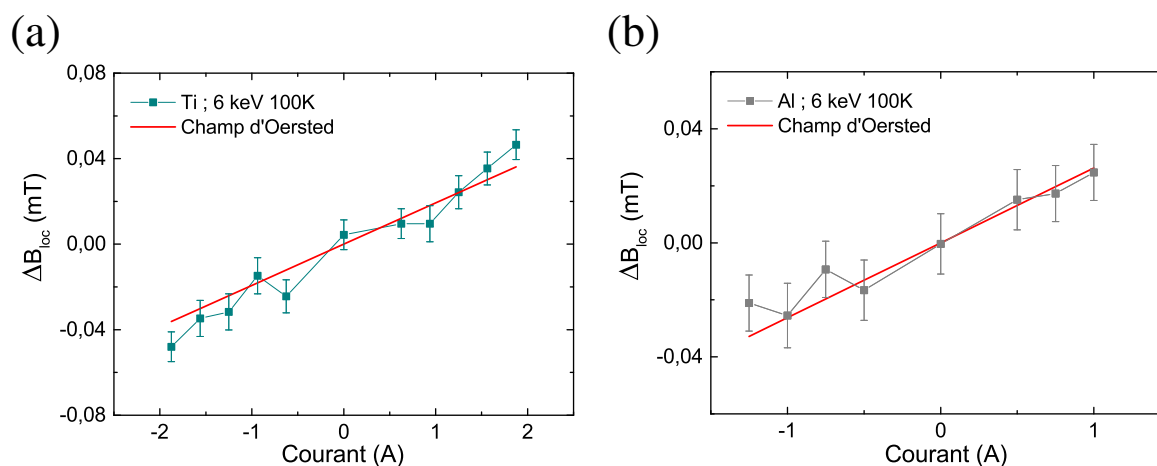


Figure 6.20 – (a) Champ local extrait expérimentalement pour l'échantillon de référence de Ti en bleu et le champ Oersted calculé à partir de l'équation 6.12. (b) Même chose pour l'échantillon de référence d'aluminium.

6.4.3 Analyse et synthèse des résultats pour le germanium

La présence de champ d'Oersted peut parasiter le champ local ressenti par le muon dans le germanium. Il est donc nécessaire d'évaluer ce champ pour les mesures sur germanium. Le résultat est donné en figure 6.21(a) et on remarque une dépendance similaire suivant le courant appliqué pour l'aluminium, le titane et le germanium. De plus si on applique le même formalisme (Eq. 6.12) de calcul de champ d'Oersted pour les échantillons de germanium, on remarque en figure 6.21(b) et(c) que ce dernier s'applique parfaitement aux mesures quelles que soient les température et les énergies d'implantation.

Ces mesures sur les échantillons de germanium démontrent la difficulté pour extraire l'accumulation de spin induite dans le germanium par effet Hall de spin. Même si les muons sont des sondes locales extrêmement sensibles au champ magnétique, le champ magnétique d'Oersted induit par les forts courants domine les signaux mesurés. Initialement nous avons supposé une longueur de diffusion de spin inférieure à $1\mu\text{m}$. Or a posteriori les mesures de vanes de spin latérales nous ont appris que cette longueur était finalement plus importante proche de $2\mu\text{m}$. L'accumulation de spin ne peut alors être présente dans un échantillon d'une épaisseur uniquement de $1\mu\text{m}$. Cela pourrait expliquer pourquoi nous n'observons pas d'effet d'accumulation avec la spectroscopie de muons dans nos échantillons.

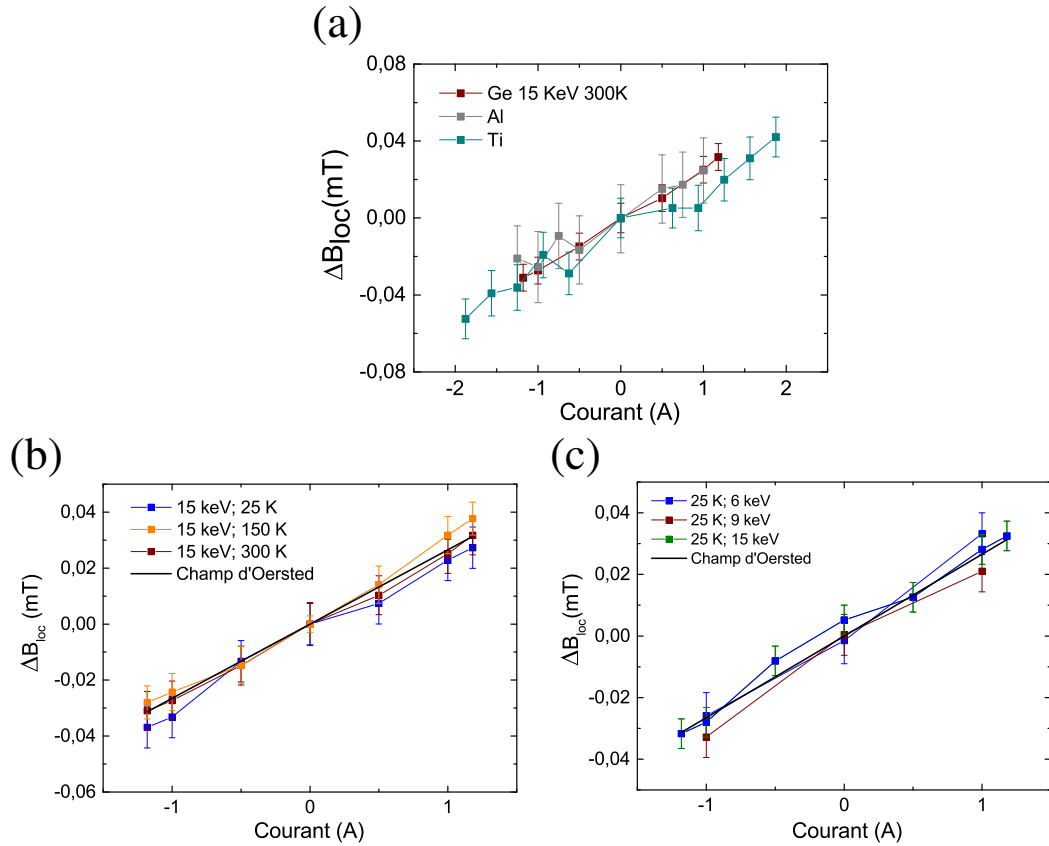


Figure 6.21 – (a) Résumé de la dépendance du champ magnétique local pour les échantillons de Ge et de référence : Ti et Al. (b) Application du formalisme pour calculer le champ d’Oersted pour 15 keV et suivant la température et (c) pour 25 K en variant l’énergie d’implantation.

Dans cette partie nous nous sommes uniquement intéressés à la fréquence de précision des muons ou champ magnétique local extrait du signal d’asymétrie. Nous n’avons pas abordé pour le moment l’amortissement des oscillations, lié aux champs nucléaires et particulièrement à leur distribution. Dans le cas du germanium, uniquement l’isotope ^{73}Ge avec une abondance de 7,76% présente un spin nucléaire non nul de $\frac{9}{2}$ avec un rapport gyromagnétique des noyaux de $9,33 \text{ Mrad.T}^{-1}.\text{s}^{-1}$. Ces valeurs sont faibles, ce qui explique pourquoi sur la figure 6.22 ce paramètre dépend peu du courant appliqué dans la structure. En comparaison, la totalité des noyaux d’arséniure de gallium est connu pour présenter un spin nucléaire de $\frac{3}{2}$. De même les rapports gyromagnétiques des noyaux pour les isotopes sont bien plus importants : ^{69}Ga ($\gamma = 64,39 \text{ Mrad.T}^{-1}.\text{s}^{-1}$), ^{71}Ga ($\gamma = 81,81 \text{ Mrad.T}^{-1}.\text{s}^{-1}$) et ^{75}As ($\gamma = 45,96 \text{ Mrad.T}^{-1}.\text{s}^{-1}$). En conséquence, la prochaine partie approfondira l’utilisation du spin nucléaire de l’arséniure de gallium pour sonder l’accumulation de spin induite par effet Hall de spin.

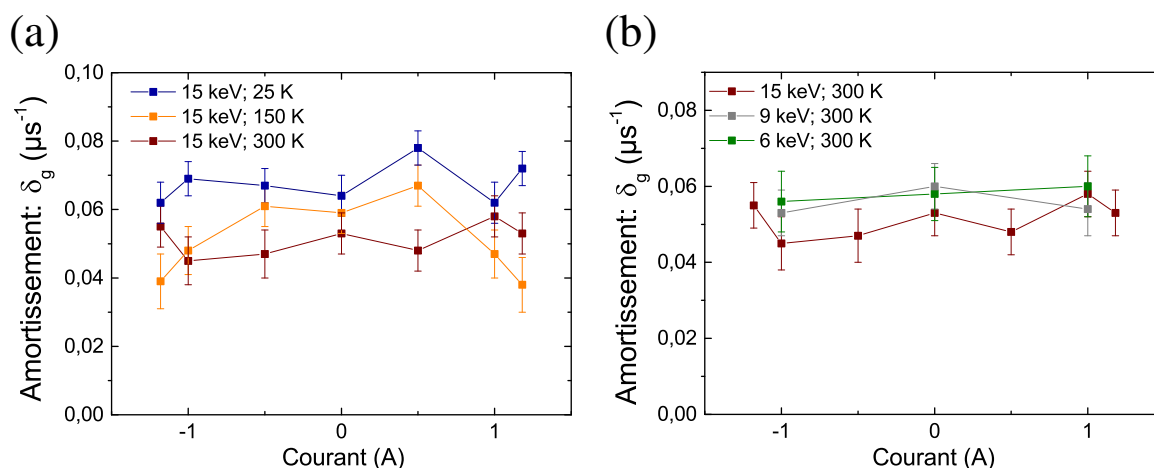


Figure 6.22 – (a) Dépendance de l'amortissement (δ_g) des oscillations du spin du muon en fonction du courant et de la température pour une énergie de muon de 15 keV. (b) Dépendance à température ambiante l'amortissement (δ_g) en fonction du courant et de l'énergie des muons.

6.5 Évidence de l'effet Hall de spin dans l'arséniure de gallium par polarisation des noyaux

La section précédente a montré que le champ local ressenti par les muons est parasité par le champ d'Oersted créé par le courant de charge. L'utilisation de l'arséniure de gallium vise à utiliser pleinement la troisième variable de la fonction de polarisation du muon : l'amortissement. Cette dernière dépend de la distribution des champs nucléaires. Or un couplage existe à basse température entre les spins électroniques et les spins nucléaires nommé polarisation dynamique nucléaire. C'est un effet communément observé dans le GaAs qui présente des champs magnétiques nucléaires importants [87].

Ce chapitre a pour but de donner les éléments préliminaires de la mise en évidence de l'effet Hall de spin dans le GaAs via la polarisation des noyaux par l'accumulation de spin induite.

6.5.1 Dépendance du champ local en fonction du courant appliqué

Même si nous avons observé que le champ magnétique local moyen extrait de la dépendance en courant dans le germanium était dominé par les effets du champ d'Oersted, il est nécessaire d'observer le comportement pour le GaAs. On rappelle que les muons ont été implantés à une profondeur moyenne de 84,6 nm pour une énergie de muon de 15 keV. Sans surprise et de la même manière que le germanium, la dépendance en courant du champ local extraite de la précession du muon donne une droite. Et cette dernière est expliquée par le champ d'Oersted si l'on applique le même formalisme que pour le germanium et les échantillons de référence. On remarque que le champ d'Oersted calculé

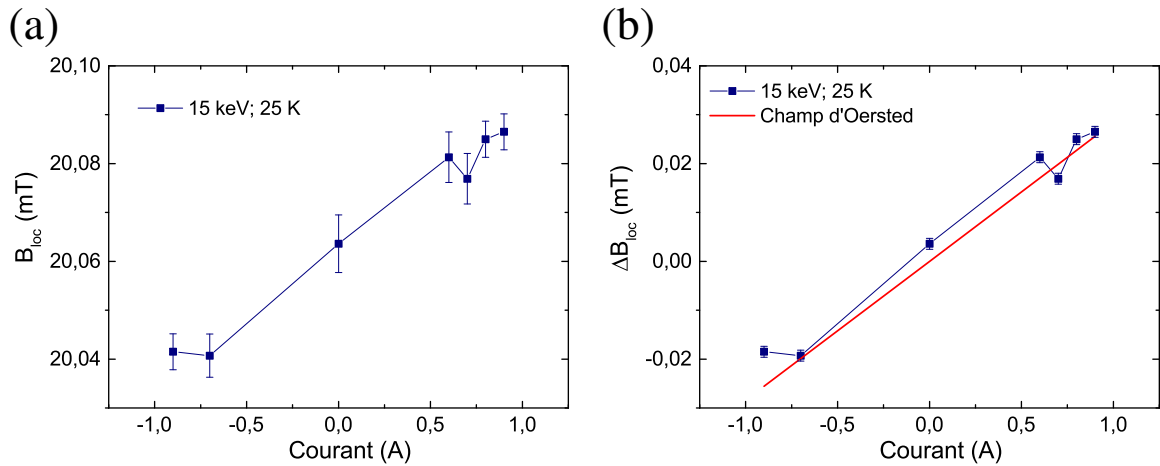


Figure 6.23 – (a) Dépendance du champ local ressenti par les muons dans le GaAs en fonction du courant appliqué. (b) Différence entre le champ local et le champ en fonction du courant. L'évaluation du champ d'Oersted en rouge a été ajoutée par comparaison.

s'ajuste parfaitement avec le champ local expérimental. Encore une fois, le signal d'effet Hall de spin est caché par le champ parasite d'Oersted.

6.5.2 Dépendance de l'amortissement des oscillations du muon en fonction du courant appliqué

La fréquence de précession des muons ne peut pas nous apporter d'éléments assurant la présence d'accumulation de spin dans l'arséniure de gallium. Par contre comme expliqué précédemment ce matériau présente des champs magnétiques nucléaires importants. Or les muons ressentent aussi la distribution de ces champs nucléaires qui s'expriment via l'amortissement des oscillations des spins du muon. Plus la distribution est large et plus l'amortissement est fort.

L'amortissement du signal d'asymétrie a été extrait suivant le courant appliqué pour une température de 25 K et une énergie d'implantation de 15 keV. La figure 6.24 présente les résultats obtenus de l'ajustement de la courbe expérimentale par l'équation 6.10.

Elle démontre à fort courant un brusque changement de l'amortissement. Ce dernier s'effondre pour $I=0,8$ A. Cet effet de seuil est réversible puisque nous avons mesuré cette transition ($I>0,8$ A) et ensuite nous avons mesuré de nouveau un courant plus faible (second point à 0,6 A).

Or l'amortissement des oscillations reflète la distribution des champs nucléaires. Dans notre cas pour $I>0,8$ A l'amortissement est divisé par un facteur 2. Ce qui signifie que la distribution des champs nucléaires est plus homogène. Globalement les spins nucléaires sont partiellement polarisés lorsqu'on applique plus de courant dans la structure.

Ces résultats préliminaires ne permettent pas encore de faire un lien direct avec l'appli-

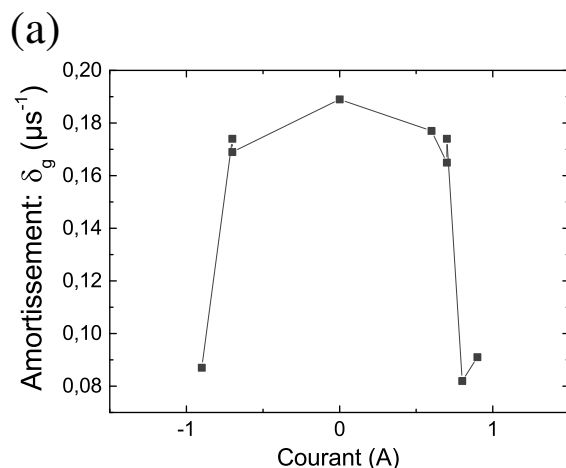


Figure 6.24 – (a) Amortissement des oscillations de la précession du spin du muon en fonction du courant appliqué dans la structure.

cation du courant, l'accumulation de spin et la modification de la distribution des champs nucléaires. Pour autant, uniquement la densité de courant et donc en conséquence l'accumulation de spin et le champ d'Oersted sont variés dans ces expériences. Or les spins nucléaires ont des interactions fortes avec les spins électroniques même de conduction [87] aussi appelé polarisation dynamique entre noyaux et spins électroniques². D'autant plus que l'effet de seuil observé est clair et réversible ce qui supporte la thèse d'une polarisation dynamique entre les noyaux et les électrons plutôt que la polarisation via le champ d'Oersted non-réversible.

6.6 Conclusions et perspectives

L'objectif de cette étude était de démontrer de manière directe la présence d'une accumulation de spin induite par effet Hall de spin dans les matériaux semi-conducteurs. La spectroscopie de muons qui sonde le champ magnétique à l'intérieur de la matière a cette capacité. L'effet Hall de spin a déjà été démontré d'une manière différente dans le GaAs. Il semblait alors normal de choisir l'arséniure de gallium comme premier substrat pour l'étude.

Nous avons aussi étudié la conversion d'un courant de charge en courant de spin par effet Hall de spin dans le germanium. Ce matériau proche du GaAs présente toutes les caractéristiques pour être un candidat potentiel à une accumulation de spin suffisante pour être sondée par les muons. En particulier nous avons démontré une conversion du courant de charge dans le Ge-n de l'ordre de $1 - 2 \cdot 10^{-3}$. A l'inverse le Ge-p présentait une conversion du courant de charge en courant de spin plus faible malgré un couplage spin-orbite intrinsèque plus fort. On a expliqué cette différence par le rôle important des dopants io-

2. En anglais DNSP : Dynamical Nuclear Spin Polarization

nisés dans les substrats et dans le cas du Ge-n la dépendance en spin de la diffusion des porteurs sur le phosphore, plus lourd, est plus grande.

Grâce à la spectroscopie de muon, une technique sensible, nous avons pu détecter la variation de champ magnétique de quelques dizaines de microteslas du champ magnétique local ressenti par les muons pour le germanium. Il s'avère que le champ magnétique d'Oersted créé par le courant de charge parasite le champ local ressenti par les muons. De plus, a posteriori nous avons déterminé la longueur de diffusion de spin du germanium en utilisant des vannes de spin latérales. On remarque qu'elle est supérieure à l'épaisseur de la couche mince de germanium ce qui diminue fortement l'accumulation de spin. Enfin, aucune variation de l'amortissement des oscillations du spin du muon dans le germanium ne peut être extraite en fonction du courant certainement à cause du faible champ nucléaire dans le germanium

A l'inverse, l'arséniure de gallium présente des champs nucléaires plus conséquents. La dépendance en courant du champ magnétique ne nous apporte pas plus d'information puisque comme dans le cas du germanium le champ d'Oersted pollue les mesures. Par contre, nous avons clairement observé un effet de seuil du courant sur le taux d'amortissement des oscillations de spin du muon. L'amortissement des oscillations suit la distribution des champs magnétiques nucléaires, plus il est fort et plus la distribution est inhomogène. Cela signifie qu'à partir d'un certain courant la distribution des champs nucléaires s'est partiellement homogénéisée. Il reste à faire un lien direct entre l'accumulation de spin électronique et le taux d'amortissement. Il est connu que les spins électroniques peuvent avoir une interaction avec les spins nucléaires et influencer leur orientations. Il est possible que les spins électroniques qui s'accumulent de plus en plus avec le courant de charge puissent réorienter les spins nucléaires ce qui a pour conséquence d'homogénéiser la distribution de champs nucléaires et donc de diminuer le taux d'amortissement des oscillations des spins des muons.

Pour la suite de cette étude, plusieurs pistes sont envisagées. La première revient à imaginer une configuration de mesure différente de sorte à découpler plus clairement le courant de charge et le courant de spin. En particulier pour éviter d'influencer les spins des muons avec le champ magnétique d'Oersted. La deuxième voie est de continuer à utiliser l'amortissement des oscillations des spins des muons comme sonde de l'accumulation de spin électroniques. Notamment en effectuant des mesures complémentaires avec l'arséniure de gallium. En particulier avec des dopants plus lourds pour amplifier la conversion entre le courant de charge et le courant de spin.

7 Conclusions et perspectives

7.1 Conclusions

Durant ces trois années de thèse plusieurs sujets ont été développés avec pour objectif de mieux comprendre et maîtriser l'injection, la détection et la manipulation électriques de spin dans le silicium et le germanium : d'une part une étude concernant l'injection et la détection électriques de spin par des dispositifs à 3 terminaux, ensuite une transition vers une injection et détection non locale d'un pur courant de spin dans le silicium et le germanium, enfin une étude préliminaire sur le couplage spin orbite et l'effet Hall de spin dans le germanium et l'arséniure de gallium.

7.1.1 Une réponse à la controverse des dispositifs à 3 terminaux : l'importance des états d'interface

Le premier sujet concerne l'étude de l'injection et de la détection électriques de spin dans les semi-conducteurs et en particulier dans le silicium et le germanium. Pour cela, on a utilisé des dispositifs à 3 terminaux avec une injection électrique de spin via une jonction tunnel ferromagnétique et une détection de l'accumulation de spin par effet Hanle. Ces dispositifs sont les sujets d'une forte controverse car les signaux de spin mesurés sont bien plus importants que ceux prédits par le modèle diffusif.

Nous avons donc comparé quatre substrats de silicium (n et p) et germanium (n et p) qui présentaient également une amplification du signal de spin. Afin de comprendre et de déterminer l'origine de cette amplification nous avons utilisé des techniques complémentaires comme la spectroscopie par effet tunnel inélastique qui permet de détecter la présence de défauts localisés dans la barrière. Nous avons pu contrôler la présence de ces défauts en les induisant par un stress électrique et finalement, nous avons démontré une amplification du signal de spin même pour une barrière tunnel propre, sans aucun défaut localisé. On peut rajouter que la création de défauts ne modifie ni l'amplitude du signal ni le temps de vie de spin ; l'origine du signal de spin ne pouvant être expliquée par la présence de défauts dans la barrière pour nos échantillons, nous avons utilisé ensuite des mesures de capacité en fonction de la tension pour étudier

les états d'interface. Nous avons donc généralisé la présence de ces états confinés à l'interface entre la barrière tunnel et le semi-conducteur dans nos substrats par une étude en fréquence et en température, ce qui démontre leur rôle important dans l'injection efficace d'un courant de spin dans un canal semi-conducteur.

Enfin, nous avons changé de méthode de préparation d'échantillon, initialement par pulvérisation, afin de réduire la densité des états d'interface. Pour cela, nous avons développé une méthode de dépôt d'une jonction tunnel ferromagnétique mono-cristalline par épitaxie par jets moléculaires en reconstruisant la surface de silicium pour saturer les liaisons pendantes. Nous avons ainsi observé une réelle diminution de l'amplification du signal de spin, en particulier, une dépendance en fonction de la tension de bias beaucoup moins forte.

Nous retiendrons pour cette étude une réponse claire concernant l'amplification et l'origine du signal de spin qui ne sont pas dues aux défauts localisés dans la barrière mais plutôt aux états d'interface.

7.1.2 Injection et détection non locale d'un pur courant de spin dans le silicium et germanium

Le deuxième sujet d'étude porte sur les vannes de spin latérales sur silicium et germanium. Ces dispositifs présentent un découplage entre l'injection de spin et la détection électriques du signal de spin. Cela permet de s'affranchir des effets parasites de magnétorésistance, il reste donc les preuves incontestables d'une injection d'un pur courant de spin qui diffuse dans le canal semi-conducteur. Les difficultés technologiques de structuration mais aussi de mesure font que ces dispositifs sont difficilement maîtrisables. Pour preuve, peu de groupes de recherche présentent des résultats de vannes de spin latérales dans le silicium ou germanium.

Pour réussir cette transition, nous avons dû utiliser la méthode de croissance d'épitaxie par jets moléculaires pour obtenir des jonctions tunnel ferromagnétiques mono-cristallines et qui présentent des RA compatibles avec une injection et détection non locale de spin. Après un travail de mise au point des designs, de la nanostructuration et des méthodes de mesures nous avons réussi à détecter des signaux de spin clairs. En particulier nous avons mesuré à basse température des signaux de spin dans le silicium, ce qui nous a permis d'extraire une longueur de diffusion de spin de $1,7 \mu\text{m}$ compatible avec les données des recherches précédentes.

La même méthode a été appliquée pour des substrats de germanium et validée par des signaux de magnétorésistance géante et non locaux à basse température.

Pour la première fois, nous avons détecté un signal de spin à température ambiante dans le germanium en utilisant les vannes de spin latérales. Les effets Hanle en configuration non locale à basse température et à température ambiante nous ont permis d'extraire les

paramètres importants de la dynamique de spin dans le germanium avec des longueurs de diffusion de spin de $1,31 \mu\text{m}$ à 10 K et de $0,921 \mu\text{m}$ à température ambiante. Ces valeurs sont très proches de celles issues des recherches précédentes et de nos mesures avec les dispositifs à 3 terminaux, en tenant compte des états d'interface.

Nos mesures démontrent aussi bien plus de signal à température ambiante qu'à basse température, cette différence peut être expliquée par la polarisation tunnel en spin extraite des mesures d'effet Hanle en configuration non locale. On observe une polarisation 380% plus faible à 10 K qu'à température ambiante. Or les dispositifs à 3 terminaux font apparaître la présence d'états d'interface qui bloquent en confinant une partie du courant de spin lors de l'injection électrique à basse température. L'activation thermique couple ces états au canal semi-conducteur ce qui diminue ce confinement des spins dans les états d'interfaces et donc augmente la polarisation en spin de l'effet tunnel.

Enfin, grâce à des électrodes positionnées à 45° par rapport aux axes cristallins du substrat et du champ magnétique, on a pu observer des signaux originaux couplant par exemple la magnétorésistance géante avec un signal d'effet Hanle. Ces derniers peuvent être une manière de mesurer rapidement différents signaux et donc d'accumuler autant d'informations supplémentaires.

Nous démontrons donc une transition réussie vers l'injection et la détection d'un courant non local avec une méthode versatile par des résultats aussi bien dans des substrats de silicium que dans des substrats de germanium. En particulier, on montre pour la première fois un signal de spin en configuration non locale à température ambiante dans le germanium.

7.1.3 Évaluation du couplage spin orbite par spectroscopie de muon

Le dernier sujet d'étude de cette thèse porte sur l'étude du couplage spin orbite pour la manipulation de spin. Nous avons alors imaginé une expérience pour sonder une accumulation de spin créée à partir de l'effet Hall de spin dans le germanium et l'arséniure de gallium. La nécessité d'une sensibilité fine de détection et surtout la capacité de mesure directe du champ magnétique local dans la matière nous a orientés vers la spectroscopie de muon afin de détecter l'accumulation de spin. Elle demande l'utilisation de grand instrument dans le but de produire un faisceau de muons entièrement polarisés en spin.

Nous avons sondé l'accumulation induite par effet Hall de spin dans des échantillons d'arséniure de gallium et de germanium dopé n. Des mesures de spin pumping et d'effet Hall de spin inverse ont démontré au préalable la conversion intéressante que présentaient les substrats de germanium dopé n.

Dans nos systèmes, la mesure élémentaire consistait à mesurer le champ magnétique local suivant le courant de charge appliqué dans la structure. L'évaluation du champ magnétique d'Oersted nous a montré cependant que ce dernier parasitait les mesures de champs magnétiques locaux. Le substrat de germanium caractérisé à posteriori par des mesures non locales démontre de plus, une longueur de diffusion de spin trop importante

en particulier à basse température pour une accumulation de spin induite par effet Hall de spin.

De la même manière que le germanium, l'arséniure de gallium présentait des résultats perturbés par le champ d'Oersted. En revanche, le spin nucléaire est non nul dans ce matériau. Par conséquent, on peut sonder la largeur de la distribution des spin nucléaires via l'amortissement des oscillations du spin du muon. De cette manière, on a pu observer un effet de seuil clair sur l'amortissement des oscillations en fonction du courant appliqué. On explique cette transition réversible par une accumulation de spin suffisante, induite à partir d'un certain courant de charge, pour interagir avec une partie des spins nucléaires et homogénéiser leur distribution en direction.

7.2 Perspectives

7.2.1 Maîtrise des états d'interface

Pour la suite de ces études, il semble qu'un approfondissement de la nature et de la densité des états d'interface sont nécessaires. Pour cela, des études complémentaires de $C(V)$ devront être associées à de nouvelles techniques comme la technique de détection électrique de résonance (EDMR). En précisant nos connaissances sur la nature des défauts d'interface, on ouvre les possibilités de s'en affranchir, par exemple avec des traitements physico-chimique lors des dépôts.

7.2.2 Optimisation des vanes de spin latérales : un outil versatile pour l'étude d'un pur courant de spin

En ce qui concerne l'amélioration des signaux de spin dans les vanes de spin latérales, ces résultats encourageants pourront être améliorés par une étude complète dépendante de l'épaisseur de la barrière tunnel (donc du RA). Notre maîtrise des techniques de nanostructuration, du design et des méthodes de mesure nous offre en conséquence des libertés importantes : de matériaux (techniques éprouvées par exemple sur silicium et germanium) et de techniques de mesures (GMR, non locale, pseudo non-local, GMR et Hanle dans le plan, ...).

7.2.3 Vers la manipulation de spin électrique et le spin FET tout semi-conducteur

Cette maîtrise des vanes de spin latérales permet aussi d'imaginer l'approfondissement de la manipulation électrique de spin. En effet, nous disposons actuellement de tous les éléments techniques pour nous intéresser à la manipulation électrique d'un pur courant

de spin : dans le silicium et le germanium, en utilisant la grille arrière des substrats.

Des mesures supplémentaires de spectroscopie de muon dans le germanium et l'arséniure de gallium peuvent nous donner des informations essentielles sur le couplage spin-orbite en jeu dans la manipulation électrique de spin. Des mesures sont d'ores et déjà prévues pour confirmer nos résultats et étendre l'étude à d'autres systèmes (InSb, dopage avec des atomes lourds, ...). Avec ces résultats nous démontrons que la spectroscopie de muon est un outil indispensable pour la spintronique des matériaux semi-conducteurs.

Cette technique est particulièrement sensible aux interfaces, au vu des profondeurs d'implantation et elle peut être une clé pour l'étude des effets d'interface. Nous avons récemment mis en lumière la création d'un état métallique de type Rashba à l'interface entre le germanium [111] et le fer. Cet état qui présente un fort couplage spin orbite peut être utile pour la création comme la manipulation de spin dans les semi-conducteurs. Dans le premier cas, un courant de charge peut être converti efficacement en courant de spin par l'effet Hall de spin, ce qui est une première étape vers un dispositif spintronique sans matériau magnétique. Dans le second cas, un fort couplage spin orbite accentuera la manipulation électrique des spins via ces états Rashba.

La manipulation électrique de spin passe certainement par une optimisation du couplage spin orbite non pas en volume du semi-conducteur, ce qui aurait pour conséquence de réduire le temps de vie de spin, mais aux interfaces. Aussi l'étude d'interfaces exotiques avec les semi-conducteurs (avec les isolants topologiques, les métaux lourds ou les ferro-électriques) peuvent être des pistes d'études pour débloquent le verrou de la manipulation électrique de spin et permettre la finalisation d'un dispositif spintronique avec des matériaux semi-conducteurs.

Bibliographie

- [1] J. Bardeen et W. H. Brattain, « Physical principles involved in transistor action », *Physical Review*, vol. 75, p. 1208–1225, 1949.
- [2] « ITRS report », 2015.
- [3] R. R. Schaller, « Moore's law : past, present and future », *Spectrum, IEEE*, vol. 34, no. 6, p. 52–59, 1997.
- [4] A. Hirohata et K. Takahashi, « Future perspectives for spintronic devices », *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 47, no. 19, p. 193001, 2014.
- [5] B. Doyle, S. Datta, M. Doczy, S. Harelund, B. Jin, J. Kavalieros, T. Linton, A. Murthy, R. Rios et R. Chau, « High performance fully-depleted tri-gate cmos transistors », *IEEE Electron Device Letters*, vol. 24, no. 4, p. 263–265, 2003.
- [6] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. N. Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich et J. Chazelas, « Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices », *Physical Review Letters*, vol. 61, p. 2472–2475, 1988.
- [7] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach et W. Zinn, « Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange », *Physical Review B*, vol. 39, p. 4828–4830, 1989.
- [8] N. Mott, « A discussion of the transition metals on the basis of quantum mechanics », *Proceedings of the Physical Society*, vol. 47, no. 4, p. 571, 1935.
- [9] M. Julliere, « Tunneling between ferromagnetic films », *Physics letters A*, vol. 54, no. 3, p. 225–226, 1975.
- [10] J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong et R. Meservey, « Large magnetoresistance at room temperature in ferromagnetic thin film tunnel junctions », *Physical Review Letters*, vol. 74, no. 16, p. 3273, 1995.
- [11] S. Datta et B. Das, « Electronic analog of the electro-optic modulator », *Applied Physics Letters*, vol. 56, no. 7, p. 665–667, 1990.
- [12] S. Wolf, D. Awschalom, R. Buhrman, J. Daughton, S. Von Molnar, M. Roukes, A. Y. Chtchelkanova et D. Treger, « Spintronics : a spin-based electronics vision for the future », *Science*, vol. 294, no. 5546, p. 1488–1495, 2001.

- [13] I. Appelbaum, B. Huang et D. J. Monsma, « Electronic measurement and control of spin transport in silicon », *Nature*, vol. 447, no. 7142, p. 295–298, 2007.
- [14] O. Van't Erve, A. Hanbicki, M. Holub, C. Li, C. Awo-Affouda, P. Thompson et B. Jonker, « Electrical injection and detection of spin-polarized carriers in silicon in a lateral transport geometry », *Applied Physics Letters*, vol. 91, no. 21, p. 212109, 2007.
- [15] S. P. Dash, S. Sharma, R. S. Patel, M. P. de Jong et R. Jansen, « Electrical creation of spin polarization in silicon at room temperature », *Nature*, vol. 462, no. 7272, p. 491–494, 2009.
- [16] Y. Zhou, W. Han, L.-T. Chang, F. Xiu, M. Wang, M. Oehme, I. A. Fischer, J. Schulze, R. K. Kawakami et K. L. Wang, « Electrical spin injection and transport in germanium », *Physical Review B*, vol. 84, no. 12, p. 125323, 2011.
- [17] A. Jain, L. Louahadj, J. Peiro, J. Le Breton, C. Vergnaud, A. Barski, C. Beigné, L. Notin, A. Marty, V. Baltz *et al.*, « Electrical spin injection and detection at Al₂O₃/n-type germanium interface using three terminal geometry », *Applied Physics Letters*, vol. 99, no. 16, p. 162102, 2011.
- [18] I. Žutić, J. Fabian et S. D. Sarma, « Spintronics : Fundamentals and applications », *Reviews of modern physics*, vol. 76, no. 2, p. 323, 2004.
- [19] B. Jonker, A. Hanbicki, D. Pierce et M. Stiles, « Spin nomenclature for semiconductors and magnetic metals », *Journal of magnetism and magnetic materials*, vol. 277, no. 1, p. 24–28, 2004.
- [20] É. d. T. de Lacheisserie, *Magnétisme*, vol. 1. EDP sciences, 2012.
- [21] M. Getzlaff, *Fundamentals of magnetism*. Springer Science & Business Media, 2007.
- [22] A. Aronov, « Spin injection in metals and polarization of nuclei », *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, vol. 24, no. 1, p. 32–34, 1976.
- [23] M. Johnson et R. Silsbee, « Thermodynamic analysis of interfacial transport and of the thermomagnetolectric system », *Physical Review B*, vol. 35, no. 10, p. 4959, 1987.
- [24] T. Valet et A. Fert, « Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers », *Physical Review B*, vol. 48, no. 10, p. 7099, 1993.
- [25] E. Rashba, « Theory of electrical spin injection : Tunnel contacts as a solution of the conductivity mismatch problem », *Physical Review B*, vol. 62, no. 24, p. R16267, 2000.
- [26] F. Meier et B. P. Zakharchenya, *Optical orientation*, vol. 8. Elsevier, 2012.

- [27] J. Kikkawa et D. Awschalom, « Lateral drag of spin coherence in gallium arsenide », *Nature*, vol. 397, no. 6715, p. 139–141, 1999.
- [28] H. J. Zhu, M. Ramsteiner, H. Kostial, M. Wassermeier, H.-P. Schönherr et K. H. Ploog, « Room-temperature spin injection from Fe into GaAs », *Physical Review Letters*, vol. 87, p. 016601, Jun 2001.
- [29] M. Dyakonov et V. Perel, « Theory of optical spin orientation of electrons and nuclei in semiconductors », *Optical orientation*, vol. 8, p. 11, 1984.
- [30] J.-C. Le Breton, S. Sharma, H. Saito, S. Yuasa et R. Jansen, « Thermal spin current from a ferromagnet to silicon by Seebeck spin tunnelling », *Nature*, vol. 475, no. 7354, p. 82–85, 2011.
- [31] Y. Kato, R. Myers, A. Gossard et D. Awschalom, « Observation of the spin hall effect in semiconductors », *science*, vol. 306, no. 5703, p. 1910–1913, 2004.
- [32] M. Koike, E. Shikoh, Y. Ando, T. Shinjo, S. Yamada, K. Hamaya et M. Shiraishi, « Dynamical spin injection into p-type germanium at room temperature », *Applied Physics Express*, vol. 6, no. 2, p. 023001, 2013.
- [33] J.-C. Rojas-Sánchez, M. Cubukcu, A. Jain, C. Vergnaud, C. Portemont, C. Ducruet, A. Barski, A. Marty, L. Vila, J.-P. Attané *et al.*, « Spin pumping and inverse spin hall effect in germanium », *Physical Review B*, vol. 88, no. 6, p. 064403, 2013.
- [34] Y. Ohno, D. K. Young, B. al Beschoten, F. Matsukura, H. Ohno et D. D. Awschalom, « Electrical spin injection in a ferromagnetic semiconductor heterostructure », *Nature*, vol. 402, p. 790–792, oct 1999.
- [35] P. Hammar, B. Bennett, M. Yang et M. Johnson, « Observation of spin injection at a ferromagnet-semiconductor interface », *Physical Review Letters*, vol. 83, no. 1, p. 203, 1999.
- [36] W. Lee, S. Gardelis, B.-C. Choi, Y. Xu, C. Smith, C. Barnes, D. Ritchie, E. Linfield et J. Bland, « Magnetization reversal and magnetoresistance in a lateral spin-injection device », *Journal of Applied Physics*, vol. 85, no. 9, p. 6682–6685, 1999.
- [37] G. Schmidt, D. Ferrand, L. Molenkamp, A. Filip et B. Van Wees, « Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor », *Physical Review B*, vol. 62, no. 8, p. R4790, 2000.
- [38] A. Fert et H. Jaffres, « Conditions for efficient spin injection from a ferromagnetic metal into a semiconductor », *Physical Review B*, vol. 64, no. 18, p. 184420, 2001.
- [39] M. Tran, H. Jaffrès, C. Deranlot, J.-M. George, A. Fert, A. Miard et A. Lemaître, « Enhancement of the spin accumulation at the interface between a spin-polarized tunnel junction and a semiconductor », *Physical Review Letters*, vol. 102, no. 3, p. 036601, 2009.

- [40] A. Jain, *Injection de spin dans le germanium : de l'injecteur ferromagnétique métallique à l'injecteur semiconducteur (Ge, Mn)*. Thèse doctorat, Grenoble, 2011.
- [41] A. Jain, J.-C. Rojas-Sanchez, M. Cubukcu, J. Peiro, J. Le Breton, E. Prestat, C. Vergnaud, L. Louahadj, C. Portemont, C. Ducruet *et al.*, « Crossover from spin accumulation into interface states to spin injection in the germanium conduction band », *Physical Review Letters*, vol. 109, no. 10, p. 106603, 2012.
- [42] Y. Song et H. Dery, « Magnetic-field-modulated resonant tunneling in ferromagnetic-insulator-nonmagnetic junctions », *Physical Review Letters*, vol. 113, no. 4, p. 047205, 2014.
- [43] O. Txoperena, Y. Song, L. Qing, M. Gobbi, L. E. Hueso, H. Dery et F. Casanova, « Impurity-assisted tunneling magnetoresistance under a weak magnetic field », *Physical Review Letters*, vol. 113, p. 146601, Oct 2014.
- [44] S. P. Dash, S. Sharma, J. Le Breton, J. Peiro, H. Jaffrès, J.-M. George, A. Le Maître et R. Jansen, « Spin precession and inverted Hanle effect in a semiconductor near a finite-roughness ferromagnetic interface », *Physical Review B*, vol. 84, no. 5, p. 054410, 2011.
- [45] M. Johnson et R. H. Silsbee, « Interfacial charge-spin coupling : Injection and detection of spin magnetization in metals », *Physical Review Letters*, vol. 55, p. 1790–1793, Oct 1985.
- [46] M. Johnson et R. H. Silsbee, « Spin-injection experiment », *Physical Review B*, vol. 37, p. 5326–5335, Apr 1988.
- [47] F. J. Jedema, A. Filip et B. Van Wees, « Electrical spin injection and accumulation at room temperature in an all-metal mesoscopic spin valve », *Nature*, vol. 410, no. 6826, p. 345–348, 2001. Spin valve métallique.
- [48] F. Jedema, H. Heersche, A. Filip, J. Baselmans et B. Van Wees, « Electrical detection of spin precession in a metallic mesoscopic spin valve », *Nature*, vol. 416, no. 6882, p. 713–716, 2002. Spin valve métallique.
- [49] D. Beckmann, H. Weber et H. v. Löhneysen, « Evidence for crossed Andreev reflection in superconductor-ferromagnet hybrid structures », *Physical Review Letters*, vol. 93, no. 19, p. 197003, 2004. Spin valve supraconducteurs.
- [50] Z. Xiong, D. Wu, Z. V. Vardeny et J. Shi, « Giant magnetoresistance in organic spin-valves », *Nature*, vol. 427, no. 6977, p. 821–824, 2004. Spin valve organique.
- [51] X. Lou, C. Adelman, S. A. Crooker, E. S. Garlid, J. Zhang, K. M. Reddy, S. D. Flexner, C. J. Palmstrøm et P. A. Crowell, « Electrical detection of spin transport in lateral ferromagnet–semiconductor devices », *Nature Physics*, vol. 3, no. 3, p. 197–202, 2007. Spin valve GaAs.

- [52] H. C. Koo, H. Yi, J.-B. Ko, J. Chang, S.-H. Han, D. Jung, S.-G. Huh et J. Eom, « Electrical spin injection and detection in an InAs quantum well », *arXiv preprint cond-mat/0612575*, 2006. Spin valve InAs.
- [53] T. Suzuki, T. Sasaki, T. Oikawa, M. Shiraishi, Y. Suzuki et K. Noguchi, « Room-temperature electron spin transport in a highly doped Si channel », *Applied Physics Express*, vol. 4, no. 2, p. 023003, 2011.
- [54] Y. Saito, T. Marukame, T. Inokuchi, M. Ishikawa, H. Sugiyama et T. Tanamoto, « Spin injection, transport, and read/write operation in spin-based MOSFET », *Thin Solid Films*, vol. 519, no. 23, p. 8266–8273, 2011.
- [55] S. O. Valenzuela, « Nonlocal electronic spin detection, spin accumulation and the spin hall effect », *International Journal of Modern Physics B*, vol. 23, no. 11, p. 2413–2438, 2009.
- [56] M. Shiraishi, Y. Honda, E. Shikoh, Y. Suzuki, T. Shinjo, T. Sasaki, T. Oikawa, K. Noguchi et T. Suzuki, « Spin transport properties in silicon in a nonlocal geometry », *Physical Review B*, vol. 83, no. 24, p. 241204, 2011.
- [57] T. Sasaki, Y. Ando, M. Kameno, T. Tahara, H. Koike, T. Oikawa, T. Suzuki et M. Shiraishi, « Spin transport in nondegenerate Si with a spin mosfet structure at room temperature », *Physical Review Applied*, vol. 2, no. 3, p. 034005, 2014.
- [58] J. Fabian, A. Matos-Abiague, C. Ertler, P. Stano et I. Žutić, « Semiconductor spintronics », *Acta Physica Slovaca. Reviews and Tutorials*, vol. 57, no. 4-5, p. 342, 2007.
- [59] T. Tahara, Y. Ando, M. Kameno, H. Koike, K. Tanaka, S. Miwa, Y. Suzuki, T. Sasaki, T. Oikawa et M. Shiraishi, « Observation of large spin accumulation voltages in nondegenerate Si spin devices due to spin drift effect : Experiments and theory », *Physical Review B*, vol. 93, p. 214406, Jun 2016.
- [60] E.-S. Liu, J. Nah, K. M. Varahramyan et E. Tutuc, « Lateral spin injection in germanium nanowires », *Nano letters*, vol. 10, no. 9, p. 3297–3301, 2010.
- [61] J. Tarun, S. Huang, Y. Fukuma, H. Idzuchi, Y. Otani, N. Fukata, K. Ishibashi et S. Oda, « Demonstration of spin valve effects in silicon nanowires », *Journal of Applied Physics*, vol. 109, no. 7, p. 07C508, 2011.
- [62] O. van't Erve, A. Friedman, C. Li, J. Robinson, J. Connell, L. Lauhon et B. Jonker, « Spin transport and Hanle effect in silicon nanowires using graphene tunnel barriers », *Nature Communications*, vol. 6, 2015.
- [63] J. Tian, I. Childres, H. Cao, T. Shen, I. Miotkowski et Y. P. Chen, « Topological insulator based spin valve devices : Evidence for spin polarized transport of spin-momentum-locked topological surface states », *Solid State Communications*, vol. 191, p. 1–5, 2014.

- [64] A. Dankert, J. Geurs, M. V. Kamalakar, S. Charpentier et S. P. Dash, « Room temperature electrical detection of spin polarized currents in topological insulators », *Nano letters*, vol. 15, no. 12, p. 7976–7981, 2015.
- [65] W. Wang, A. Narayan, L. Tang, K. Dolui, Y. Liu, X. Yuan, Y. Jin, Y. Wu, I. Rungger, S. Sanvito *et al.*, « Spin-valve effect in NiFe/MoS₂/NiFe junctions », *Nano letters*, vol. 15, no. 8, p. 5261–5267, 2015.
- [66] O. Txoperena et F. Casanova, « Spin injection and local magnetoresistance effects in three-terminal devices », *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 49, no. 13, p. 133001, 2016.
- [67] C. Li, O. Van't Erve et B. Jonker, « Electrical injection and detection of spin accumulation in silicon at 500 K with magnetic metal/silicon dioxide contacts », *Nature Communications*, vol. 2, p. 245, 2011.
- [68] S. Iba, H. Saito, A. Spiesser, S. Watanabe, R. Jansen, S. Yuasa et K. Ando, « Spin accumulation and spin lifetime in p-type germanium at room temperature », *Applied Physics Express*, vol. 5, no. 5, p. 053004, 2012.
- [69] K.-R. Jeon, B.-C. Min, I.-J. Shin, C.-Y. Park, H.-S. Lee, Y.-H. Jo et S.-C. Shin, « Unconventional Hanle effect in a highly ordered CoFe/MgO/n-Si contact : non-monotonic bias and temperature dependence and sign inversion of the spin signal », *New Journal of Physics*, vol. 14, no. 2, p. 023014, 2012.
- [70] R. Jansen, B. Min, S. Dash, S. Sharma, G. Kioseoglou, A. Hanbicki, O. van't Erve, P. Thompson et B. Jonker, « Electrical spin injection into moderately doped silicon enabled by tailored interfaces », *Physical Review B*, vol. 82, no. 24, p. 241305, 2010.
- [71] Y. Pu, J. Beardsley, P. Odenthal, A. Swartz, R. Kawakami, P. Hammel, E. Johnston-Halperin, J. Sinova et J. Pelz, « Correlation of electrical spin injection and non-linear charge-transport in Fe/MgO/Si », *Applied Physics Letters*, vol. 103, no. 1, p. 012402, 2013.
- [72] M. Ishikawa, H. Sugiyama, T. Inokuchi, T. Tanamoto, K. Hamaya, N. Tezuka et Y. Saito, « Maximum magnitude in bias-dependent spin accumulation signals of CoFe/MgO/Si on insulator devices », *Journal of Applied Physics*, vol. 114, no. 24, p. 243904, 2013.
- [73] T. Inokuchi, M. Ishikawa, H. Sugiyama et Y. Saito, « Spin-dependent transport mechanisms in CoFe/MgO/n+-Si junctions investigated by frequency response of signals », *Applied Physics Express*, vol. 9, no. 7, p. 073002, 2016.
- [74] Y. Aoki, M. Kameno, Y. Ando, E. Shikoh, Y. Suzuki, T. Shinjo, M. Shiraishi, T. Sasaki, T. Oikawa et T. Suzuki, « Investigation of the inverted Hanle effect in highly doped Si », *Physical Review B*, vol. 86, no. 8, p. 081201, 2012.

- [75] A. Spiesser, S. Sharma, H. Saito, R. Jansen, S. Yuasa et K. Ando, « Electrical spin injection in p-type Si using Fe/MgO contacts », in *SPIE NanoScience+ Engineering*, p. 84610K–84610K, International Society for Optics and Photonics, 2012.
- [76] A. Dankert, R. S. Dulal et S. P. Dash, « Efficient spin injection into silicon and the role of the schottky barrier », *Scientific reports*, vol. 3, 2013.
- [77] Y. Ando, S. Yamada, K. Kasahara, K. Masaki, K. Sawano, M. Miyao et K. Hamaya, « Evidence for the presence of spin accumulation in localized states at ferromagnet-silicon interfaces », *arXiv preprint arXiv :1207.1154*, 2012.
- [78] A. Jain, C. Vergnaud, J. Peiro, J. Le Breton, E. Prestat, L. Louahadj, C. Portemont, C. Ducruet, V. Baltz, A. Marty *et al.*, « Electrical and thermal spin accumulation in germanium », *Applied Physics Letters*, vol. 101, no. 2, p. 022402, 2012.
- [79] A. Spiesser, H. Saito, R. Jansen, S. Yuasa et K. Ando, « Large spin accumulation voltages in epitaxial Mn₅Ge₃ contacts on ge without an oxide tunnel barrier », *Physical Review B*, vol. 90, no. 20, p. 205213, 2014.
- [80] F. Rortais, S. Oyarzún, F. Bottegoni, J. Rojas-Sánchez, P. Laczkowski, A. Ferrari, C. Vergnaud, C. Ducruet, C. Beigné, N. Reyren *et al.*, « Spin transport in p-type germanium », *Journal of Physics : Condensed Matter*, vol. 28, no. 16, p. 165801, 2016.
- [81] Y. Zhang, Z. Zhang, Y. Liu, Z. Kang, B. Ma et Q. Jin, « Micromagnetic study of hotspot and thermal effects on spin-transfer switching in magnetic tunnel junctions », *Journal of Applied Physics*, vol. 101, no. 10, p. 103905, 2007.
- [82] S. Sharma, A. Spiesser, S. P. Dash, S. Iba, S. Watanabe, B. van Wees, H. Saito, S. Yuasa et R. Jansen, « Anomalous scaling of spin accumulation in ferromagnetic tunnel devices with silicon and germanium », *Physical Review B*, vol. 89, no. 7, p. 075301, 2014.
- [83] Z. Yue, M. Prestgard, A. Tiwari et M. Raikh, « Resonant magnetotunneling between normal and ferromagnetic electrodes in relation to the three-terminal spin transport », *Physical Review B*, vol. 91, no. 19, p. 195316, 2015.
- [84] O. Txoperena, M. Gobbi, A. Bedoya-Pinto, F. Golmar, X. Sun, L. E. Hueso et F. Casanova, « How reliable are Hanle measurements in metals in a three-terminal geometry ? », *Applied Physics Letters*, vol. 102, no. 19, p. 192406, 2013.
- [85] R. Jansen, A. Deac, H. Saito et S. Yuasa, « Injection and detection of spin in a semiconductor by tunneling via interface states », *Physical Review B*, vol. 85, no. 13, p. 134420, 2012.
- [86] J. Peiro, *Phénomènes d'injection et de décohérence de spin dans des structures semiconductrices*. Thèse doctorat, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2013.

- [87] D. Paget, « Optical detection of NMR in high-purity GaAs : Direct study of the relaxation of nuclei close to shallow donors », *Physical Review B*, vol. 25, no. 7, p. 4444, 1982.
- [88] D. J. Lépine, « Spin resonance of localized and delocalized electrons in phosphorus-doped silicon between 20 and 30 K », *Physical Review B*, vol. 2, no. 7, p. 2429, 1970.
- [89] M. Dyakonov, « Basics of semiconductor and spin physics », in *Spin Physics in Semiconductors*, p. 1–28, Springer, 2008.
- [90] H. C. Koo, J. H. Kwon, J. Eom, J. Chang, S. H. Han et M. Johnson, « Control of spin precession in a spin-injected field effect transistor », *Science*, vol. 325, no. 5947, p. 1515–1518, 2009.
- [91] K. Yaji, Y. Ohtsubo, S. Hatta, H. Okuyama, K. Miyamoto, T. Okuda, A. Kimura, H. Namatame, M. Taniguchi et T. Aruga, « Large rashba spin splitting of a metallic surface-state band on a semiconductor surface », *Nature Communications*, vol. 1, p. 17, 2010.
- [92] T. Aruga, « Different types of rashba spin-split surface states on Ge (111) », *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena*, vol. 201, p. 74–80, 2015.
- [93] T. Hamada, T. Ohno et S. Maekawa, « First-principles study of electronic and magnetic structures of CoFeB/Ta and CoFe/TaB heterostructures », *Molecular Physics*, vol. 113, no. 3-4, p. 314–318, 2015.
- [94] W. Kern, « The Evolution of Silicon Wafer Cleaning Technology », *Journal of The Electrochemical Society*, vol. 137, no. 6, p. 1887, 1990.
- [95] A. Ishizaka et Y. Shiraki, « Low temperature surface cleaning of silicon and its application to silicon MBE », *Journal of the Electrochemical Society*, vol. 133, no. 4, p. 666–671, 1986.
- [96] K.-R. Jeon, C.-Y. Park et S.-C. Shin, « Epitaxial growth of MgO and CoFe/MgO on Ge (001) substrates by molecular beam epitaxy », *Crystal Growth & Design*, vol. 10, no. 3, p. 1346–1350, 2010.
- [97] J. Kerr, « Xliii. on rotation of the plane of polarization by reflection from the pole of a magnet », *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 3, no. 19, p. 321–343, 1877.
- [98] J. Hamrle, *Détermination du profil de l'aimantation en profondeur dans des structures multicouches magnétiques par magnéto-optique*. Thèse doctorat, Paris 11, Orsay, 2003.
- [99] D. Wei, M. Obstbaum, M. Ribow, C. H. Back et G. Woltersdorf, « Spin hall voltages from ac and dc spin currents », *Nature Communications*, vol. 5, 2014.

- [100] A. Ghosh, *Pompage de spin et absorption de spin dans des hétérostructures magnétiques*. Thèse doctorat, Grenoble, 2012.
- [101] X. Lou, C. Adelmann, M. Furis, S. A. Crooker, C. J. Palmstrøm et P. A. Crowell, « Electrical detection of spin accumulation at a ferromagnet-semiconductor interface », *Physical Review Letters*, vol. 96, p. 176603, May 2006.
- [102] E. Akkermans et G. Montambaux, *Mesoscopic physics of electrons and photons*. Cambridge University Press, 2007.
- [103] B. Altshuler, *AG Aronov in Electron-electron interactions in disordered systems*, edited by AL Efros and M. Pollak. North-Holland, Amsterdam, 1985.
- [104] J. Chen, X. Zhang, Z. Luo, J. Wang et H.-G. Piao, « Large positive magnetoresistance in germanium », *Journal of Applied Physics*, vol. 116, no. 11, p. 114511, 2014.
- [105] J. Chen, H.-G. Piao, Z. Luo et X. Zhang, « Enhanced linear magnetoresistance of germanium at room temperature due to surface imperfection », *Applied Physics Letters*, vol. 106, no. 17, p. 173503, 2015.
- [106] S. Hikami, A. I. Larkin et Y. Nagaoka, « Spin-orbit interaction and magnetoresistance in the two dimensional random system », *Progress of Theoretical Physics*, vol. 63, no. 2, p. 707–710, 1980.
- [107] B. Grbić *et al.*, *Hole transport and spin-orbit coupling in p-type GaAs nanostructures*. Thèse doctorat, Diss., Naturwissenschaften, Eidgenössische Technische Hochschule ETH Zürich, Nr. 17248, 2007, 2007.
- [108] Y. Niimi, D. Wei, H. Idzuchi, T. Wakamura, T. Kato et Y. Otani, « Experimental verification of comparability between spin-orbit and spin-diffusion lengths », *Physical Review Letters*, vol. 110, p. 016805, Jan 2013.
- [109] W. Brinkman, R. Dynes et J. Rowell, « Tunneling conductance of asymmetrical barriers », *Journal of Applied Physics*, vol. 41, no. 5, p. 1915–1921, 1970.
- [110] S. Stein, « Barrier and interface properties of magnetic tunneling junctions studied via electrical transport », *Berichte des Forschungszentrums Jülich*, vol. 41, p. 23, 2004.
- [111] D. Lee, S. Raghunathan, R. J. Wilson, D. E. Nikonov, K. Saraswat et S. X. Wang, « The influence of fermi level pinning/depinning on the schottky barrier height and contact resistance in ge/cofeb and ge/mgo/cofeb structures », *Applied Physics Letters*, vol. 96, no. 5, p. 052514, 2010.
- [112] S. Dushenko, M. Koike, Y. Ando, T. Shinjo, M. Myronov et M. Shiraishi, « Experimental demonstration of room-temperature spin transport in n-type germanium epilayers », *Physical Review Letters*, vol. 114, no. 19, p. 196602, 2015.

- [113] E. J. Loren, J. Rioux, C. Lange, J. Sipe, H. van Driel et A. L. Smirl, « Hole spin relaxation and intervalley electron scattering in germanium », *Physical Review B*, vol. 84, no. 21, p. 214307, 2011.
- [114] M. Kameno, Y. Ando, E. Shikoh, T. Shinjo, T. Sasaki, T. Oikawa, Y. Suzuki, T. Suzuki et M. Shiraishi, « Effect of spin drift on spin accumulation voltages in highly doped silicon », *Applied Physics Letters*, vol. 101, no. 12, p. 122413, 2012.
- [115] Y. Song, O. Chalaev et H. Dery, « Donor-driven spin relaxation in multivalley semiconductors », *Physical Review Letters*, vol. 113, no. 16, p. 167201, 2014.
- [116] E. Shikoh, K. Ando, K. Kubo, E. Saitoh, T. Shinjo et M. Shiraishi, « Spin-pump-induced spin transport in p-type Si at room temperature », *Physical Review Letters*, vol. 110, no. 12, p. 127201, 2013.
- [117] C. Hautmann, B. Surrer et M. Betz, « Ultrafast optical orientation and coherent Larmor precession of electron and hole spins in bulk germanium », *Physical Review B*, vol. 83, p. 161203, Apr 2011.
- [118] K. Hipps et U. Mazur, « Inelastic electron tunneling spectroscopy », *Handbook of Vibrational Spectroscopy*, 2002.
- [119] T. Inokuchi, M. Ishikawa, H. Sugiyama, T. Tanamoto et Y. Saito, « Effect of electron trap states on spin-dependent transport characteristics in CoFe/MgO/n⁺-Si junctions investigated by Hanle effect measurements and inelastic electron tunneling spectroscopy », *Applied Physics Letters*, vol. 105, no. 23, p. 232401, 2014.
- [120] H. N. Tinkey, P. Li et I. Appelbaum, « Inelastic electron tunneling spectroscopy of local “spin accumulation” devices », *Applied Physics Letters*, vol. 104, no. 23, p. 232410, 2014.
- [121] A. Jain, J.-C. Rojas-Sanchez, M. Cubukcu, J. Peiro, J.-C. Le Breton, C. Vergnaud, E. Augendre, L. Vila, J.-P. Attané, S. Gambarelli *et al.*, « Transition from spin accumulation into interface states to spin injection in silicon and germanium conduction bands », *The European Physical Journal B*, vol. 86, no. 4, p. 1–5, 2013.
- [122] X. Garros, *Caractérisation et modélisation de l’oxyde d’hafnium comme alternative à la silice pour les futures technologies CMOS submicroniques*. Thèse doctorat, Aix-Marseille 1, 2004.
- [123] M. Tran, *Phénomène d’injection de spin dans un semiconducteur à partir d’un contact ferromagnétique*. Thèse doctorat, Université de Paris-Sud. Faculté des Sciences d’Orsay (Essonne), 2009.
- [124] A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez et B. Van Waeyenberge, « The design and verification of mumax3 », *Aip Advances*, vol. 4, no. 10, p. 107133, 2014.

- [125] M. Donahue et D. Porter, « Object oriented micro-magnetic framework (oommf) », *Version*, vol. 1, p. a4, 2006.
- [126] T. Sasaki, T. Oikawa, T. Suzuki, M. Shiraishi, Y. Suzuki et K. Tagami, « Electrical spin injection into silicon using MgO tunnel barrier », *Applied Physics Express*, vol. 2, no. 5, p. 053003, 2009.
- [127] F. Pezzoli, F. Bottegoni, D. Trivedi, F. Ciccacci, A. Giorgioni, P. Li, S. Cecchi, E. Grilli, Y. Song, M. Guzzi, H. Dery et G. Isella, « Optical spin injection and spin lifetime in Ge heterostructures », *Physical Review Letters*, vol. 108, p. 156603, Apr 2012.
- [128] C. Shen, T. Trypiniotis, K. Lee, S. Holmes, R. Mansell, M. Husain, V. Shah, X. V. Li, H. Kurebayashi, I. Farrer *et al.*, « Spin transport in germanium at room temperature », *Applied Physics Letters*, vol. 97, no. 16, p. 162104, 2010.
- [129] K.-R. Jeon, B.-C. Min, Y.-H. Jo, H.-S. Lee, I.-J. Shin, C.-Y. Park, S.-Y. Park et S.-C. Shin, « Electrical spin injection and accumulation in coFe/mgO/ge contacts at room temperature », *Physical Review B*, vol. 84, no. 16, p. 165315, 2011.
- [130] P. Li, Y. Song et H. Dery, « Intrinsic spin lifetime of conduction electrons in germanium », *Physical Review B*, vol. 86, no. 8, p. 085202, 2012.
- [131] T. Sasaki, T. Oikawa, T. Suzuki, M. Shiraishi, Y. Suzuki et K. Noguchi, « Evidence of electrical spin injection into silicon using MgO tunnel barrier », *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 46, no. 6, p. 1436–1439, 2010.
- [132] T. Sasaki, T. Oikawa, T. Suzuki, M. Shiraishi, Y. Suzuki et K. Noguchi, « Local and non-local magnetoresistance with spin precession in highly doped Si », *Applied Physics Letters*, vol. 98, no. 26, p. 262503, 2011.
- [133] Y. Fukuma, L. Wang, H. Idzuchi, S. Takahashi, S. Maekawa et Y. Otani, « Giant enhancement of spin accumulation and long-distance spin precession in metallic lateral spin valves », *Nature Materials*, vol. 10, no. 7, p. 527–531, 2011.
- [134] J.-C. R. Sánchez, P. Laczkowski, W. S. Torres, M. Cubukcu, V. Nguyen, L. Notin, C. Beigné, C. Vergnaud, A. Marty, M. Jamet *et al.*, « In-plane and out-of-plane spin precession in lateral spin-valves », *Applied Physics Letters*, vol. 102, no. 13, p. 132408, 2013.
- [135] S. S. Parkin, C. Kaiser, A. Panchula, P. M. Rice, B. Hughes, M. Samant et S.-H. Yang, « Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with MgO (100) tunnel barriers », *Nature Materials*, vol. 3, no. 12, p. 862–867, 2004.
- [136] M. Kameno, Y. Ando, T. Shinjo, H. Koike, T. Sasaki, T. Oikawa, T. Suzuki et M. Shiraishi, « Spin drift in highly doped n-type Si », *Applied Physics Letters*, vol. 104, no. 9, p. 092409, 2014.

- [137] S. Crooker, M. Furis, X. Lou, C. Adelman, D. Smith, C. Palmstrøm et P. Crowell, « Imaging spin transport in lateral ferromagnet/semiconductor structures », *Science*, vol. 309, no. 5744, p. 2191–2195, 2005.
- [138] K. Ando, S. Takahashi, J. Ieda, Y. Kajiwara, H. Nakayama, T. Yoshino, K. Harii, Y. Fujikawa, M. Matsuo, S. Maekawa *et al.*, « Inverse spin-hall effect induced by spin pumping in metallic system », *Journal of Applied Physics*, vol. 109, no. 10, p. 103913, 2011.
- [139] A. Yaouanc et P. D. De Réotier, *Muon spin rotation, relaxation, and resonance : applications to condensed matter*. No. 147, Oxford University Press, 2011.
- [140] R. L. Garwin, L. M. Lederman et M. Weinrich, « Observations of the failure of conservation of parity and charge conjugation in meson decays : the magnetic moment of the free muon », *Physical Review*, vol. 105, no. 4, p. 1415, 1957.
- [141] E. Morenzoni, F. Kottmann, D. Maden, B. Matthias, M. Meyberg, T. Prokscha, T. Wutzke et U. Zimmermann, « Generation of very slow polarized positive muons », *Physical Review Letters*, vol. 72, no. 17, p. 2793, 1994.
- [142] T. Prokscha, E. Morenzoni, K. Deiters, F. Foroughi, D. George, R. Kobler, A. Suter et V. Vrankovic, « The new $\mu e4$ beam at PSI : A hybrid-type large acceptance channel for the generation of a high intensity surface-muon beam », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 595, no. 2, p. 317–331, 2008.
- [143] S. Matsuzaka, Y. Ohno et H. Ohno, « Electron density dependence of the spin hall effect in gaas probed by scanning kerr rotation microscopy », *Physical Review B*, vol. 80, no. 24, p. 241305, 2009.
- [144] A. Yamamoto, Y. Ando, T. Shinjo, T. Uemura et M. Shiraishi, « Spin transport and spin conversion in compound semiconductor with non-negligible spin-orbit interaction », *Physical Review B*, vol. 91, no. 2, p. 024417, 2015.
- [145] T. Uemura, T. Akiho, M. Harada, K.-i. Matsuda et M. Yamamoto, « Non-local detection of spin-polarized electrons at room temperature in $\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}/\text{GaAs}$ schottky tunnel junctions », *Applied Physics Letters*, vol. 99, no. 8, p. 082108, 2011.
- [146] E. Morenzoni, T. Prokscha, A. Suter, H. Luetkens et R. Khasanov, « Nano-scale thin film investigations with slow polarized muons », *Journal of Physics : Condensed Matter*, vol. 16, no. 40, p. S4583, 2004.
- [147] E. Morenzoni, H. Glückler, T. Prokscha, R. Khasanov, H. Luetkens, M. Birke, E. Forgan, C. Niedermayer et M. Pleines, « Implantation studies of kev positive muons in thin metallic layers », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 192, no. 3, p. 254–266, 2002.

- [148] W. Eckstein, « The binary collision model », in *Computer Simulation of Ion-Solid Interactions*, p. 4–32, Springer, 1991.
- [149] P. D. De Réotier et A. Yaouanc, « Muon spin rotation and relaxation in magnetic materials », *Journal of Physics : Condensed Matter*, vol. 9, no. 43, p. 9113, 1997.
- [150] A. Suter et B. Wojek, « Musrfit : a free platform-independent framework for μ sr data analysis », *Physics Procedia*, vol. 30, p. 69–73, 2012.

Communications

Articles

- F. Bottegoni, A. Ferrari, F. Rortais, C. Vergnaud, A. Marty, G. Isella, M. Finazzi, M. Jamet, and F. Ciccacci, « Spin diffusion in Pt as probed by optically generated spin currents », *Physical Review B*, vol.92, p. 214403, 2015.
- G Zahnd, VT Pham, A Marty, M Jamet, C Beigné, L Notin, C Vergnaud, F Rortais, L Vila, J-P Attané, « Introduction and pinning of domain walls in 50nm NiFe constrictions using local and external magnetic fields », *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol.406, p. 166, 2015.
- F. Rortais, S. Oyarzun, F. Bottegoni, J.-C. Rojas-Sanchez, P. Laczkowski, A. Ferrari, C. Vergnaud, C. Ducruet, C. Beigné, N. Reyren, A. Marty, J.-P. Attané, L. Vila, S. Gambarelli, J. Widiez, F.Ciccacci, H. Jaffrès, J.-M. George, M. Jamet, « Spin transport in p-type Germanium » *Journal of Physics : Condensed Matter*, vol.28, no.16, p.165801, 2016.
- S. Oyarzun, A. K. Nandy, F. Rortais, J.-C. Rojas-Sanchez, P. Laczkowski, S. Pouget, H. Okuno, L. Vila, C. Vergnaud, C. Beigné, A. Marty, J.-P. Attané, S. Gambarelli, J.-M. George, H. Jaffrès, S. Blugel, M. Jamet, « Giant spin-to-charge conversion by Rashba coupling in metallic states at the Fe/Ge(111) interface », Soumis à *Nature Nanotechnology*, 2016.
- F. Rortais, C. Vergnaud, C. Ducruet, C. Beigné, A. Marty, J.-P. Attané, J. Widiez, H. Jaffrès, J.-M. George, M. Jamet, « Electrical spin injection in silicon and the role of defects », Soumis à *Physical review B*, 2016.
- F. Rortais, C. Vergnaud, C. Ducruet, C. Beigné, A. Marty, J.-P. Attané, J. Widiez, H. Jaffrès, J.-M. George, M. Jamet, « Room temperature electrical spin injection in germanium », *en préparation*, 2016.

Conférences

- The Joint European Magnetic Symposia, Glasgow (2016). *Oral : Spin injection in silicon and germanium : Direct comparison between 4 and 3 terminal measurements.*
- Colloque Louis Néel, Saint-Dié (2016). *Oral : Electrical spin injection in semiconductors : beyond the controversy for Si and Ge.*
- Colloque Louis Néel, Saint-Dié (2016). *Poster : Spin-to-charge conversion by Rashba coupling : metallic states at the Fe/Ge(111) interface.*
- SPIE (International society for optics and photonics), San Diego (2015). *Oral invité : Role of impurities/defects in the electrical spin injection in silicon and germanium*
- ICM (International Conference on Magnetism), Barcelona (2015). *Poster : Spin injection in silicon from defects to the channel*
- Colloque Louis Néel, Autrans (2014). *Poster : Spin dynamics in p-doped germanium.*
- CMD/JMC (Condensed Matter Divisions), Paris (2014). *Poster : Spin injection and dynamics in p-doped Germanium.*

