



HAL
open science

Dynamique de l'aimantation de nano-oscillateurs micro-ondes à transfert de spin

Dimitri Houssameddine

► **To cite this version:**

Dimitri Houssameddine. Dynamique de l'aimantation de nano-oscillateurs micro-ondes à transfert de spin. Physique [physics]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2009. Français. NNT: . tel-00466637

HAL Id: tel-00466637

<https://theses.hal.science/tel-00466637>

Submitted on 24 Mar 2010

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.

THESE

Présentée le 29 septembre 2009 par

Dimitri HOUSSAMEDDINE

Pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER

Spécialité : **PHYSIQUE**

**Dynamique de l'aimantation de nano-oscillateurs
micro-ondes à transfert de spin**

Composition du jury :

Françoise HIPPERT
Stéphane MANGIN
Thibaut DEVOLDER
Olivier KLEIN
Pascal XAVIER
Ursula EBELS

Président
Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Directeur de thèse
Co-directeur de thèse

THESE

Présentée le 29 septembre 2009 par

Dimitri HOUSSAMEDDINE

Pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER

Spécialité : **PHYSIQUE**

**Dynamique de l'aimantation de nano-oscillateurs
micro-ondes à transfert de spin**

Composition du jury :

Françoise HIPPERT
Stéphane MANGIN
Thibaut DEVOLDER
Olivier KLEIN
Pascal XAVIER
Ursula EBELS

Président
Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Directeur de thèse
Co-directeur de thèse

Remerciements

Je tiens à remercier Pascal Xavier et Ursula Ebels de m'avoir encadré durant ces trois années de thèse. Merci Pascal pour ta disponibilité et pour les discussions qui nous ont permis d'avoir un regard extérieur sur nos travaux. Merci Ursula pour ta gentillesse, ton dynamisme et le soutien que tu m'as apporté. Tu as toujours pris le temps de discuter des résultats et de répondre à mes questions et je t'en remercie. Merci également pour la confiance que tu m'as accordé en me donnant l'opportunité de présenter nos travaux à de nombreuses conférences. Ta rigueur scientifique et ton implication dans les projets que tu mènes sont exemplaires.

Merci à Stéphane Mangin et Thibaut Devolder d'avoir accepté d'être rapporteurs de ce manuscrit et pour la lecture attentive qu'ils en ont faite. Merci également à Françoise Hippert et Olivier Klein pour l'intérêt qu'ils ont porté à mes travaux.

Je voudrais ensuite remercier l'ensemble du laboratoire Spintec pour son accueil chaleureux. Merci à tous ceux qui, par l'organisation de sorties, concours, pots, barbecues ou toute autre activité, contribuent à rendre l'ambiance du labo si agréable et conviviale. Je voudrais sincèrement remercier l'ensemble des personnes avec lesquelles j'ai pris plaisir à travailler au quotidien et qui m'ont beaucoup apporté. Merci à Liliana, Ioana, Daria et Helga pour leurs simulations indispensables lorsque l'intuition ne suffit plus. Merci également à Bernard Rodmacq dont l'expertise matériaux a permis de réaliser ces jolis échantillons à polariseur perpendiculaire. Enfin, je voudrais remercier mes collègues de manip, Juan et Michael, et je leur souhaite une grande réussite dans la suite de leurs travaux.

Un grand merci à toute l'équipe du LETI avec qui j'ai eu plaisir à travailler durant cette thèse. Merci Marie-Claire, Bertrand, Jean-Philippe, Bernard et Olivier. Merci à tous pour votre gentillesse, sans votre aide précieuse rien de tout ceci n'aurait été possible. Merci également à Pierre, Jérôme et Patrick de nous avoir donné accès à leurs outils de caractérisation et nous avoir montré à quoi ressemblait un 'vrai' oscillateur.

Merci à Jordan Katine, Daniele Mauri, Sylvia Florez, Ozhan Ozatay, Liesl Folks et Bruce Terris d'Hitachi GST pour la collaboration sur les oscillateurs à jonction tunnel. Mesurer des échantillons d'une telle qualité aura été une tâche presque trop facile...

Un merci collectif à tous les post-docs, thésards, stagiaires et autres amis que j'ai eu autant de plaisir à côtoyer au labo qu'à l'extérieur. Merci Keke Le Guerrier (grimpeur devant l'éternel), Lucien (partenaire de Shannon), Cha (miam, le gâteau), Julien (organisateur d'événements en tout genre), Djé-Djé (la classe la chemise !!!), Erwan (il paraît qu'il sait faire des roulades), Olivier (l'homme caméléon), Sönke et Julia (vielen Dank!). Merci également à la squash-team et à toutes les personnes que j'ai oubliées et qui se reconnaîtront...

Un immense merci à Maman et Leila qui, en plus de leur soutien inconditionnel, se sont avérées(é ?) être de redoutables correcteurs orthographiques. Pour terminer, le plus grand de mes mercis revient sans conteste à Corinne.

Table des matières

Introduction	1
Chapitre I - Contexte	4
I.1 L'électronique de spin.....	4
I.2 Transport dépendant du spin.....	6
I.2.1 Magnétorésistance géante.....	7
I.2.2 Magnétorésistance tunnel	14
I.2.3 Transfert de spin	18
I.3 Dynamique de l'aimantation	22
I.3.1 Rappels	22
I.3.2 Effets de transfert de spin	26
I.3.3 Vérifications expérimentales	29
I.3.4 Modèles élaborés	34
I.4 Oscillateurs à transfert de spin	37
I.4.1 Généralités sur les oscillateurs	38
I.4.2 Anatomie d'un oscillateur	38
I.4.3 Les oscillateurs à transfert de spin.....	40
I.4.4 Etat de l'art	41
I.4.5 Stratégie de thèse.....	45
Chapitre II - Techniques expérimentales.....	48
II.1 Problématique instrumentale	48
II.1.1 Contexte : oscillateur et instabilité.....	48
II.1.2 Concepts de base des mesures radiofréquences	51
II.2 Mesures fréquentielles.....	55
II.2.1 Description de la chaîne de mesure.....	55
II.2.2 Correction des mesures	57
II.2.3 Analyseur de spectre	59
II.3 Caractérisation RF des oscillateurs à transfert de spin	64
II.3.1 Correction de la chaîne de mesure	64
II.3.2 Analyseur de spectre et régime transitoire	66
II.3.3 Spécificités des jonctions tunnel	68
II.4 Mesures temporelles	70
II.4.1 Montage expérimental.....	70
II.4.2 Traitement du signal temporel.....	72
II.4.3 Analyse de stabilité	77
II.5 Bilan	79

Chapitre III - Oscillateur à transfert de spin à polariseur perpendiculaire.....	82
III.1 Description macrospin	82
III.1.1 Motivation.....	82
III.1.2 Approche macrospin	84
III.1.3 Raffinement du modèle macrospin	91
III.2 Etude expérimentale	95
III.2.1 Réalisation du dispositif.....	96
III.2.2 Caractérisation statique.....	98
III.2.3 Caractérisation dynamique.....	103
III.3 Simulations micromagnétiques	110
III.3.1 Configurations magnétiques inhomogènes	111
III.3.2 Comparaison aux expériences.....	113
III.4 Conclusion.....	118
Chapitre IV - Oscillateur à base de jonction tunnel magnétique	122
IV.1 Caractérisation statique	122
IV.1.1 Contexte.....	122
IV.1.2 Description des échantillons	126
IV.1.3 Stress électrique	129
IV.2 Caractérisation fréquentielle.....	132
IV.2.1 HTMR.....	132
IV.2.2 LTMR	136
IV.2.3 Conditionnement	140
IV.3 Etudes temporelles	143
IV.3.1 Régime d'auto-oscillation.....	144
IV.3.2 Oscillateurs multi-modes	149
IV.3.3 Stabilité des oscillateurs	152
IV.3.4 Bilan sur les mesures temporelles.....	157
IV.4 Conclusion.....	160
Conclusion et perspectives	163
Références bibliographiques	i
Lexique	ix
Liste des communications scientifiques.....	xi
Brevets	xi
Publications.....	xi
Présentations invitées.....	xii
Présentations écoles d'été et séminaires	xiii
Communications orales.....	xiv
Posters.....	xv

Introduction

Les progrès technologiques réalisés dans l'élaboration de couches minces et les procédés de nanostructuration issus de la micro-électronique ont permis l'émergence de nouvelles disciplines physiques comme l'électronique de spin. A l'interface entre nanomagnétisme et transport électronique, cette discipline est en plein essor depuis la découverte du phénomène de magnétorésistance géante en 1988. Les avancées scientifiques de l'électronique de spin sont souvent accompagnées de débouchés dans le domaine technologique. Par exemple, les découvertes de la magnétorésistance géante puis tunnel ont donné lieu à deux générations de capteurs de champ magnétique intégrés aux têtes de lecture des disques durs qui permirent une forte augmentation des densités de stockage d'information. Plus récemment, la prédiction théorique en 1996 de l'effet de transfert de spin et la possibilité de contrôler l'aimantation d'un matériau par un courant polarisé en spin a suscité un grand intérêt du côté fondamental comme applicatif. En particulier, le retournement de l'aimantation sous courant polarisé a donné naissance au concept de mémoires magnétiques ne nécessitant pas de champ externe à l'écriture et fait actuellement l'objet de nombreuses études préindustrielles.

Ce travail de thèse est dédié à l'étude de la dynamique radiofréquence de l'aimantation sous courant polarisé en spin en vue de la réalisation d'un oscillateur micro-onde accordable en fréquence. Dans les nanostructures magnétiques de type vanne de spin ou jonction tunnel, l'application d'un courant continu peut permettre, via l'effet de transfert de spin, de compenser l'amortissement naturel de l'aimantation et soutenir un régime dynamique d'oscillation entretenue. L'oscillation magnétique est alors convertie en signal électrique grâce aux effets magnétorésistifs. L'étude de ce dispositif, appelé oscillateur à transfert de spin ou STO (Spin Torque Oscillator), a une portée à la fois physique et applicative. Du point de vue physique, le transfert de spin produit une oscillation de l'aimantation de forte amplitude non accessible par les méthodes d'excitation conventionnelles. Ainsi l'étude de la dynamique de l'aimantation n'est plus limitée au régime linéaire d'oscillation de faible amplitude autour du minimum d'énergie. Les STO donnent la possibilité d'atteindre le régime d'oscillation à haute énergie et révèlent les effets non-linéaires qui lui sont associés. D'un point de vue applicatif, les STO sont en phase avec la problématique industrielle de réalisation d'oscillateurs micro-ondes à faible encombrement et accordables en fréquence. Les avantages des STO par rapport aux technologies actuelles sont leur taille nanométrique et la possibilité de faire varier leur fréquence d'émission grâce à l'intensité du courant appliqué ou l'amplitude du champ magnétique externe. Suivant la configuration, l'accordabilité en courant peut atteindre 100%, c'est-à-dire que la fréquence peut varier de f_0 à $2f_0$ pour une fréquence de base de l'ordre du GHz. Cependant, les oscillateurs à transfert de spin sont encore au stade de recherche et de nombreuses améliorations restent indispensables pour envisager une application technologique. Les principaux points bloquants sont l'amplitude du signal délivré, leur faible pureté spectrale et la nécessité d'appliquer un champ magnétique externe pour observer le régime d'oscillations auto-entretenu. L'objectif de cette thèse est de comprendre l'effet du transfert de spin sur la dynamique de l'aimantation en vue de l'amélioration des performances des STO. Cette perspective applicative sera en quelque sorte le fil rouge de notre discussion.

Ce manuscrit est organisé en quatre chapitres.

Le *chapitre I* a pour vocation d'introduire de manière simple et succincte les concepts d'électronique de spin et de la dynamique de l'aimantation nécessaires à la compréhension des STO. Nous discuterons des premières réalisations expérimentales d'oscillateurs à transfert de spin pour mettre en contexte la démarche développée dans cette thèse.

Le *chapitre II* détaille les techniques expérimentales utilisées pour l'étude des oscillateurs. Nous discuterons deux approches complémentaires, l'une basée sur l'analyse spectrale du signal émis et l'autre sur une mesure temporelle. L'étude temporelle a jusqu'à présent été peu utilisée pour la caractérisation des STO. Nous soulignerons ses avantages par rapport à l'approche spectrale ainsi que les nouvelles informations qu'elle apporte, en particulier en ce qui concerne l'étude de la stabilité des oscillateurs.

Le *chapitre III* présente la première réalisation expérimentale d'un oscillateur à transfert de spin à base de matériau à aimantation hors du plan, appelé oscillateur 'à polariseur perpendiculaire'. Contrairement aux premières structures composées uniquement de couches à aimantation planaire, l'utilisation du polariseur perpendiculaire permet d'induire une oscillation de l'aimantation de forte amplitude de type 'hors du plan'. Du point de vue physique, l'oscillateur à polariseur perpendiculaire est le système idéal pour étudier la dynamique de l'aimantation autour de son maximum d'énergie. Ce régime d'oscillation fortement non linéaire est difficilement accessible pour d'autres configurations de STO et hors de portée des méthodes d'excitation conventionnelles par champ magnétique radiofréquence. Du point de vue applicatif, le polariseur perpendiculaire est une avancée majeure car il permet de maximiser le signal émis par les STO et devrait aboutir à un fonctionnement en champ magnétique nul.

Le *chapitre IV* est consacré aux oscillateurs à base de jonction tunnel magnétique. L'intégration de jonction tunnel dans la composition des oscillateurs est une étape clé car elle devrait permettre de rendre le signal émis par un unique STO compatible avec les spécifications demandées pour les applications technologiques. Cependant, la nature isolante de la barrière tunnel introduit des complexités supplémentaires par rapport aux structures métalliques comme celle présentée au chapitre III. Nous nous intéresserons d'abord à l'effet des fortes densités de courant sur l'intégrité de la barrière tunnel et nous discuterons des conséquences au niveau de la dynamique de l'aimantation. Nous montrerons ensuite qu'il est possible d'obtenir un signal micro-onde de très forte amplitude avec une bonne pureté spectrale. Finalement, nous aborderons la caractérisation du régime d'oscillation entretenue dans le domaine temporel. Nous montrerons qu'il s'agit d'une nouvelle source d'information en particulier pour adresser la notion de stabilité temporelle des oscillateurs. L'origine de la pureté spectrale reste à l'heure actuelle une question ouverte qui demande des travaux expérimentaux à confronter aux modèles théoriques. Nous présenterons des résultats préliminaires qui permettent d'identifier les mécanismes à l'origine de la pureté spectrale, comme des fluctuations de fréquence sur l'échelle de quelques nanosecondes. En plus de sa portée fondamentale, cette étude devrait conduire à la conception de STO plus performants.

Chapitre I

Contexte

I.1 L'électronique de spin.....	4
I.2 Transport dépendant du spin.....	6
I.2.1 Magnétorésistance géante.....	7
I.2.2 Magnétorésistance tunnel	14
I.2.3 Transfert de spin	18
I.3 Dynamique de l'aimantation	22
I.3.1 Rappels	22
I.3.2 Effets de transfert de spin	26
I.3.3 Vérifications expérimentales	29
I.3.4 Modèles élaborés	34
I.4 Oscillateurs à transfert de spin	37
I.4.1 Généralités sur les oscillateurs	38
I.4.2 Anatomie d'un oscillateur	38
I.4.3 Les oscillateurs à transfert de spin.....	40
I.4.4 Etat de l'art	41
I.4.5 Stratégie de thèse.....	45

Chapitre I - Contexte

Ce chapitre vise à introduire les principaux effets physiques qui seront discutés dans le présent manuscrit. Nous aborderons tout d'abord les concepts d'électronique de spin au travers des effets magnétorésistifs et du transfert de spin. Nous discuterons ensuite la dynamique de l'aimantation sous courant polarisé en spin. Enfin, nous verrons comment la combinaison des différents effets physiques présentés permet d'envisager des dispositifs électroniques innovants : les oscillateurs à transfert de spin.

I.1 L'électronique de spin

Le terme *électronique de spin* est à comparer à celui d'*électronique*, sous entendu *électronique classique*. Dans les deux cas, il s'agit de l'étude des propriétés de l'électron et des phénomènes auxquels il est sensible. Les propriétés fondamentales de l'électron sont sa masse, sa charge et son spin. L'électronique classique se base uniquement sur la manipulation de la charge alors que l'électronique de spin cherche à contrôler le spin de l'électron pour s'en servir comme degré de liberté supplémentaire.

Intéressons nous au cas du transistor pour illustrer ces propos. Dans un certain mode de fonctionnement, on peut représenter un transistor comme un interrupteur de courant contrôlé par une tension externe. Il se compose de deux électrodes (réservoirs à électrons appelés source et drain) séparées par un canal semi-conducteur. La tension appliquée au canal, appelée tension de grille, permet son ouverture ou sa fermeture et ainsi le passage ou non des électrons, cf. figures I.1 (a) et (b). Le transistor permet de manipuler une information binaire suivant son état passant ou bloqué.

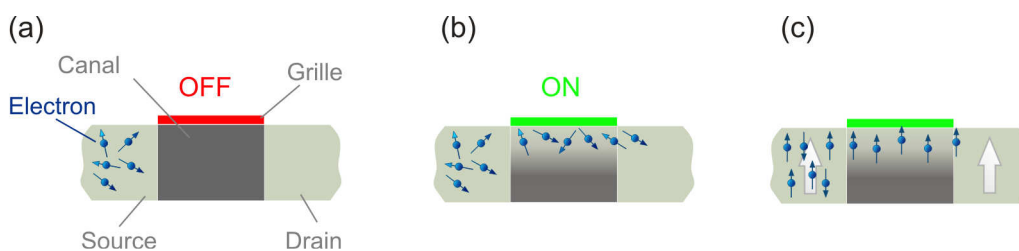


Fig. I.1 – Illustration du principe d'électronique de spin au cas d'un transistor. Les électrons sont représentés en bleu par des particules avec un vecteur de spin associé. (a) Le transistor est dans un état bloqué et les électrons ne peuvent pas traverser le canal. (b) Le transistor est passant et les électrons peuvent atteindre le drain indépendamment de l'orientation de leur spin. (c) Le transistor est passant et les électrodes ferromagnétiques permettent de contrôler le spin des électrons qui traversent le canal grâce à la direction de leur aimantation représentée par la flèche blanche.

Ajoutons la notion de spin à la précédente description. Comme nous le verrons par la suite, le spin de l'électron lui confère un moment magnétique qui peut être représenté par un vecteur de norme

constante et de direction variable. Le premier dispositif ne permettant pas de contrôler le spin des électrons, leur direction se répartit aléatoirement et les spins ne transportent aucune information. Dans une approche électronique de spin, les électrodes du transistor sont remplacées par des matériaux ferromagnétiques dont l'aimantation permet d'imposer une direction préférentielle aux spins des électrons (pour l'illustration nous avons choisi la direction verticale, les spins pointent donc soit vers le haut soit vers le bas). En plus de la tension de grille qui permet de contrôler l'état passant ou bloqué du transistor, il est maintenant possible de choisir le type d'électrons traversant le canal voire même de manipuler leur état de spin, ce qui donne un paramètre d'action supplémentaire dans le traitement de l'information [1].

Pour utiliser l'information de spin, il faut être capable de faire porter au courant électrique une information magnétique. Considérons par exemple un métal usuel tel que le cuivre dans lequel circule un courant. Le courant est composé d'un ensemble d'électrons en mouvement, chacun portant une charge et un moment magnétique. Si on somme les charges en mouvement, on obtient une quantité de charge non nulle qui se déplace par unité de temps. A l'inverse, la somme vectorielle des moments magnétiques est nulle à cause de leur orientation aléatoire, cf. figure I.2 (a). Le courant circulant dans le cuivre porte une information électrique mais aucune information magnétique.

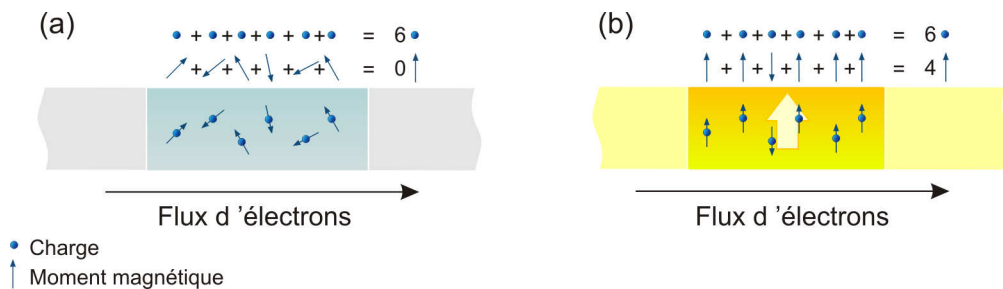


Fig. I.2 – (a) Le bilan du nombre de charges et de moments magnétiques parcourant un métal non magnétique pour une durée donnée montre que les électrons transportent une information de charge (la charge totale est non nulle et elle définit l'intensité du courant). Par contre le moment magnétique résultant est nul et le courant ne transporte aucune information magnétique. (b) L'utilisation de matériaux ferromagnétiques permet d'ordonner les moments électroniques. Ainsi le moment total transporté par le courant est non nul, on parle de courant polarisé en spin. La direction de l'aimantation du matériau est représentée par une flèche blanche.

Pour résoudre ce problème, il faut utiliser des matériaux qui, contrairement au cuivre, imposent une direction au spin des électrons. Les matériaux ferromagnétiques tels le fer, le cobalt, le nickel ou leurs alliages possèdent de manière intrinsèque un moment magnétique résultant par unité de volume appelé aimantation. Cette aimantation force le moment de chaque électron à lui être soit parallèle soit antiparallèle et crée ainsi deux populations d'électrons appelés électrons majoritaires et électrons minoritaires. Dans l'illustration figure I.2 (b) les électrons majoritaires ont leur moment aligné sur l'aimantation et les électrons minoritaires ont leur moment opposé à l'aimantation. La différence des deux types de population procure au courant un moment magnétique non nul et on parle de courant polarisé en spin.

Le défi de l'électronique de spin réside dans la stabilité de ce moment et par conséquent de l'information magnétique. Nous verrons qu'un électron initialement dans un état majoritaire peut

inverser son spin pour passer dans un état minoritaire, ce qui résulte en une perte d'information. Typiquement dans les matériaux actuellement utilisés, l'information peut être conservée sur une échelle allant de quelques nanomètres à plusieurs centaines de nanomètres. C'est pourquoi il fallut attendre les récents développements technologiques en matière d'élaboration et de structuration des matériaux pour pouvoir réaliser des structures nanométriques et révéler les mécanismes à l'origine de l'électronique de spin. Le développement des moyens de fabrication et de caractérisation des systèmes d'électronique de spin a été fortement porté par des applications technologiques tel le stockage d'information sur disque dur magnétique. L'exemple de la magnétorésistance géante, dont la découverte valut le prix Nobel de physique conjointement à A. Fert [2] et P. Grünberg [3] en 2007, illustre cette forte imbrication entre la physique et les applications technologiques. Très vite après sa démonstration expérimentale de 1988 est apparu le dispositif appelé '*vanne de spin*' [4], que nous décrivons en détail dans la partie suivante. Il s'est avéré être un très bon capteur de champ intégrable aux têtes de lecture des disques durs permettant une forte augmentation des densités de stockage. Ainsi, IBM l'a adopté et commercialisé dès 1998. Depuis, de nombreuses découvertes scientifiques se sont succédé dans le domaine de l'électronique de spin et ont entraîné ou entraîneront l'évolution des technologies industrielles, surtout dans le domaine du stockage et traitement de l'information. Sur ce sujet, le lecteur intéressé pourra se rapporter aux articles de revue [5].

L'électronique de spin est une discipline entière de la physique qui s'ouvre à l'interface entre le transport électronique aux petites dimensions et le nano-magnétisme. Dans ce manuscrit, nous allons discuter de la récente découverte de la dynamique radiofréquence de l'aimantation induite par courant polarisé en spin et de son application à la réalisation d'un dispositif électronique appelé oscillateur à transfert de spin. Dans les sections I.2 et I.3, nous présenterons les concepts physiques nécessaires à la compréhension de ces oscillateurs. Enfin, dans la section I.4, nous verrons comment cette thématique est en phase avec un verrou technologique industriel : la conception d'oscillateurs compacts et accordables sur une large gamme de fréquences.

I.2 Transport dépendant du spin

Dans cette partie, nous allons introduire les principaux concepts de transport électronique dépendant du spin nécessaires à la description et la réalisation des oscillateurs à transfert de spin. Il ne s'agit pas d'une description exhaustive des effets physiques et des modèles associés mais nous chercherons plutôt à souligner les notions importantes qui seront reprises dans la suite de ce manuscrit. Le cas échéant, nous renverrons le lecteur avide de plus d'information vers les nombreux articles de revue de cette thématique. Après un bref rappel sur le transport électronique dans les matériaux ferromagnétiques, nous discuterons des effets magnétorésistifs et du transfert de spin qui sont les deux briques fondamentales pour la réalisation d'oscillateurs à transfert de spin.

Dans une approche classique, le transport électronique décrit le mouvement des électrons dans un matériau. Aux faibles dimensions, il est souvent nécessaire d'adopter une description quantique où l'électron est représenté par sa fonction d'onde qui décrit sa probabilité de présence en un endroit et un temps donnés. La pertinence d'un modèle classique, semi-classique ou quantique dépend des effets physiques à décrire et des dimensions du système étudié. Par exemple la magnétorésistance géante

sera décrite dans une approche semi-classique alors que la magnétorésistance tunnel et le transfert de spin nécessiteront un modèle quantique.

I.2.1 Magnétorésistance géante

La magnétorésistance géante ou GMR (Giant MagnetoRésistance) traduit le fait que la résistance d'un empilement métallique composé de plusieurs couches magnétiques dépend de la configuration des aimantations. Cet effet est essentiel pour les oscillateurs à transfert de spin car il permet de convertir l'oscillation magnétique, que nous détaillerons à la section I.3, en un signal électrique mesurable.

I.2.1.1 Rappels de transport électronique

Pour décrire les propriétés de transport électronique d'un matériau, il faut distinguer différents types d'électrons définis par la symétrie de leur fonction d'onde. Pour un atome isolé, on parle ainsi d'électrons s, p, d, f... Dans un matériau massif, il apparaît une hybridation des fonctions d'onde qui confère de nouvelles symétries aux fonctions d'ondes électroniques. On peut toutefois distinguer deux types d'électrons : les électrons de conduction et les électrons localisés. Les électrons de conduction, majoritairement de symétrie s et p, peuvent se propager dans le matériau et sont porteurs du courant électrique. A l'inverse, les électrons d'autres symétries restent plutôt localisés au voisinage des atomes et participent moins au transport du courant. Les populations de chaque type d'électron en fonction de leur énergie sont représentées par la structure de bandes du matériau [6]. Par simplicité, nous ne discuterons que des électrons s pour faire référence aux électrons de conduction et que des électrons d pour les électrons localisés, cf. figure I.3 (a).

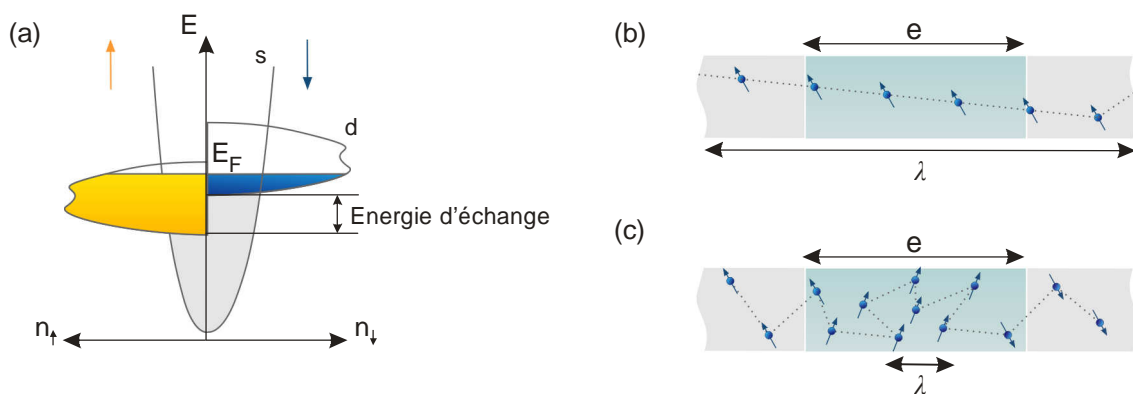


Fig. I.3 – (a) Schéma de la densité d'états d'un métal ferromagnétique pour les électrons majoritaires (jaune) et les électrons minoritaires (bleu). Les bandes électroniques d des deux types d'électrons sont décalées de l'énergie d'échange. Illustration du régime de transport balistique (b) et diffusif (c).

Les propriétés de transport électronique sont principalement déterminées par les électrons proches du niveau de Fermi qui disposent d'états vacants d'énergie voisine vers lesquels diffuser. La notion de diffusion représente le changement d'état d'un électron et est essentielle dans la description

des effets magnétorésistifs. La diffusion d'un électron a lieu lors de collisions entre l'électron et une autre particule (électron, impureté...), quasi-particule (phonon, magnon...) ou encore avec des défauts cristallins (interface, joints de grain...). Suite à une collision, le vecteur d'onde de l'électron peut être modifié en direction et en norme et son spin peut être conservé ou non. Les collisions des électrons contribuent à la résistance électrique d'un matériau. Pour illustration, on peut considérer que lorsqu'un électron de conduction diffuse vers un état localisé de type d , il ne participe plus au transport de charges et la résistance électrique du matériau augmente.

Les mécanismes de collision sont des mécanismes aléatoires mais il est possible de définir une longueur caractéristique λ sur laquelle ils apparaissent. λ est appelé libre parcours moyen et représente la longueur moyenne parcourue par un électron de conduction entre deux collisions successives. En ce qui concerne le transport dépendant du spin, nous serons amenés à définir une longueur de diffusion de spin l_{sf} comme la distance moyenne parcourue entre deux collisions altérant le spin de l'électron. Généralement l_{sf} est supérieure à λ car toutes les collisions n'affectent pas le spin de l'électron.

Enfin, il est important de comparer les dimensions caractéristiques du système étudié avec les longueurs du transport électronique pour définir le modèle physique adapté, cf. illustrations figures I.3 (b) et (c). Si l'on s'intéresse au transport électronique sur une échelle e inférieure au libre parcours moyen λ , la diffusion des électrons peut être négligée. L'état de l'électron est conservé au cours du mouvement et une approche balistique doit être considérée. Par contre, si l'échelle e est très supérieure au libre parcours moyen, l'électron sera diffusé à de nombreuses reprises et il faudra adopter une approche diffusive.

1.2.1.2 Courant polarisé en spin et magnétorésistance

Courant polarisé en spin. Le spin de l'électron est une propriété d'origine quantique introduite de manière théorique par Pauli en 1924 qui associe à chaque électron un moment magnétique de norme μ_B . Le spin est une propriété vectorielle définie par rapport à un axe de référence appelé axe de quantification et la projection du spin de l'électron sur l'axe de quantification est soit $+1/2$ soit $-1/2$. Dans un matériau ferromagnétique, la direction de l'aimantation sert d'axe de quantification pour le spin des électrons de conduction et on désigne par '*spin up*', respectivement '*spin down*', les électrons dont la projection du moment magnétique sur l'axe de quantification est positive, respectivement négative¹. Dans les métaux de transition ferromagnétiques (fer, nickel, cobalt), l'interaction d'échange [7] dissymétrise la structure de bandes des électrons up et down. En particulier, la bande d est décalée en énergie si bien que la densité d'électrons d de spin up au niveau de Fermi est supérieure à celle des spins down : on parle d'électrons majoritaires, pour les spins up, et minoritaires pour les spins down. Il en résulte que le matériau possède spontanément un moment magnétique non nul c'est-à-dire une aimantation, une fois normalisé au volume.

Au niveau du transport électrique, l'illustration figure I.3 (a) montre qu'un électron s de spin up dispose de moins d'états d de même spin vers lesquels diffuser qu'un électron s de spin down. En

¹ Le moment magnétique de spin est défini par $\vec{\mu} = g_e \mu_B \vec{S} / \hbar$ avec $g_e \approx -2$ si bien que le vecteur de spin et de moment magnétique sont opposés.

conséquence, on peut dissocier deux canaux de conduction porteurs du courant électrique. Un canal de résistivité ρ^\uparrow composé d'électrons majoritaires et un canal de résistivité ρ^\downarrow composé d'électrons minoritaires. On définit le coefficient d'asymétrie de spin α :

$$\alpha = \frac{\rho^\downarrow}{\rho^\uparrow} \quad (1.1)$$

Cette asymétrie en spin des électrons de conduction confère au courant électrique un moment magnétique non nul. Cette description à deux canaux de conduction [8] isolés n'est applicable que dans le cas où l'épaisseur du système étudié e est inférieure à l_{sf} c'est-à-dire lorsque que les processus de diffusion ne permettent pas aux électrons de changer leur état de spin. Dans le cas contraire, $e \geq l_{sf}$, il faut ajouter un terme de conduction mélangée [9] permettant le passage d'un électron de spin up vers le canal de spin down. A noter également que pour satisfaire les conditions de régime diffusif, il faut $e \geq \lambda$.

Magnétorésistance géante. La magnétorésistance géante s'observe dans des systèmes artificiels composés de couches minces alternant métaux ferromagnétiques et métaux non magnétiques. Cet effet fut observé pour la première fois par Baibich *et al.*[2] et Binash *et al.*[3] dans le cas d'empilements multicouches (typiquement plusieurs dizaines de répétitions ferromagnétique/non magnétique) avec un courant circulant dans le plan des couches. Dans ce manuscrit, nous nous focaliserons sur une configuration différente appelée *vanne de spin* [4, 10] avec un courant circulant perpendiculairement au plan des couches, cf. figure I.4.

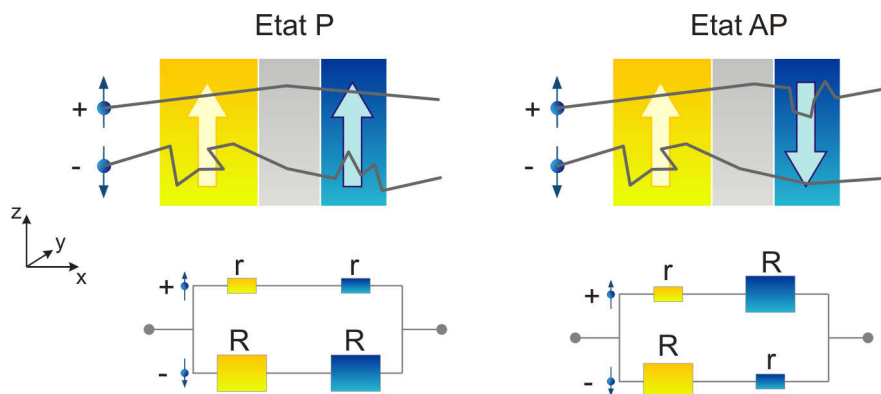


Fig. I.4 – Illustration de l'effet GMR. La couche de référence est représentée en jaune, la couche libre en bleu et l'espaceur en gris. Dans la configuration parallèle (P) les électrons + sont faiblement diffusés et les électrons - fortement diffusés, la résistance résultante est faible. Dans le cas anti-parallèle (AP), les électrons + et - sont alternativement fortement et faiblement diffusés et la résistance totale augmente.

Une vanne de spin est une structure composée de deux électrodes ferromagnétiques, appelées couche libre et couche de référence, séparées par un métal non magnétique, appelé espaceur. La couche libre est susceptible de se retourner avec un faible champ magnétique appliqué (quelques dizaines d'œrstedes) alors que le retournement de la couche de référence, fréquemment piégée par échange grâce à une couche antiferromagnétique, requiert des champs plus importants. La résistance de cette

structure dépend de la configuration magnétique des électrodes : si les aimantations des deux électrodes sont parallèles, la résistance de la structure sera minimale, si elles sont anti-parallèles, la résistance sera maximale². Par la suite, les échantillons que nous étudierons seront composés d'électrodes en fer, cobalt, nickel ou leurs alliages et l'espaceur sera du cuivre. Le modèle à deux courants introduit précédemment nous permet de décrire l'empilement magnétique par un schéma de résistance, cf. figure I.4. On indicera + (respectivement -) les électrons dont le moment magnétique pointe dans la direction des z positifs (respectivement négatifs). On notera r la résistance du canal majoritaire et R celle du canal minoritaire ($r < R$). La résistance de l'empilement lorsque que les aimantations sont parallèles est notée R_p et R_{AP} lorsqu'elles sont anti-parallèles :

$$R_p = \frac{r + R}{2(r + R)} \quad \text{et} \quad R_{AP} = \frac{r + R}{2} \quad (1.2)$$

La magnétorésistance géante est définie comme la différence normalisée de ces deux états de résistance :

$$GMR = \frac{R_{AP} - R_p}{R_p} = \frac{(\alpha - 1)^2}{4\alpha} \quad (1.3)$$

Les valeurs de magnétorésistance obtenues expérimentalement dans les vanes de spin sont de l'ordre de quelques % à quelques dizaines de %. Des valeurs plus importantes peuvent être atteintes dans des multicouches comprenant de nombreuses répétitions métal ferromagnétique/métal non magnétique [12]. Si l'on considère le cas très asymétrique où $r \ll R$ alors, dans l'état parallèle, le canal majoritaire court-circuite complètement le canal minoritaire. A l'inverse, dans l'état anti-parallèle, les deux canaux deviennent très résistifs. C'est de cet effet que les dispositifs GMR tirent leur nom de '*vanne de spin*' : l'état parallèle ouvre le flux de spins majoritaires et l'état anti-parallèle le ferme, à la manière d'une vanne contrôlée par le champ magnétique appliqué.

1.2.1.3 Modèle de Valet-Fert et accumulation de spin

Bien que le modèle à deux canaux de conduction isolés permette de décrire l'effet GMR, il néglige plusieurs effets physiques importants qui devront être pris en compte lors de la réalisation de structures magnétiques pour les oscillateurs à transfert de spin. Le modèle proposé par Valet et Fert [13] est une approche diffusive semi-classique basée sur les équations de Boltzmann permettant de tenir compte des phénomènes de diffusion dépendant du spin aux interfaces et de l'accumulation de spin. Il est qualifié de semi-classique car il introduit des paramètres phénoménologiques pour rendre compte d'effets quantiques, comme la diffusion dépendante du spin aux interfaces. Le premier paramètre introduit est le coefficient d'asymétrie de spin en volume β qui caractérise la différence de résistivité des canaux majoritaires et minoritaires :

² Ce cas correspond à une GMR positive. Il est toutefois possible d'observer des GMR négatives [11].

$$\beta = \frac{\rho^\uparrow - \rho^\downarrow}{\rho^\uparrow + \rho^\downarrow} = \frac{\alpha - 1}{\alpha + 1} \quad (1.4)$$

Connaissant, la densité de courant j_0 traversant l'empilement, on peut définir les densités de courant portées par chaque population d'électrons :

$$j^\uparrow = \frac{j_0}{2}(1 + \beta) \quad \text{et} \quad j^\downarrow = \frac{j_0}{2}(1 - \beta) \quad (1.5)$$

La diffusion dépendante du spin aux interfaces est due au potentiel cristallin perçu par l'électron ainsi qu'aux défauts d'interfaces, cf. figure I.5. Le désaccord en énergie des niveaux de Fermi des différentes couches introduit des marches de potentiel aux interfaces qui résultent en des phénomènes de réfraction et réflexion des électrons d'autant plus importants que la marche de potentiel est grande.

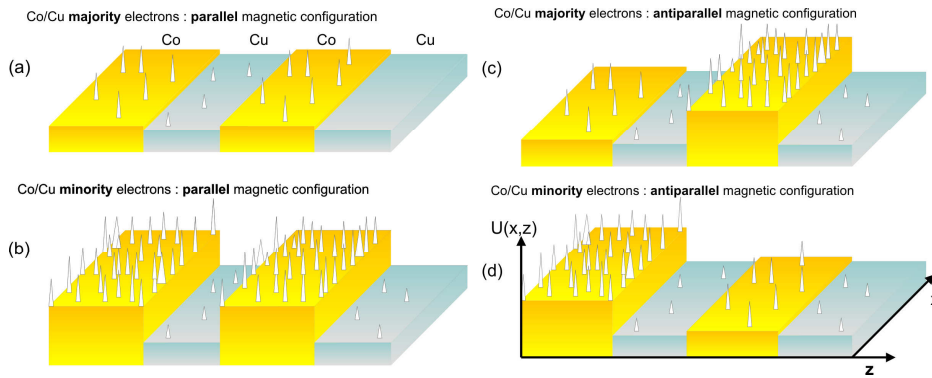


Fig. I.5 – Illustration du potentiel électronique $U(x,z)$ perçu par les électrons majoritaires (a), (c) et minoritaires (b), (d) en fonction de l'état magnétique de la vanne de spin. Les couches magnétiques sont illustrées en jaune et les couches non magnétiques en gris. Les 'pics' de potentiel représentent les contributions extrinsèques au potentiel de la multicouche magnétique liées aux impuretés. Illustration adaptée de [11].

Le modèle de Valet et Fert tient compte de cet effet par une résistance d'interface dépendante du spin. Pour cela, on définit une résistance moyenne d'interface $R_{F/NM}^*$ (F et NM désignent respectivement les matériaux ferromagnétiques et non magnétiques) et un coefficient d'asymétrie d'interface γ . On définit ensuite les résistances d'interface pour les deux états de spin :

$$R_{F/NM}^\uparrow = 2R_{F/NM}^* (1 - \gamma) \quad \text{et} \quad R_{F/NM}^\downarrow = 2R_{F/NM}^* (1 + \gamma) \quad (1.6)$$

La contribution des défauts d'interface à cette résistance est généralement dominante sur l'effet des marches de potentiel.

Accumulation de spin. L'accumulation de spin régit le transport au travers des interfaces. Considérons par exemple une interface métal ferromagnétique/métal non magnétique, cf. figure I.6 (a). Dans l'électrode ferromagnétique, nous avons vu que les électrons de spin majoritaire étaient moins

diffusés que ceux de spin minoritaire. Ceci revient à attribuer à ces deux types d'électrons des longueurs de diffusion de spin l^\uparrow et l^\downarrow différentes ($l^\uparrow > l^\downarrow$). Du côté ferromagnétique, loin de l'interface les deux populations de spin sont dissymétriques du fait de la polarisation du courant. A l'inverse, loin de l'interface du côté non magnétique, les deux populations sont égales. Le raccordement de ces deux conditions à l'interface implique une accumulation des spins majoritaires et une déplétion des spins minoritaires. Pour cela il est nécessaire d'introduire des mécanismes de relaxation permettant aux électrons de modifier leur état de spin. Il peut s'agir d'un transfert de moment magnétique au moment orbital par l'intermédiaire du couplage spin-orbite, cf. figure I.6 (b), ou encore d'un transfert de moment magnétique au réseau de spin constitué par les électrons localisés, cf. figure I.6 (c). Dans ce dernier cas, on parle d'émission de magnon (oscillation cohérente des spins du réseau). Tout comme pour les phonons, la population de magnons dépend fortement de la température. Ainsi aux basses températures, la diffusion par les magnons est gelée ce qui augmente fortement le temps de vie de spin et rend le modèle précédent des canaux de conduction isolés relativement bien adapté à la description des effets GMR à basse température.

Ces mécanismes de diffusion sont à l'origine des longueurs caractéristiques l^\uparrow et l^\downarrow qui permettent de définir la longueur moyenne de diffusion de spin l_{sf} :

$$\frac{1}{l_{sf}} = \sqrt{\left(\frac{1}{l^\uparrow}\right)^2 + \left(\frac{1}{l^\downarrow}\right)^2} \quad (1.7)$$

l_{sf} dépend du matériau considéré et représente la longueur caractéristique pour l'établissement ou la disparition de la polarisation en spin du courant.

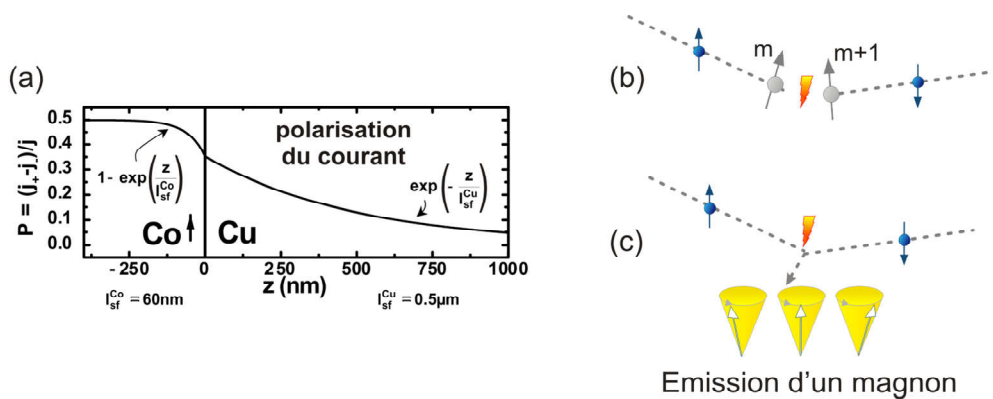


Fig. I.6 – (a) Polarisation du courant à proximité d'une interface Co/Cu [14]. Illustration des mécanismes de relaxation de spin (bleu) via (b) transfert de moment au moment orbital (gris) et (c) émission de magnon (jaune).

L'accumulation de spin est décrite dans le modèle de Valet-Fert par un potentiel électrochimique $\mu^{\uparrow/\downarrow}$ qui régit les flux de spin. L'accumulation de spin est alors définie par la différence des potentiels électrochimiques de chaque espèce :

$$\Delta\mu = \mu^\uparrow - \mu^\downarrow \quad (1.8)$$

Ce modèle permet de calculer le profil de l'accumulation de spin dans l'ensemble de la structure GMR. Il faut noter qu'il s'agit d'un phénomène non local, c'est-à-dire qu'il faut tenir compte de l'ensemble de couches constitutives de la structure pour calculer l'accumulation de spin en un endroit donné. De même, il est important de distinguer accumulation de spin et accumulation de charge, ces deux phénomènes étant découplés.

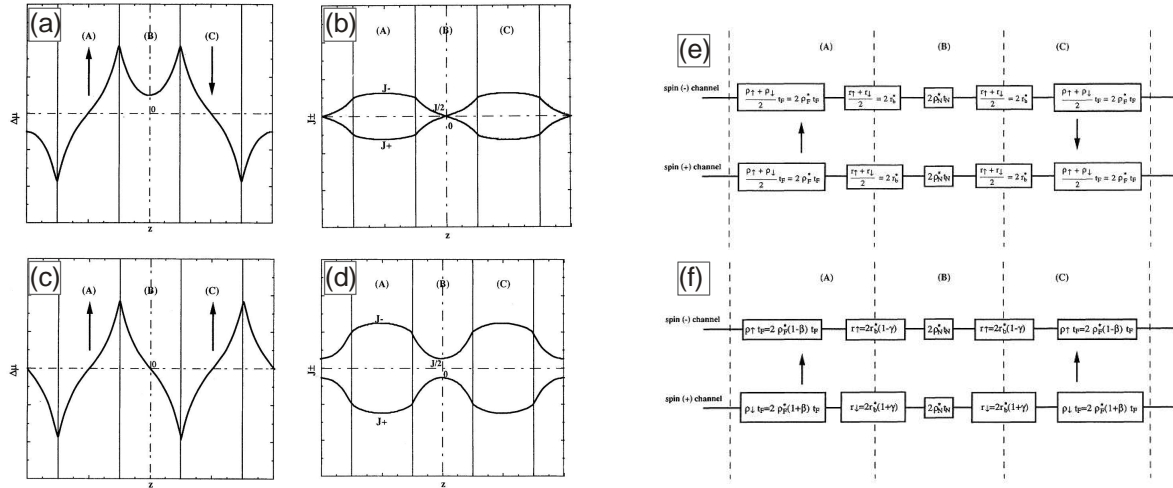


Fig. I.7 – Accumulation de spin $\Delta\mu$ (a), (c) et courant de spin J (b), (d) dans une vanne de spin pour les configurations AP (a), (b) et P (c), (d). Schéma de résistance équivalent pour les configurations AP (e) et P (f). Les couches ferromagnétiques sont notées (A) et (C) et la flèche désigne la direction de l'aimantation. La couche (B) est un métal non magnétique [13].

Par suite, il est possible de déduire un schéma électrique équivalent et de déterminer la magnétorésistance, cf. figure I.7. Ce modèle initialement développé pour décrire les états de résistance parallèle et anti-parallèle a ensuite été généralisé à tous les angles [15]. De nombreuses expériences furent conduites dans le but de mesurer les paramètres du modèle, tels les coefficients d'asymétrie en spin et les résistances d'interface. Une description complète de ces paramètres et leurs valeurs expérimentales pour de nombreux matériaux sont regroupées dans l'article de revue de Bass [16]. Le lecteur intéressé par les effets GMR et les modèles associés est invité à consulter les nombreux articles de revue consacrés à ce sujet, en particulier l'article de Tsymbal et Pettifor [10] ou celui de Fert [17].

En conclusion, plus que la description de l'effet GMR, le modèle de Valet-Fert nous a permis de mettre en avant deux phénomènes essentiels que sont la polarisation du courant et l'accumulation de spin. De manière générale dans les dispositifs d'électronique de spin et en particulier pour les oscillateurs, il est important d'obtenir une polarisation en spin la plus grande possible. Nous avons vu que la polarisation s'établit sur une longueur l_{sf} dans un matériau magnétique. Une couche magnétique sera considérée comme un bon polariseur en spin si son épaisseur est supérieure à l_{sf} . Cependant, on peut être confronté à des contraintes supplémentaires qui ne nous permettent pas d'utiliser des couches magnétiques épaisses. Nous en verrons un exemple au chapitre III avec le cas du polariseur perpendiculaire et nous verrons comment contourner cette difficulté. D'autre part, l'accumulation de spin (ou le courant de spin) est à l'origine de l'effet de transfert de spin que nous décrirons au paragraphe I.2.3 et sur lequel repose le fonctionnement des oscillateurs. Il est donc indispensable de connaître le profil de l'accumulation de spin dans la structure magnétique. O. Boule

[14, 18] a montré qu'il était même possible de jouer sur ce profil pour optimiser les performances des oscillateurs à transfert de spin grâce à un choix astucieux des matériaux et de leurs épaisseurs.

I.2.2 Magnétorésistance tunnel

En comparaison aux vannes de spin, les structures appelées jonctions tunnel magnétiques utilisent un matériau isolant comme espaceur pour les deux électrodes ferromagnétiques. Dans ce cas on parle de magnétorésistance tunnel (TMR) et non plus de GMR. Le matériau isolant ne possédant pas d'électrons dans sa bande de conduction, les électrons de conduction des électrodes magnétiques doivent passer d'une électrode à l'autre par effet tunnel. La description de l'effet tunnel nécessite une approche quantique du transport électronique, dans laquelle un électron est représenté par sa fonction d'onde. En considérant une interface métal/isolant, on peut montrer de manière relativement simple que la densité de présence de l'électron dans la barrière isolante décroît exponentiellement, à la manière d'une onde évanescence. Ainsi, le recouvrement des fonctions d'ondes d'un électron à chacune des interfaces peut résulter en une probabilité non négligeable pour l'électron de passer d'une électrode à l'autre. Cette probabilité dépend de l'épaisseur physique de la barrière, de sa hauteur en énergie et de la tension appliquée.

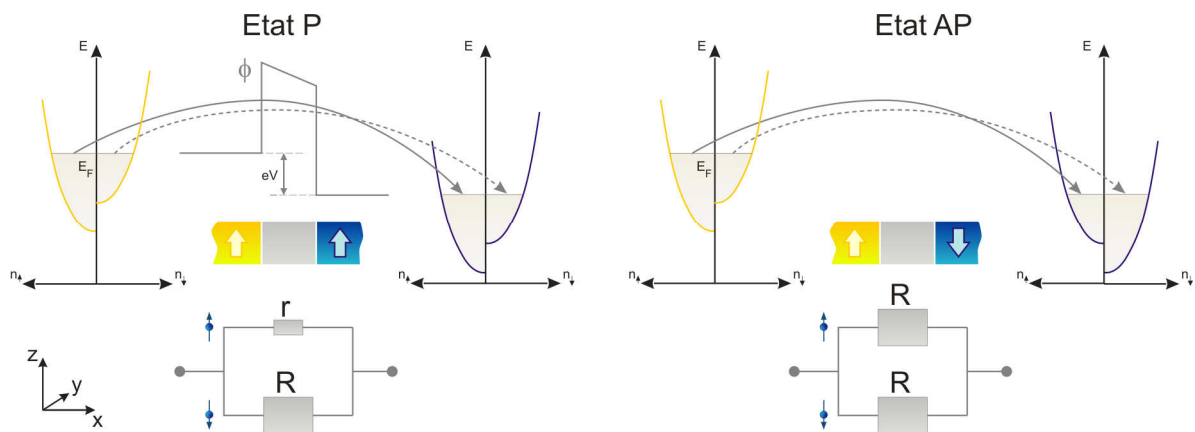


Fig. I.8 – Illustration du transport tunnel dans l'état parallèle (P) et antiparallèle (AP). Pour ces deux cas, les structures de bandes des électrodes ferromagnétiques sont représentées à droite et à gauche. Le profil d'énergie ϕ pour une tension appliquée V ainsi le schéma équivalent de résistance sont représentés au centre. Nous décrivons ici le cas d'une TMR positive mais suivant la structure de bandes du système étudié, il est possible de rencontrer des cas de TMR négative [17, 19].

Comme pour les vannes de spin, il est possible de décrire le transport tunnel au travers de la barrière par deux canaux de spin indépendants, avec des probabilités de transmission différentes. En 1975, Jullière [20] a rapporté la première mesure de magnétorésistance tunnel à basse température (14% à 4.2K) mais il faudra attendre les travaux de Moodera [21] en 1995 pour observer l'effet à température ambiante. Jullière proposa un modèle de conductance tunnel dépendant du spin dans lequel la conductance de la jonction est proportionnelle au produit des densités d'états au niveau de Fermi des

deux électrodes, comme l'illustre la figure 8. On peut ainsi définir la conductance des états parallèle et anti-parallèle :

$$\begin{aligned} G_P &\propto D_{1\uparrow}D_{2\uparrow} + D_{1\downarrow}D_{2\downarrow} \\ G_{AP} &\propto D_{1\uparrow}D_{2\downarrow} + D_{1\downarrow}D_{2\uparrow} \end{aligned} \quad (1.9)$$

$D_{i\uparrow/\downarrow}$ représente la densité d'états au niveau de Fermi de l'électrode i pour les électrons de spin up/down. L'électrode de gauche est indiquée 1 et l'électrode de droite 2. La densité d'états pour les spins majoritaires et minoritaires permet de définir la polarisation du courant P_i dans l'électrode i :

$$P_i = \frac{D_{\uparrow i} - D_{\downarrow i}}{D_{\uparrow i} + D_{\downarrow i}} \quad (1.10)$$

Et par suite la magnétorésistance tunnel :

$$TMR = \frac{G_P - G_{AP}}{G_{AP}} = \frac{2P_1P_2}{1 - P_1P_2} \quad (1.11)$$

Ce modèle permet de décrire de manière quantitative certains résultats expérimentaux mais il utilise plusieurs hypothèses simplificatrices qui limitent sa gamme d'applicabilité. Notamment, il considère une hauteur de barrière infinie et ne tient compte uniquement de la densité d'états au niveau de Fermi et non de la structure de bandes complète. Il existe d'autres modèles plus complets permettant de décrire le transport tunnel comme le modèle de Slonczewski [22], l'approche des liaisons fortes [23, 24] ou encore les méthodes ab-initio [25]. Le lecteur intéressé pourra trouver une description plus détaillée dans l'excellent chapitre de revue [17].

Les spécificités des jonctions tunnel par rapport aux vannes de spin sont nombreuses. Tout d'abord, les valeurs de magnétorésistance obtenues dans les structures à jonction tunnel [21, 26-28] sont souvent bien supérieures à celle des vannes de spin et ceci pour deux raisons. La probabilité tunnel dépend de manière exponentielle de la distance de barrière à traverser, si bien qu'elle est maximale pour les électrons d'incidence normale à l'interface. Il en résulte une sélectivité de vecteurs d'onde et on peut considérer que le courant est principalement porté par les électrons de vecteur d'onde orthogonal à la surface de la jonction. A cette sélectivité des vecteurs d'onde peut venir s'ajouter une sélectivité de géométrie de fonction d'onde pour des structures de grande qualité cristallographique. En effet, le développement des méthodes de dépôt a permis d'élaborer des structures monocristallines [29] aussi bien pour les électrodes magnétiques que pour la barrière tunnel. En particulier, l'accord de paramètre de maille entre l'oxyde de magnésium MgO et les métaux ferromagnétiques à base de fer ou de cobalt permet de réaliser des structures ordonnées dans lesquelles les symétries cristallines jouent un rôle prépondérant dans le transport électronique. Zhang [30] a notamment montré que dans des empilements type Fe/MgO/Fe ou Co/MgO/Co, les électrons majoritaires possèdent une géométrie Δ_1 et les électrons minoritaires des géométries Δ_2 ou Δ_5 . Le taux de décroissance dans la barrière des électrons Δ_1 est beaucoup plus faible que ceux des deux autres géométries, cf. figure I.9, si bien que l'on peut considérer que le courant est principalement

porté par les électrons Δ_1 . Finalement Zhang montre que dans l'état parallèle, l'électrode réceptrice possède une bande Δ_1 pour accueillir les électrons qui tunnelent mais que ce n'est pas le cas de l'état anti-parallèle, ce qui est à l'origine des fortes magnétorésistances obtenues dans ces structures.

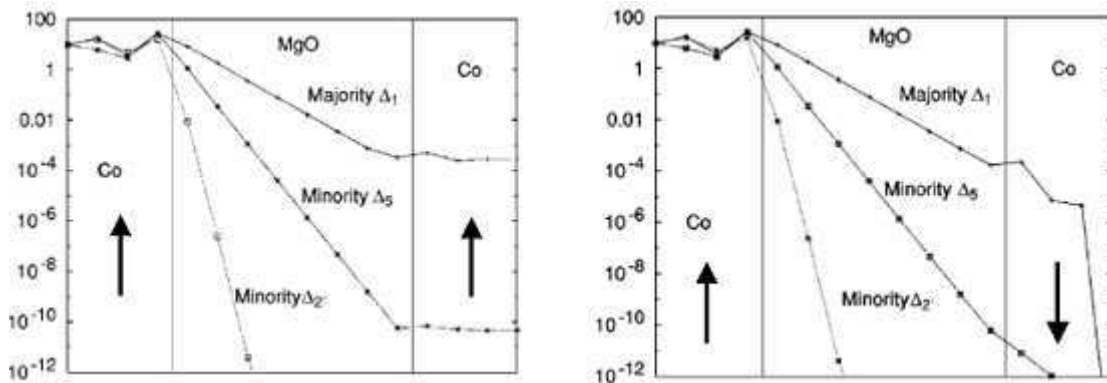


Fig. I.9 – Densités d'états électroniques au niveau de chaque couche atomique au voisinage de la barrière tunnel pour l'état P (gauche) et AP (droite) [30].

La combinaison de la sélectivité en vecteur d'onde et de la sélectivité de symétrie permet d'atteindre des valeurs de magnétorésistance de plusieurs centaines de pourcents dans les jonctions tunnel [28] alors que la GMR se limite à quelques dizaines de pourcents.

Une seconde différence importante par rapport aux vanes de spin est la forte dépendance de la magnétorésistance tunnel en tension appliquée alors que la GMR y est relativement insensible. Ceci est dû au fait que le profil énergétique de la barrière tunnel est modifié par la tension appliquée. On observe une décroissance de la TMR avec la tension comme le montre la figure I.10.

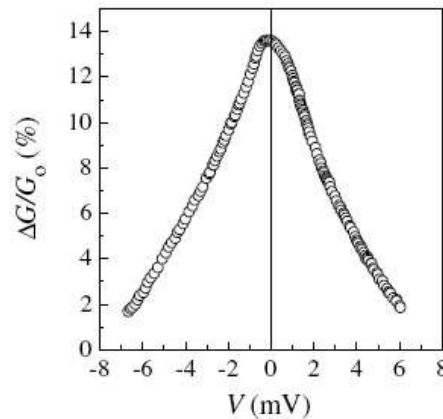


Fig. I.10 – Chute de TMR avec la tension appliquée observée dans l'expérience de Jullière [20].

L'origine de cette chute de TMR est complexe et plusieurs hypothèses ont été avancées pour en rendre compte [31-33]. En particulier, Zhang souligne l'importance de la perte de polarisation due aux magnons. Les électrons qui tunnelent de l'électrode 1 vers 2, par exemple, possèdent une énergie au dessus du niveau de Fermi de l'électrode réceptrice, on parle d'électrons chauds. Du fait de la présence d'états disponibles d'énergie inférieure, les électrons chauds vont relaxer vers ces états vacants. Il existe plusieurs mécanismes de relaxation, conservatifs en spin ou non. L'électron peut par exemple

transférer son excès d'énergie au réseau de spin sous forme de magnons et par la même occasion changer son état de spin. A forte tension appliquée, l'émission de magnons est importante ce qui conduit à une diminution de la polarisation en spin et donc de la TMR. Pour les échantillons que nous étudierons par la suite, la chute de TMR pour la tension de fonctionnement sera au maximum de 40%.

La résistivité des jonctions tunnel est également très supérieure à celle des vanes de spin. Pour caractériser la résistivité, on a recours à la notion de produit résistance par surface (RA exprimé en $\Omega\mu\text{m}^2$). Le produit RA permet de quantifier la résistance d'un empilement indépendamment de ses dimensions latérales. La première conséquence importante de la forte résistivité des barrières tunnel est que, lorsqu'un courant parcourt la structure, la chute de potentiel a lieu principalement aux bornes de la jonction alors que, pour un empilement métallique, elle se répartit dans toute la structure. Ainsi, il apparaît un champ électrique local intense aux bornes de la jonction qui peut provoquer un claquage au-delà d'un seuil critique. En ce qui concerne les jonctions tunnel, il est important de connaître cette tension de claquage de la barrière car c'est elle qui fixera la limite de fonctionnement du dispositif. Pour les vanes de spin, la limite de fonctionnement est plutôt donnée par l'électro-migration des atomes qui apparaît aux fortes densités de courant. La seconde conséquence importante de la chute de potentiel localisée à proximité de la barrière est qu'il est possible de considérer le transport électronique dans un régime balistique alors que l'approximation diffusive est dominante dans les vanes de spin.

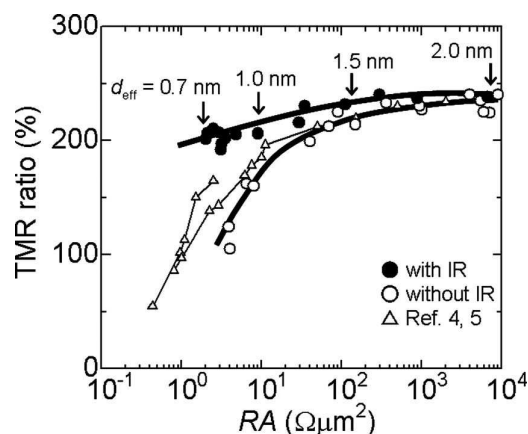


Fig. I.11 – Dépendance de la TMR en fonction du produit RA dans le cas de jonctions tunnel à base de MgO pour différentes méthodes d'élaboration [34]. Les auteurs soulignent qu'un recuit intermédiaire par infrarouge (IR) de la barrière avant le dépôt de l'électrode supérieure permet de maintenir une TMR importante aux faibles valeurs de RA.

Nous verrons par la suite que pour l'application de ces jonctions tunnel aux oscillateurs à transfert de spin, il est important de disposer de fortes magnétorésistances tout en ayant un produit RA faible (de l'ordre de $1 \Omega\mu\text{m}^2$). En général, réduire le produit RA implique de réduire l'épaisseur de la barrière tunnel, ce qui diminue la sélectivité en spin et donc la TMR comme indiqué figure I.11. L'obtention de jonctions tunnel de grande qualité nécessite un énorme travail d'optimisation des méthodes de dépôt de la barrière tunnel ainsi que des électrodes magnétiques [28, 34].

En résumé, l'avantage des jonctions tunnel par rapport aux vanes de spin est qu'elles présentent une forte variation de résistance entre l'état parallèle et anti-parallèle, ce qui permet d'augmenter le signal électrique généré par les dispositifs magnétorésistifs (têtes de lecteur de disque

dur, mémoires magnétiques MRAM ou oscillateur à transfert de spin). Ce paramètre est particulièrement important pour les oscillateurs comme nous le verrons dans la partie I.4. Pour illustration, les vannes de spin que nous étudierons au chapitre III présentent une variation de résistance de 200 mΩ alors que celle des jonctions tunnel à base de MgO du chapitre IV peut atteindre 500 Ω. Cependant, la nature isolante de la barrière tunnel est à l'origine de phénomènes de claquage diélectrique qui interviennent aux fortes densités de courant, ce qui est un obstacle à l'observation des effets de transfert de spin.

I.2.3 Transfert de spin

Les effets magnétorésistifs que nous venons d'étudier sont la manifestation de l'état magnétique sur le transport électronique, la configuration des aimantations déterminant la résistance de l'empilement. En ce sens, le transfert de spin peut être vu comme l'effet réciproque de la magnétorésistance c'est-à-dire l'effet du courant électrique sur l'état magnétique. Il s'agit d'un effet physique prédit théoriquement en 1996 par Slonczewski [35] et Berger [36] et mis en évidence au travers de plusieurs expériences à partir de 1998 [37-39]. Le transfert de spin permet le contrôle de l'aimantation par un courant polarisé en spin. Il apparaît pour de fortes densités de courant de l'ordre de 10^6 à 10^8 A/cm² ce qui nécessite de confiner le courant dans des structures de dimensions latérales de l'ordre de 100 nm. Dans cette section nous allons illustrer son origine physique et nous détaillerons l'effet du transfert de spin sur les états de l'aimantation dans la partie I.3.

Approche macroscopique. Considérons une structure magnétorésistive, illustrée figure I.12, à deux aimantations non colinéaires dans laquelle circule un flux d'électrons de l'électrode de gauche, numérotée 1, à l'électrode de droite, numérotée 2. Le courant polarisé par la première électrode porte un moment magnétique $\vec{\mu}_1$ aligné sur \vec{M}_1 puis va se re-polariser dans l'électrode 2 de façon à porter un moment $\vec{\mu}_2$ aligné sur \vec{M}_2 loin de l'interface. On suppose également que l'espaisseur non magnétique ne détruit pas la polarisation en spin du courant, son épaisseur e étant inférieure à l_{sf} .

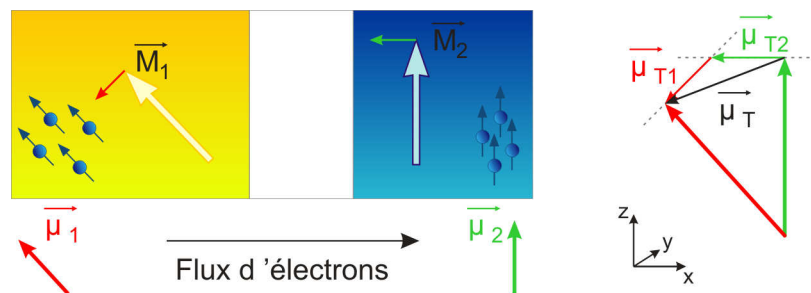


Fig. I.12 – Illustration du transfert de spin. Le bilan des moments montre qu'un moment $\vec{\mu}_T$ est perdu par les électrons de conduction. Ce moment est transmis à l'aimantation et peut se décomposer en un moment $\vec{\mu}_{T1}$ transmis à \vec{M}_1 et $\vec{\mu}_{T2}$ transmis à \vec{M}_2 . Les aimantations appartiennent au plan (x, z) .

La conservation du moment magnétique implique que lorsque les électrons traversent l'empilement un moment $\vec{\mu}_T$ est cédé à l'aimantation, d'où le terme de transfert de spin. L'aimantation des couches

magnétiques étant de norme constante, la variation d'aimantation induite par le transfert de moment ne peut lui être que transverse, comme le montre l'équation suivante :

$$\frac{d|\vec{M}|^2}{dt} = 2\vec{M} \cdot \frac{d\vec{M}}{dt} = 0 \quad (1.12)$$

Le moment $\vec{\mu}_T$ se décompose ainsi en $\vec{\mu}_{T1}$ et $\vec{\mu}_{T2}$ transférés respectivement aux couches 1 et 2. Cette approche introduite par Slonczewski [35] pour les vannes de spin permet de définir le couple de transfert de spin exercé par les électrons de conduction sur l'aimantation.

Les couches magnétiques 1 et 2 sont généralement très asymétriques et la couche de référence 1 est supposée fixe et insensible au transfert de spin. La couche 2 est libre et le transfert de spin peut modifier sa configuration magnétique. Pour rendre la couche de référence moins susceptible au transfert de spin que la couche libre, on peut lui choisir une épaisseur plus importante, une aimantation plus forte ou encore la piéger par une couche antiferromagnétique. Le moment transmis $\vec{\mu}_{T1}$ ne sera alors pas suffisant pour affecter son état magnétique. Dans ce cas, on peut faire l'approximation que la couche de référence est un polariseur fixe, dont la direction \vec{p} impose la polarisation en spin dans l'espaceur non magnétique et le couple de transfert de spin au niveau de la couche libre est donné par :

$$\vec{T}_{\parallel} = \gamma_0 \frac{a_j}{M_{S2}} \vec{M}_2 \times (\vec{M}_2 \times \vec{p}) \quad (1.13)$$

avec

$$a_j = \frac{\hbar}{2e} \frac{g(\theta)}{M_s t} J \quad (1.14)$$

γ_0 est le facteur gyromagnétique, $\hbar = h/2\pi$ avec h la constante de Planck, e la charge de l'électron et t l'épaisseur de la couche magnétique. Le préfacteur a_j dépend du courant (signe et intensité) et de l'angle θ entre l'aimantation de la couche libre et la direction de polarisation. La dépendance angulaire $g(\theta)$, dans le modèle de Slonczewski³, est donnée par :

$$g(\theta_p) = \left[-4 + \frac{(1+\eta)^3}{\eta^{3/2}} \left(3 + \vec{p} \cdot \frac{\vec{M}}{M_s} \right) \right]^{-1} \quad (1.15)$$

où η est l'efficacité de la polarisation en spin comprise entre 0 et 1. Cette expression s'applique aux systèmes de vannes de spin. Dans le cas où la polarisation en spin provenant de la couche libre n'est pas négligeable devant celle du polariseur, le calcul de la dépendance angulaire du couple de transfert de spin nécessite la prise en compte rigoureuse de l'accumulation de spin, comme évoqué au paragraphe I.2.1.3.

³ Si l'effet de polarisation de la couche libre ne peut être négligé, la dépendance angulaire du couple de transfert de spin est fortement modifiée [14, 18].

Approche microscopique. Pour décrire les mécanismes physiques d'absorption du moment de spin ainsi que leur longueur caractéristique il faut adopter une approche microscopique et considérer la distribution spatiale du courant de spin \bar{Q} . Cette grandeur est un tenseur qui intègre à la fois une notion spatiale, à la manière d'un courant de charges, ainsi qu'une information vectorielle de spin. Considérons la géométrie illustrée figure I.13 (a). Le courant circule suivant \hat{x} et les aimantations appartiennent au plan (y, z) à l'équilibre. Le bilan des courants de spin sur un volume englobant l'interface de la couche libre (électrode 2) permet de définir le couple de transfert de spin \vec{T} [40, 41] :

$$\vec{T} = S(\bar{Q}_{in} - \bar{Q}_{tr} + \bar{Q}_{ref})\hat{x} \quad (1.16)$$

S est la section du conducteur et les indices *in*, *tr* et *ref* désignent les courants de spin incident, transmis et réfléchi au niveau de l'interface 2.

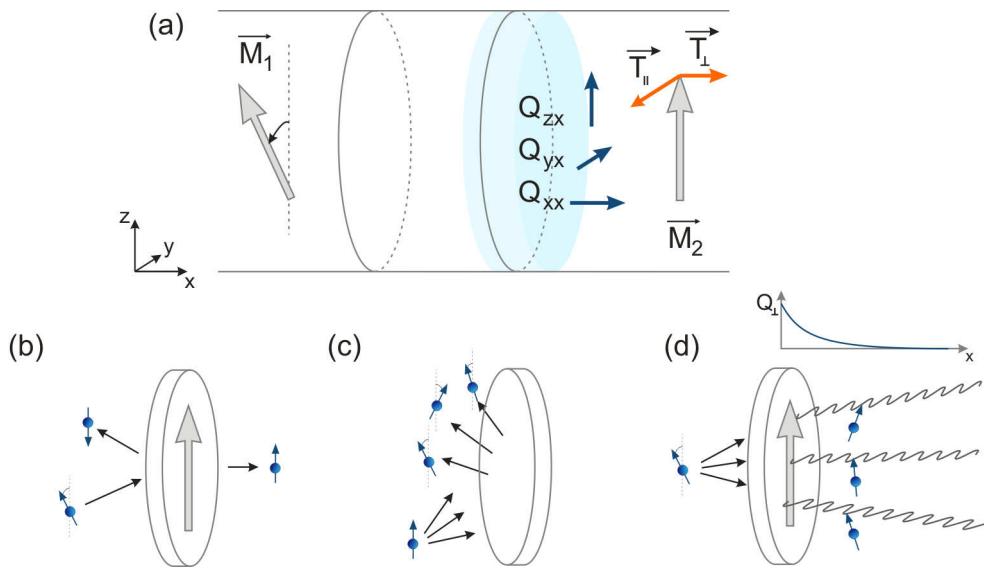


Fig. I.13 – Les aimantations appartiennent au plan (y, z) . (a) Schéma des courants de spin et couples de transfert de spin au niveau de l'électrode 2. Le volume sur lequel est réalisé le bilan des courants de spin est représenté en bleu. (b) Illustration de la transmission dépendante du spin. (c) L'électron réfléchi (transmis) subit une rotation de son état de spin à l'interface. (d) Si le spin transmis n'est pas un état propre de l'électrode acceptrice, il se met à précesser autour de l'aimantation locale. Illustration adaptée de la référence [41].

On définit l'axe de quantification par la direction de \vec{M}_2 et on considère l'électrode 1 comme un polariseur qui impose le courant de spin dans l'espaceur. On suppose également l'absence de phénomène de relaxation de spin au sein du volume considéré du fait de sa faible épaisseur. Cette hypothèse sera vérifiée a posteriori. Au passage de l'interface, la composante longitudinale (le long de l'aimantation 2) Q^{zx} est conservée et ne donne lieu à aucun couple. Le transfert de spin provient uniquement des composantes Q^{xx} et Q^{yx} . Pour en comprendre l'origine, trois phénomènes physiques sont à considérer : l'effet de filtre à spin, la rotation du spin à l'interface et la précession des spins dans le ferromagnétique [40, 41].

Nous avons déjà discuté au paragraphe de la GMR de la transmission/réflexion dépendante du spin à une interface métal non magnétique/ferromagnétique. Cette idée fut développée par Slonczewski [22, 35] pour aboutir à l'expression du couple de transfert de spin équation (1.13). Pour illustration, considérons le cas extrême d'une transmission nulle pour les électrons minoritaires et totale pour les majoritaires, cf. figure I.13 (b). Les électrons incidents ne sont pas des états propres pour l'électrode 2 mais doivent être considérés comme une superposition cohérente d'états majoritaires et minoritaires. Ainsi le courant de spin transmis sera composé uniquement de la partie majoritaire et le courant réfléchi de la partie minoritaire. Aucun de ces deux courants de spin ne possédant de composante transverse, le couple de transfert de spin est strictement égal à la composante transverse du courant de spin incident.

En réalité la situation est plus complexe. Le coefficient de réflexion n'est pas nul pour un électron majoritaire et les spins subissent une rotation d'origine quantique au niveau de l'interface, fortement dépendante de l'état de l'électron incident, cf. figure I.13 (c). Ainsi les électrons réfléchis et transmis possèdent une composante transverse à \vec{M}_2 . Pour calculer le courant de spin réfléchi il faut intégrer l'ensemble des électrons participant au transport, chacun subissant une rotation différente à l'interface, si bien qu'au final la composante transverse du courant de spin réfléchi tend à s'annuler dans le cas d'empilements GMR.

En ce qui concerne le courant de spin transmis, il faut également tenir compte de la précession du spin de l'électron autour de l'aimantation locale lorsqu'il pénètre le matériau ferromagnétique. Cette précession est responsable de l'apparition de courants de spin oscillants Q^{xx} et Q^{yx} transverses à l'aimantation de la couche libre, cf. figure I.14. L'intégration de l'ensemble des contributions des électrons participant au transport et des différentes fréquences spatiales de précession associées conduit à une rapide décroissance de cette oscillation.

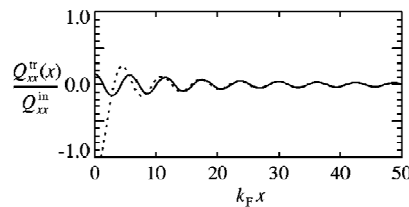


Fig. I.14 – Calcul du courant de spin transmis Q_{xx}^{tr} à partir de l'interface du ferromagnétique 2 (trait plein). L'oscillation du courant de spin s'amortit sur l'échelle du nanomètre [40].

Des calculs ab-initio [40, 42] estiment la longueur de cohérence de précession de l'ordre du nanomètre, ce qui semble confirmé expérimentalement [43]. Cette courte longueur de cohérence justifie le fait de négliger les phénomènes de relaxation de spin au voisinage de l'interface. En résumé, les courants de spin transmis et réfléchi ne possèdent pas de composante transverse à l'aimantation dans le cas des vannes de spin à cause de la sommation sur l'ensemble de la surface de Fermi qui les fait tendre vers zéro. Dans ce cas le couple de transfert de spin est simplement la composante transverse du courant de spin incident $\vec{T} = \vec{T}_{\parallel} = \vec{Q}_{in\perp}$.

Le cas des jonctions tunnel est relativement différent. Nous avons vu au paragraphe précédent que l'effet tunnel implique une sélectivité des vecteurs d'ondes participant au transport. De ce fait, l'effet de moyenne conduisant à l'annulation de la composante transverse des courants de spin transmis et réfléchi est moindre et le couple résultant n'est généralement pas dans le plan (\vec{M}_1, \vec{M}_2) .

Dans ce cas, il est toujours possible de décomposer le couple en une partie longitudinale \vec{T}_{\parallel} , dans le plan (\vec{M}_1, \vec{M}_2) , et transverse \vec{T}_{\perp} , orthogonale au plan (\vec{M}_1, \vec{M}_2) :

$$\vec{T} = \vec{T}_{\parallel} + \vec{T}_{\perp} = \gamma_0 \frac{a_j}{M_{S2}} \vec{M}_2 \times (\vec{M}_2 \times \vec{p}) + \gamma_0 b_j \vec{M}_2 \times \vec{p} \quad (1.17)$$

Expérimentalement, la prise en compte uniquement du terme longitudinal et de l'expression proposée par Slonczewski pour le préfacteur a_j , équation (1.14), permet de décrire, au moins qualitativement la plupart des expériences réalisées sur des vannes de spin [44-47]. En ce qui concerne le couple transverse \vec{T}_{\perp} , de nombreux groupes [48-50] ont montré son existence dans les jonctions tunnel magnétiques et se sont intéressés à quantifier le préfacteur b_j . Cependant, il n'existe pas de formule analytique de b_j et sa dépendance en densité de courant (ou en tension appliquée) semble intimement liée à la nature de l'empilement étudié [48-51]. Bien que la description des effets de transfert de spin fasse toujours l'objet d'une intense recherche, le lecteur intéressé pourra en trouver une description claire et pédagogique dans les chapitres d'ouvrages consacrés à cette thématique [41, 52] ou les articles de revue comme celui de Ralph [53].

I.3 Dynamique de l'aimantation

Dans cette partie nous allons nous intéresser à la réponse de l'aimantation en présence du couple de transfert de spin que nous venons de discuter. Cette partie est essentielle pour la compréhension des oscillateurs à transfert de spin et de leurs performances. Nous commencerons par un rappel du comportement statique et dynamique de l'aimantation d'une couche structurée à des dimensions nanométriques, en l'absence de courant polarisé. Ensuite nous verrons l'influence du transfert de spin sur une couche mince d'aimantation homogène d'un point de vue théorique à température nulle. Ces résultats seront confrontés aux études expérimentales des effets de transfert de spin, ce qui nous permettra de dégager les principales problématiques pour la description de la dynamique de l'aimantation sous transfert de spin.

I.3.1 Rappels

I.3.1.1 Configuration statique d'aimantation

On peut considérer un matériau magnétique comme une assemblée de moments magnétiques individuels en interaction et soumis à des contraintes externes, comme par exemple un champ magnétique appliqué. Les états du système magnétique peuvent être décrits par son énergie E composée de plusieurs contributions. Pour plus d'information sur la formulation mathématique des différentes énergies, le lecteur pourra se reporter aux références [7, 54].

$$E = E_e + E_a + E_z + E_d \quad (1.18)$$

Dans les matériaux ferromagnétiques, l'interaction d'échange E_e tend à aligner les moments magnétiques entre eux. Il en résulte un moment magnétique spontané par unité de volume qui détermine la valeur M_s de l'aimantation du matériau. La direction des moments magnétiques peut être favorisée par un axe cristallographique, ce qui définit une énergie d'anisotropie E_a . Dans le cas le plus simple, seule une direction est privilégiée et on parle d'anisotropie uni-axiale. Le champ magnétique externe, responsable de l'énergie Zeeman E_z , peut être considéré comme une source d'anisotropie en ce sens qu'il favorise un état d'aimantation aligné dans sa direction et de même sens. Il s'agit d'une anisotropie unidirectionnelle à ne pas confondre avec une anisotropie uni-axiale qui n'impose pas le sens de l'aimantation. Le couplage d'échange avec une couche antiferromagnétique que nous avons évoqué dans le cas des vannes de spin peut être décrit par un champ d'échange à la manière d'un champ externe appliqué. Enfin, l'énergie démagnétisante peut être vue comme une énergie d'interaction dipolaire entre les moments. Il s'agit d'une interaction à longue portée qui dépend fortement de la géométrie du système magnétique.

La configuration de l'aimantation résulte d'un compromis entre les différents termes d'énergie. Généralement dans les structures que nous étudierons par la suite, couches minces d'épaisseur de quelques nm et de dimensions latérales de l'ordre de 100 nm, l'importance des surfaces donne lieu à des effets de champ démagnétisant importants et la configuration magnétique est un compromis entre l'énergie d'échange et l'énergie démagnétisante. Lorsque l'échange domine, l'aimantation est homogène et l'on parle de configuration macrospin : le moment de la couche magnétique est la somme des moments individuels. L'hypothèse d'une aimantation uniforme constitue généralement une bonne première approximation pour les systèmes que nous étudierons. Lorsque que le champ démagnétisant est important, le système magnétique a tendance à adopter une configuration inhomogène, comme par exemple un état vortex [54]. Nous reviendrons en détail sur cette notion de configuration micromagnétique non uniforme au chapitre III consacré au polariseur perpendiculaire. La notion de champ effectif \vec{H}_{eff} , dérivé de l'énergie magnétique, est importante pour décrire la configuration du système magnétique.

$$\vec{H}_{eff} = -\frac{\partial E}{\partial \vec{M}} \quad (1.19)$$

Dans l'état statique les moments magnétiques sont alignés sur le champ effectif local.

1.3.1.2 Etats dynamiques

L'équation du mouvement de l'aimantation par rapport au champ effectif est une équation de précession appelée équation LLG (Landau-Lifschift-Gilbert) :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma_0 \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \quad (1.20)$$

Le premier terme de droite représente le couple exercé par le champ effectif sur l'aimantation et γ_0 est le facteur gyromagnétique. Hors de sa position d'équilibre, l'aimantation décrit un mouvement de précession autour du champ effectif, d'où le nom de terme de précession. Ce terme est conservatif, si

bien que le mouvement de précession ne dissipe pas d'énergie et pourrait s'entretenir indéfiniment. Pour rendre compte des pertes d'énergie présentes dans un système réel, Gilbert [55, 56] introduisit un coefficient phénoménologique α . Le second terme de droite est appelé terme d'amortissement et peut être assimilé à un frottement visqueux subi par l'aimantation lui permettant de dissiper son énergie et de se stabiliser suivant la direction du champ effectif. Dans cette description le coefficient d'amortissement est supposé constant et indépendant de l'amplitude du mouvement de précession. L'équation LLG montre que le système magnétique est résonant par nature avec des fréquences de résonance dans la gamme du GHz et des temps de relaxation de l'ordre de quelques nanosecondes pour les matériaux métalliques que nous étudierons. Par la suite, nous nous référerons à cette réponse haute fréquence de l'aimantation lorsque nous parlerons de la dynamique de l'aimantation.

Pour un système magnétique de dimensions nanométriques, l'aimantation présente des modes propres d'oscillation d'énergie quantifiée appelés ondes de spin. Une onde de spin est une excitation collective et cohérente du réseau de spin de la couche magnétique. Dans un système confiné, les modes propres sont des ondes de spin stationnaires dont le profil d'aimantation est généralement inhomogène. Cependant, le mode d'excitation homogène, appelé résonance ferromagnétique (FMR) a une importance particulière car il constitue généralement une bonne approximation pour le mode fondamental des systèmes de petite taille et permet une dérivation analytique de l'équation LLG dans la limite des faibles amplitudes d'oscillation.

La réponse de l'aimantation à une perturbation dépend à la fois de la configuration de l'aimantation dans sa position d'équilibre et de la nature de la perturbation. En pratique, on peut utiliser quatre approches pour étudier la dynamique de l'aimantation :

- 1 - Perturbation par une impulsion de champ magnétique visant à éloigner l'aimantation de sa position d'équilibre et étude dans le domaine temporel des oscillations amorties [57].
- 2 - Excitation résonante par une onde radiofréquence [58].
- 3 - Etude des ondes de spin induites par activation thermique [48, 59].
- 4 - Excitation par un courant polarisé en spin continu [18, 43-47, 60-77] ou alternatif [60].

Il est important de distinguer les trois premières méthodes d'excitation que nous qualifierons de 'classiques' et l'excitation de l'aimantation par transfert de spin. Les méthodes classiques permettent généralement de sonder les états dynamiques de l'aimantation proche de l'état statique du système magnétique. Il s'agit d'oscillations autour du minimum d'énergie présentant une faible amplitude, appelées ondes de spin linéaires. A l'inverse, le transfert de spin permet de sonder des modes dans le régime non-linéaire, c'est-à-dire pour une forte amplitude d'oscillation, inaccessibles par les méthodes d'excitation conventionnelles.

Trajectoires d'énergie constante. Les trajectoires de l'aimantation propres au système magnétique sont des trajectoires à énergie constante. Calculer ces trajectoires revient à résoudre l'équation LLG lorsque l'amortissement est nul. Nous allons ici décrire les modes d'oscillation intrinsèques, dans l'approximation macrospin, d'une couche mince à aimantation planaire. Cette géométrie est celle que nous discuterons dans tout le manuscrit.

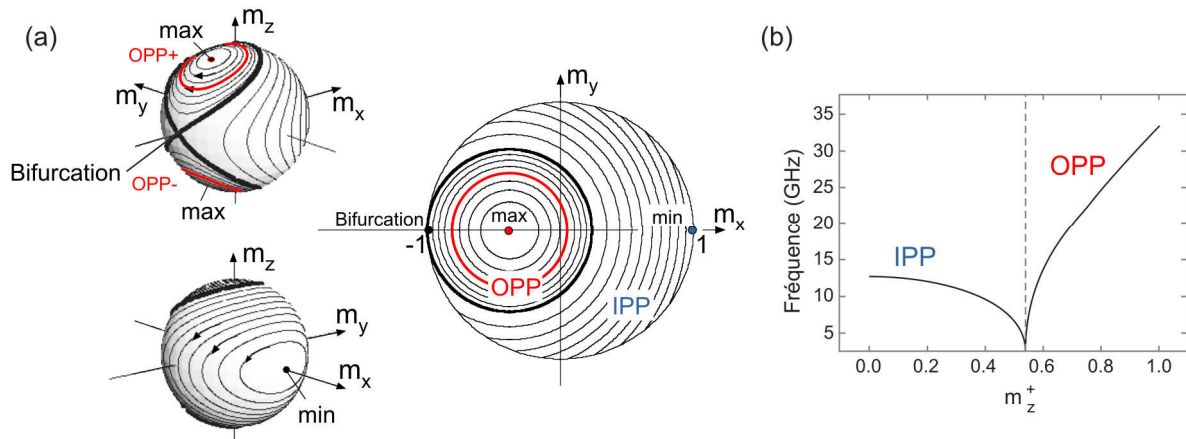


Fig. I.15 – (a) Illustration adaptée de [61]. (Gauche) Représentation tridimensionnelle des trajectoires d'énergie constante pour une couche mince d'aimantation planaire avec un champ magnétique appliqué suivant x . 'Min' et 'max' indiquent les positions d'énergie minimale et maximale de l'aimantation. (Droite) Projections des lignes d'iso-énergie dans le plan de la couche magnétique. (b) Fréquence des modes de précession IPP et OPP en fonction du maximum de la composante d'aimantation hors du plan.

La figure I.15 (a) présente les résultats des calculs de Bertotti [61]. Elle montre que le minimum d'énergie correspond à un état statique stable où l'aimantation est alignée suivant le champ appliqué. Les lignes d'iso-énergie représentent les trajectoires de l'aimantation. Par ordre d'énergie croissante, les premières trajectoires accessibles sont des trajectoires appelées IPP (In-Plane Precession) caractérisées par une oscillation de l'aimantation autour du minimum d'énergie. Ces trajectoires IPP sont tout d'abord de faible amplitude et correspondent au cas de la résonance ferromagnétique. A plus haute énergie, les trajectoires IPP peuvent atteindre une forte amplitude d'oscillation. Lorsque l'aimantation atteint le point de bifurcation $m_x = -1$ (maximum d'énergie dans le plan) la trajectoire IPP se scinde en deux trajectoires énergétiquement équivalentes OPP+ et OPP-. Le mode de précession OPP (Out of Plane Precession) correspond à une oscillation autour du maximum d'énergie [61, 62]. On notera que le maximum n'est pas rigoureusement perpendiculaire au plan de la couche à cause du champ planaire appliqué. Pour une énergie croissante des trajectoires OPP, le cône de précession se ferme et finalement l'aimantation atteint un état statique d'énergie maximale.

En ce qui concerne les fréquences de précession, la fréquence du mode IPP proche du minimum d'énergie définit la fréquence de résonance naturelle de la couche magnétique. Ensuite, les modes IPP d'énergie supérieure montrent une diminution de fréquence avec l'amplitude d'oscillation. L'étude de la fréquence demande de s'intéresser au couple de précession le long de la trajectoire. Pour les modes IPP, on peut signaler que lorsque l'aimantation s'approche de l'axe difficile, le couple de précession et donc la vitesse locale de l'aimantation diminuent, ce qui explique la baisse de fréquence. En particulier, lorsque l'aimantation atteint rigoureusement l'axe difficile, le couple de précession est nul et la fréquence tombe à zéro. En ce qui concerne les modes OPP, lorsque l'aimantation sort hors du plan, le champ démagnétisant augmente fortement entraînant l'augmentation de fréquence en énergie des modes OPP. La dépendance spécifique des modes IPP et OPP nous permettra de les distinguer expérimentalement.

I.3.2 Effets de transfert de spin

I.3.2.1 Couple de transfert de spin

Le transfert de spin se manifeste comme un couple agissant sur l'aimantation. Nous avons vu au paragraphe I.2.3 que le couple de transfert de spin peut être séparé en un couple longitudinal \vec{T}_{\parallel} et un couple transverse \vec{T}_{\perp} . La prise en compte de ces deux composantes dans l'équation du mouvement de l'aimantation conduit à la forme suivante :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma_0 \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} + \gamma_0 \frac{a_j}{M_s} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{p}) + \gamma_0 b_j \vec{M} \times \vec{p} \quad (1.21)$$

Les deux derniers termes de l'équation sont respectivement le couple de transfert de spin longitudinal et le couple transverse. Le terme transverse est appelé 'field-like term' ou terme de champ effectif car il agit comme un champ externe d'amplitude b_j appliqué dans la direction de polarisation \vec{p} . L'amplitude et la direction de ce couple dépendent de l'intensité du courant ainsi que de la direction de polarisation. Nous avons vu précédemment que le couple de transfert de spin transverse est négligeable pour les vannes de spin. Pour les jonctions tunnel, les estimations de b_j [48, 63] (de l'ordre de l'ørsted à la dizaine d'ørsteds pour une densité de courant de 10^6 A/cm²) suggèrent que le couple transverse reste faible devant le couple de précession si bien que la prise en compte ou non de ce terme ne devrait pas modifier de manière conséquente la dynamique de l'aimantation dans le régime entretenu que nous discuterons par la suite. Une étude approfondie est toutefois requise pour valider cette hypothèse.

D'un point de vue énergétique, le terme longitudinal de transfert de spin agit soit comme une source d'énergie pour le système magnétique, soit comme un processus de dissipation supplémentaire dépendant du signe de courant et de la direction de polarisation, comme le montre l'équation (1.22). On notera que le terme d'amortissement est quant à lui toujours négatif.

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{\alpha}{M_s} \left(\frac{d\vec{M}}{dt} \right)^2 - \frac{a_j}{M_s} \frac{d\vec{M}}{dt} \cdot (\vec{M} \times \vec{p}) \quad (1.22)$$

Ainsi lorsque le transfert de spin agit comme une source d'énergie, il permet de sonder les états propres de la couche magnétique. En particulier, nous verrons au prochain paragraphe qu'il est possible de trouver des conditions pour lesquelles l'énergie apportée par le transfert de spin compense la dissipation et entretient un mouvement de précession. La compensation des pertes fait que l'énergie magnétique reste constante⁴, ce qui souligne l'importance des trajectoires d'énergie constante discutées au paragraphe précédent. Plus généralement, l'effet du transfert de spin sur l'aimantation est fortement dépendant de l'empilement magnétique (orientation des aimantations) étudié et des

⁴ En toute rigueur, l'énergie du système n'est pas constante en chaque point de la trajectoire mais la variation d'énergie sur une période de précession est nulle. Les trajectoires d'énergie constante constituent généralement une très bonne approximation des trajectoires induites par transfert de spin.

paramètres externes appliqués comme le champ ou le courant. L'état magnétique d'une structure donnée en fonction de ces deux paramètres peut être représenté par un diagramme de phases.

1.3.2.2 Diagramme de phases

Considérons une couche mince à aimantation uniforme présentant une anisotropie uni-axiale dans la direction \hat{x} et soumise à un champ magnétique et un courant polarisé tous deux dans la direction \hat{x} . Le courant circule perpendiculairement au plan des couches c'est-à-dire suivant la direction \hat{z} . Cette configuration est la plus simple à réaliser expérimentalement et a été étudiée par de nombreux groupes [18, 44, 45, 47, 60, 64-83]. Nous discuterons ici des prédictions théoriques obtenues par résolution numérique de l'équation (1.21) dans l'approximation macrospin, à température nulle et négligeant le terme b_j . L'état stable de l'aimantation en fonction des paramètres de champ et courant est représenté figure I.16 sur un diagramme de phases [44, 79, 84, 85]. Seule la partie supérieure sera discutée (champ magnétique positif) et la partie inférieure peut être déduite par symétrie.

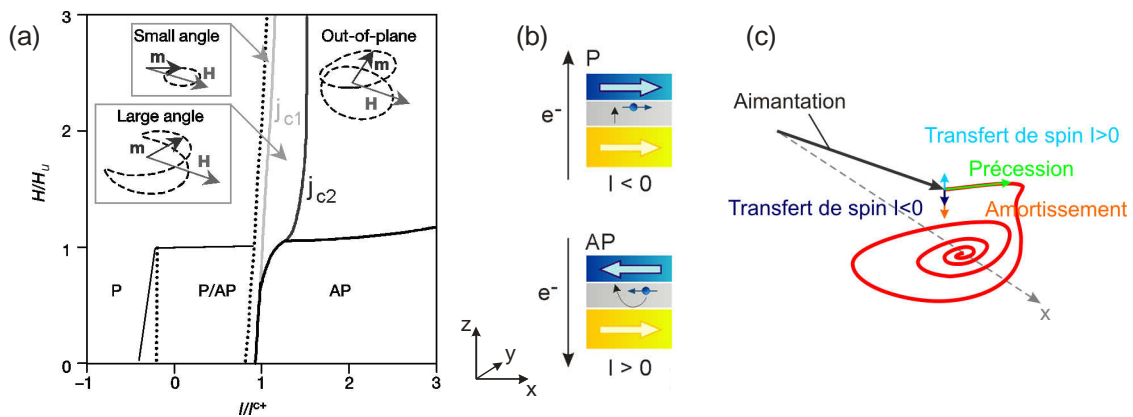


Fig. I.16 – (a) Diagramme de phases calculé dans l'approximation macrospin à température nulle [44]. Seule la partie supérieure (champs positifs) est présentée mais la partie inférieure se déduit par symétrie. (b) Convention du signe de courant utilisée. Pour un courant négatif, les électrons se propagent de la couche fixe (jaune) vers la couche libre (bleue) et favorisent un état parallèle. Dans le cas d'un courant positif, les électrons minoritaires se réfléchissent sur la couche fixe et favorisent ainsi un état antiparallèle (l'axe de quantification est défini dans le sens de l'aimantation de la couche fixe). (c) Illustration des différents couples agissant sur l'aimantation de la couche libre. En l'absence de transfert de spin, l'aimantation relaxe vers sa position d'équilibre dans un mouvement de précession amortie représenté par la trajectoire rouge. Le couple longitudinal de transfert de spin peut soit s'opposer à l'amortissement soit le renforcer suivant le signe du courant.

La description du diagramme de phases nécessite de s'intéresser aux différents couples agissant sur l'aimantation, cf. figure I.16 (c). En l'absence de courant et de champ magnétique, l'aimantation dispose de deux états stables équivalents suivant la direction d'anisotropie. Ces états sont appelés parallèle et anti-parallèle en référence à l'orientation du polariseur. Une perturbation de l'aimantation hors de ces positions statiques se traduit par un retour à l'équilibre dans un mouvement de précession

amortie cf. figure I.16 (c). Un courant appliqué provoque l'apparition d'un couple de transfert de spin sur l'aimantation de la couche libre dont la direction est colinéaire au couple d'amortissement. Par convention un courant positif correspond à un flux d'électrons de la couche libre vers la couche polarisante, cf. figure I.16 (b). La figure I.16 (c) montre que pour un courant positif le couple de transfert de spin s'oppose à l'amortissement et a tendance à déstabiliser l'état parallèle alors qu'un courant négatif renforce l'amortissement et par conséquent stabilise l'état parallèle. Par symétrie on trouve que l'état anti-parallèle est stabilisé par un courant positif et déstabilisé par un courant négatif.

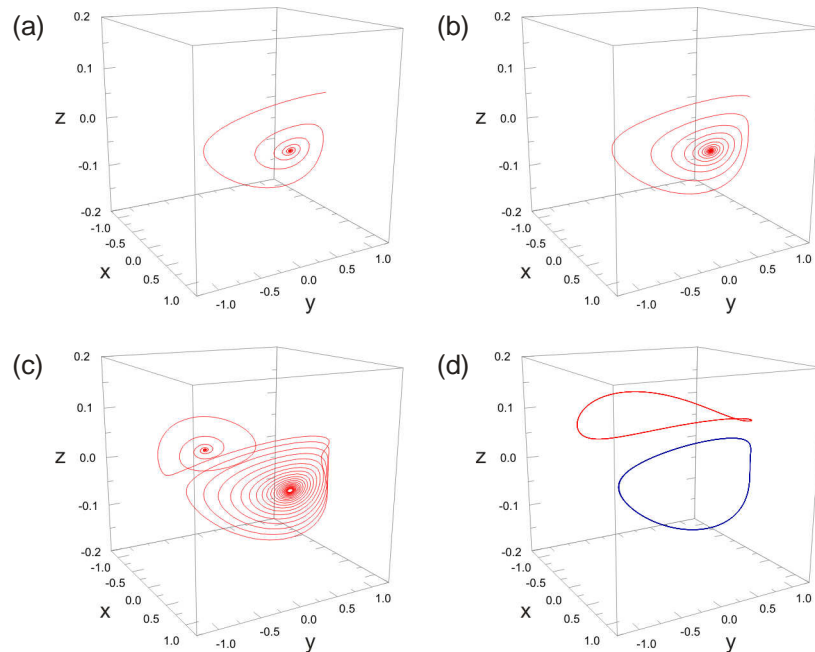


Fig. I.17 – Illustration des différents régimes dynamiques induits par transfert de spin. (a) Le transfert de spin renforce l'amortissement et le retour à l'équilibre se fait plus rapidement qu'en l'absence de courant. (b) Le transfert de spin s'oppose à l'amortissement et ralentit le retour à l'équilibre. (c) Le transfert de spin provoque le retournement de l'aimantation de l'état P à AP. (d) Précession entretenue de l'aimantation sous l'effet du couple de transfert de spin. La trajectoire bleue est de type IPP et la rouge de type OPP.

Tenant compte des observations précédentes, le diagramme de phases peut être décrit en distinguant quatre situations illustrées figure I.17. Pour un champ appliqué inférieur au champ d'anisotropie H_u , l'aimantation présente deux états statiques stables P et AP. En courant négatif, partant de l'état P, le transfert de spin renforce l'amortissement et stabilise d'autant plus l'état parallèle. D'un point de vue dynamique, le retour à l'équilibre de l'aimantation suite à une perturbation se fera plus rapidement qu'en l'absence de courant et l'amortissement apparent est renforcé, cf. figure I.17 (a). En courant positif, le transfert de spin s'oppose à l'amortissement et déstabilise l'état P. Pour une densité de courant appliquée inférieure à une densité de courant critique j_{c1} , l'état P reste stable mais le retour à l'équilibre se fait plus lentement qu'en l'absence de courant et l'amortissement apparent est diminué, cf. figure I.17 (b). Si la densité de courant excède la valeur seuil j_{c1} , l'état P devient instable. Il apparaît tout d'abord une faible région d'oscillation entretenue pour $j_{c1} < j < j_{c2}$ que nous discuterons dans le cas $H > H_u$. Puis, pour $j > j_{c2}$, l'aimantation transite vers un nouvel état stable, état AP, dans lequel transfert de spin et amortissement agissent dans la même direction, cf. figure I.17 (c). Il s'agit du renversement de l'aimantation par un courant polarisé en spin

[38, 39]. Enfin, pour un champ appliqué positif supérieur au champ d'anisotropie, seul l'état P est stable à courant nul ; une densité de courant supérieure à j_{c1} rend l'état P instable et donne lieu à un équilibre dynamique où le transfert de spin compense les pertes d'énergie sur une période de précession, figure I.17 (d). Il en résulte un état de précession auto-entretenu qui est à la base du concept d'oscillateur à transfert de spin.

Le régime de précession entretenue peut être subdivisé en deux. Pour une densité de courant $j < j_{c2}$, la précession est de type IPP. Dans ce cas, l'augmentation du courant correspond à une augmentation de l'énergie apportée par le transfert de spin et l'amplitude du mode de précession IPP augmente, comme nous l'avons vu figure I.15 (a). Par conséquent, le mode IPP est caractérisé par une diminution de fréquence avec le courant. Pour $j > j_{c2}$, le mode de précession est de type OPP et sa fréquence augmente avec le courant appliqué.

L'effet de transfert de spin peut être étudié sous trois aspects : son influence sur le régime de résonance ferromagnétique [48, 60] (cas (a) et (b)), le retournement de l'aimantation, cas (c), et son intérêt tout particulier pour l'écriture des mémoires magnétiques (MRAM), la précession auto-entretenu qui définit un système oscillant, cas (d). Pour les oscillateurs à transfert de spin, le diagramme de phases est une donnée indispensable car il permet de connaître les conditions de courant et champ pour observer le régime de précession entretenue. Nous en avons fait une description dans le cas idéal d'une aimantation homogène à température nulle. Dans la partie suivante, nous nous intéresserons aux vérifications expérimentales du diagramme de phases et du régime de précession entretenue. Nous insisterons particulièrement sur la détermination des courants critiques (limites entre les différents régimes induits par transfert de spin) et la comparaison des modes de précession avec les modes uniformes décrits au paragraphe I.3.1.2.

I.3.3 Vérifications expérimentales

La brève revue des principales réalisations expérimentales des structures à aimantation planaire nous servira à mettre en évidence les limites du modèle précédemment décrit. Les exemples seront axés sur l'importance des effets thermiques sur le diagramme de phases, les configurations d'aimantation inhomogènes en présence de courant et la difficulté à définir le courant critique pour l'apparition du régime de précession entretenue. Ces points sont essentiels pour la description des oscillateurs à transfert de spin et nous serons amenés à les rediscuter au cours de ce manuscrit. Les limites du modèle macrospin à température nulle souligneront également la nécessité de modèles plus élaborés que nous discuterons à la partie I.3.4.

I.3.3.1 Diagramme de phases et effets thermiques

Kiselev *et al.* furent les premiers à obtenir un diagramme de phases complet pour une structure à aimantation planaire [64, 79], cf. figure I.18 (a). L'allure générale du diagramme est en accord avec le diagramme théorique. A faible champ, on observe bien le retournement hystérétique de l'aimantation sous courant. Pour un champ appliqué supérieur au champ coercitif, les auteurs observent également

un régime de précession, zone L, dont la fréquence du mode excité diminue avec le courant appliqué, comme attendu pour une oscillation de type IPP dans l'approximation macrospin.

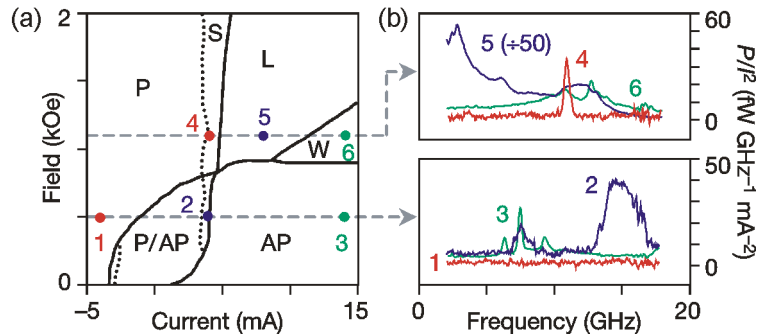


Fig. I.18 – (a) Diagramme de phases expérimental obtenu par Kiselev [64] pour une vanne de spin à aimantation planaire à température ambiante. Les zones P et AP représentent les états statiques. Les zones S, L et W correspondent aux régions d'excitations dynamiques pour le régime de faible amplitude de précession S, de large amplitude L et un régime probablement incohérent W. (b) Spectres micro-ondes associés aux différentes régions du diagramme.

Au-delà de cet accord qualitatif, on note des différences marquées dans la forme du diagramme.

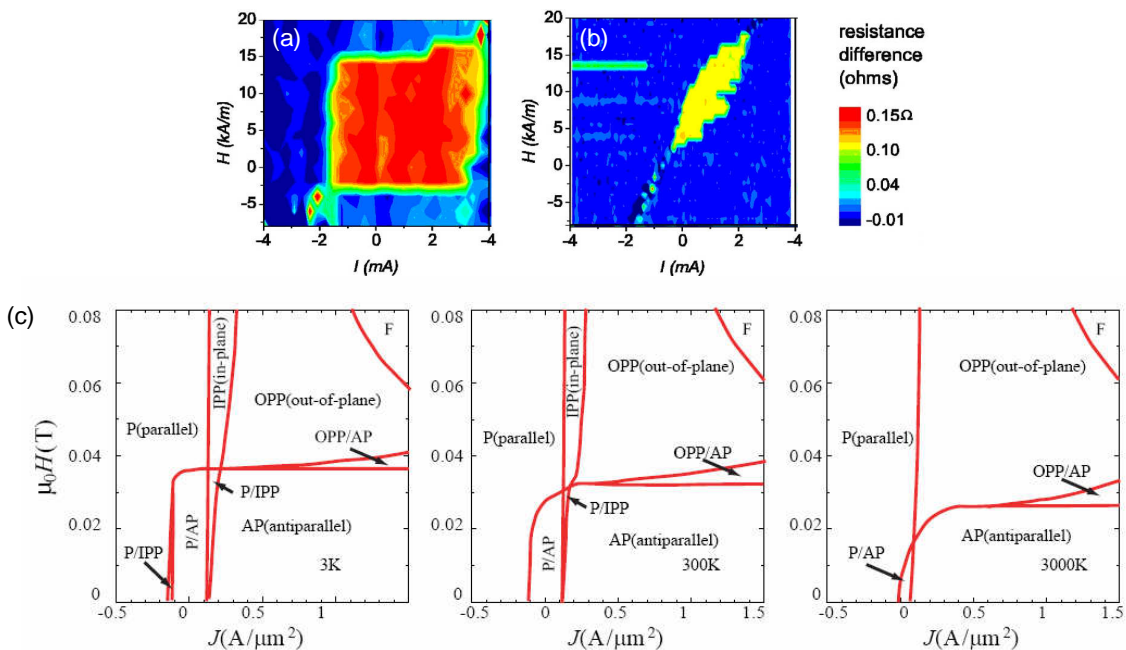


Fig. I.19 – Diagrammes de phases expérimentaux à 4.2K (a) et à température ambiante (b) pour des structures vanne de spin planaires. Seule la zone de bi-stabilité a été étudiée. Cet exemple confirme que la ligne critique j_{c1} est fortement affectée par la température [86]. (c) Diagrammes de phases simulés pour une structure planaire en tenant compte de l'agitation thermique⁵. Les températures considérées sont, de gauche à droite, 3K, 300K et 3000K [85].

⁵ Il faut préciser que la prise en compte de la température dans les simulations numériques est difficile, car en général les temps d'intégration sont relativement courts (μ s voire ms au maximum) ce qui ne permet pas

La région de retournement sous courant, P/AP, présente une limite nettement plus courbée que dans les simulations macrospin. Ceci est dû à une combinaison de l'activation thermique et du transfert de spin. L'activation thermique [65, 66, 86] peut faire basculer prématurément l'aimantation d'un état parallèle à anti-parallèle si l'énergie thermique est proche de la barrière d'énergie à franchir pour permettre le retournement. A courant nul, on peut ainsi assister à une transition P/AP pour des champs inférieurs au champ d'anisotropie. A courant non nul, vient se superposer l'effet du transfert de spin qui peut stabiliser ou non l'état initial ce qui confère une forme d'amande à la zone de bi-stabilité au lieu du rectangle prédit par le modèle macrospin à température nulle. Par exemple, le champ de retournement AP vers P est plus grand en courant positif qu'en courant négatif car le transfert de spin stabilise dans ce cas l'état AP.

Cette interprétation a été confirmée aussi bien en simulation [85], que de manière expérimentale [86], à l'aide de mesures à basse température. La figure I.19 (a) montre en effet, qu'à basse température on retrouve la forme rectangulaire de la région de bi-stabilité du diagramme de phases alors qu'à haute température on obtient une forme d'amande, figure I.19 (b), similaire à celle obtenue dans l'expérience de Kiselev. Des simulations macrospin incluant un terme de champ fluctuant stochastique pour modéliser l'agitation thermique ont permis de montrer un effet similaire, cf. figure I.19 (c).

1.3.3.2 Limite de l'approximation macrospin

Dans l'expérience de Kiselev, l'approximation macrospin de la dynamique de l'aimantation permet de décrire qualitativement le mode de précession IPP observé dans la région L. Cependant à fort courant, dans la région W, la dynamique est complexe et ne correspond ni à un mode IPP ni à un mode de nature OPP. Les auteurs associent cette région W à une dynamique spatialement inhomogène ne pouvant être décrite dans l'approximation macrospin. En effet, bien que le système étudié soit ici une couche mince structurée de section elliptique de $130 \times 70 \text{ nm}^2$ et ne permette pas une configuration en domaines de l'aimantation, le fort champ démagnétisant au bord de la structure favorise une configuration non uniforme de l'aimantation et l'approximation macrospin n'est plus adaptée. Ce phénomène est en plus accentué par la forte densité de courant appliquée qui crée un champ d'Oersted inhomogène et maximal au bord de la structure.

Pour tenir compte des configurations non homogènes dans les simulations, il faut adopter une approche micromagnétique [41, 54, 87, 88] dans laquelle le système est subdivisé en cellules possédant chacune un moment et couplées les unes aux autres. Ainsi, il est possible de rendre compte des variations spatiales d'aimantation au sein de la structure. Dans ce cas, il a été montré que le transfert de spin peut donner lieu à une dynamique fortement inhomogène voire chaotique [89], qui pourrait expliquer la zone W observée expérimentalement.

forcément aux effets stochastiques de se manifester. Ce n'est pas le cas dans les expériences qui durent généralement plusieurs secondes. Ainsi la température simulée ne doit pas être considérée comme une température réelle, mais plutôt une température effective.

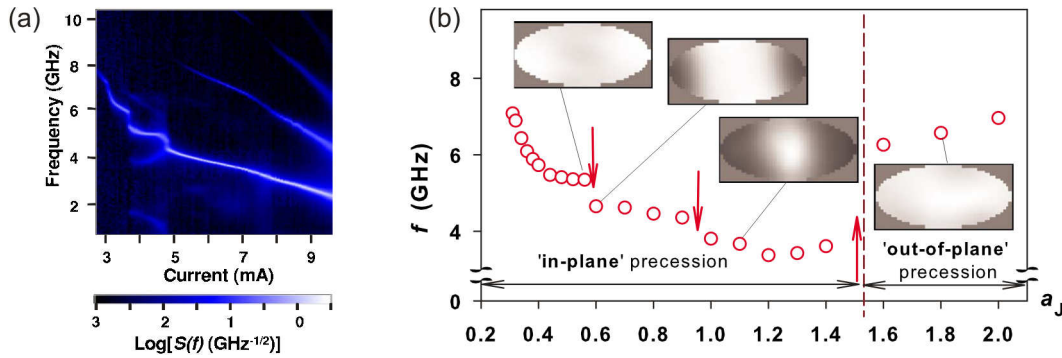


Fig. I.20 – (a) Dépendance fréquentielle du mode observé dans l'expérience de Krivorotov [47]. On notera la complexité du spectre d'émission qui présente plusieurs modes excités dans la gamme 3-4mA et des composantes harmoniques au-delà de 5mA. (b) Des simulations micromagnétiques montrent que la configuration spatiale de l'aimantation est inhomogène (blanc (noir) : forte (faible) amplitude d'oscillation). Les sauts de fréquence s'expliquent comme des transitions entre différents modes d'excitation inhomogènes.

Un exemple similaire a été décrit par Krivorotov *et al.* [47] qui ont observé pour une configuration planaire une dépendance fréquentielle d'un mode type IPP présentant des sauts de fréquence, cf. figure I.20 (a). La tendance générale est bien une diminution de la fréquence avec le courant comme le prédit le modèle macrospin par contre ce dernier ne peut rendre compte des sauts observés. Une analyse micromagnétique [47, 88] a permis de montrer que ces sauts de fréquence sont dus à un changement de la configuration spatiale de l'aimantation. Les modes excités sont bien de type IPP mais l'amplitude d'oscillation peut être plus importante au bord de la structure qu'au centre et réciproquement, comme l'indique la figure I.20 (b). Nous traiterons en détail de ces phénomènes et de la validité de l'approximation macrospin au chapitre III consacré au polariseur perpendiculaire.

1.3.3.3 Définition du courant critique

Le diagramme de phases permet de définir des lignes critiques qui séparent les différents états stables du système magnétique. En particulier, le courant critique j_{c1} pour l'apparition des oscillations auto-entretenues est un paramètre fondamental à la fois pour confronter les résultats expérimentaux aux modèles théoriques et pour l'application aux oscillateurs à transfert de spin. En l'absence de fluctuations thermiques, la densité de courant critique j_{c1} devrait être définie par l'apparition d'un pic de précession dans le spectre micro-onde de la structure magnétorésistive. Cependant les systèmes étudiés montrent que pour une densité de courant $j < j_{c1}$ le spectre d'émission peut déjà présenter un pic d'oscillation du fait de l'excitation du mode de résonance ferromagnétique par activation thermique. Ces modes sont généralement de faible amplitude, relativement large ($\Delta f \geq 100\text{MHz}$) et leur fréquence n'est que faiblement affectée par le courant appliqué [48]. La largeur de raie est définie par le profil Lorentzien du mode. A l'inverse, la fréquence des modes entretenus est modifiée par le courant appliqué et leur amplitude augmente fortement au-delà du courant critique.

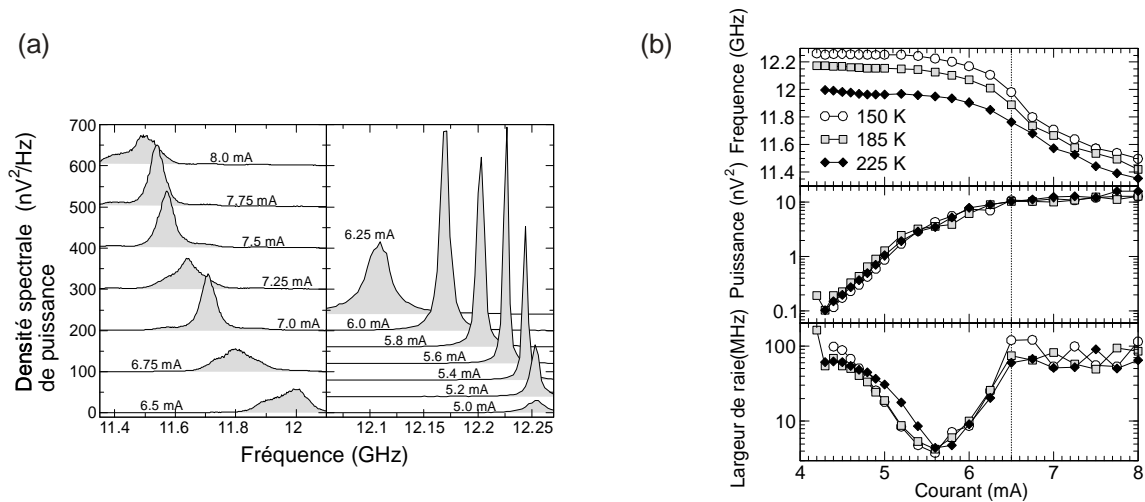


Fig. I.21 – Résultats tirés des travaux de Mistral *et al.* [45]. (a) Spectres d'émission pour différentes valeurs du courant appliqué pour une température de 150 K. (b) Evolution en courant de la fréquence, puissance émise et largeur de raie à 150K, 185K et 225K.

En ce qui concerne la largeur de raie, elle est reliée au paramètre d'amortissement dans le régime sous-critique. Au courant critique, l'amortissement effectif est nul et la largeur de raie devrait tendre vers zéro. Cependant du fait de la présence de mécanismes de décohérence dans le régime entretenu, la largeur de raie y est non nulle et on s'attend plutôt à un minimum de la largeur de raie au niveau du courant critique. Ainsi on peut définir trois critères pour estimer le courant critique :

- Une dépendance en courant marquée de la fréquence d'émission.
- Une forte augmentation de l'amplitude du pic micro-onde.
- Un minimum de la largeur de raie.

Pour illustrer ces propos, la figure I.21 montre les résultats de l'expérience de Mistral [45] sur l'étude de l'apparition des modes entretenus par transfert de spin dans une vanne de spin à aimantation planaire. La figure I.21 (a) présente les spectres micro-ondes mesurés pour différents courant appliqués. Ces spectres montrent bien une évolution de la fréquence, de l'amplitude et de la largeur de raie en fonction du courant. Les résultats sont résumés figure I.21 (b) et révèlent la difficulté de définir le courant critique d'apparition du régime entretenu à partir des trois critères évoqués. La fréquence reste insensible au courant jusqu'à 6 mA, alors que la largeur de raie présente un minimum net à 5.5 mA. En ce qui concerne la puissance, elle montre une très forte augmentation dès les faibles courants. On note également qu'au-delà de 6 mA, les spectres présentent un profil complexe qui laissent supposer l'existence de plusieurs modes. Le courant critique semble donc compris entre 5.5 et 6 mA. En dessous, les pics d'oscillation observés doivent être attribués au régime de résonance activé thermiquement.

En conclusion, les trois exemples (I.3.3.1-I.3.3.3) que nous venons de décrire montrent l'importance de la température et de la configuration micromagnétique de l'aimantation sur la dynamique induite par transfert de spin. Le modèle macrospin à température nulle que nous avons introduit au paragraphe I.3.2 s'avère être une bonne approximation pour décrire qualitativement les effets observés dans les expériences comme la dépendance en courant de la fréquence de précession ou l'allure générale du diagramme de phases. Cependant, il est nécessaire de développer des modèles plus

élaborés pour décrire précisément les résultats expérimentaux. En particulier, le profil des modes de précession, la définition du courant critique et l'origine de la largeur de raie sont trois aspects incontournables qu'il faudra être capable de comprendre pour envisager une application de la dynamique de l'aimantation sous courant polarisé aux oscillateurs à transfert de spin.

I.3.4 Modèles élaborés

On peut classer les modèles théoriques de la dynamique de l'aimantation en deux catégories. Les modèles que nous qualifierons de 'numériques' reposent sur l'intégration numérique de l'équation LLG en présence du couple de transfert de spin. Les modèles 'analytiques ou quasi-analytiques' se basent quant à eux sur un formalisme d'ondes de spin pour décrire la dynamique de l'aimantation.

I.3.4.1 Approche numérique

L'équation LLG avec terme de transfert de spin peut être résolue pour un moment unique (approximation macrospin) ou pour un ensemble de spins couplés (approximation micromagnétique). En ce qui concerne l'approche micromagnétique, la couche magnétique est décrite par un ensemble de cellules élémentaires de taille inférieure à la longueur d'échange⁶ du matériau considéré, typiquement 5 nm pour les cas qui nous intéressent. L'avantage de l'approche micromagnétique est qu'elle permet de décrire une couche magnétique de manière assez réaliste en tenant compte des inhomogénéités spatiales de l'aimantation. Le calcul micromagnétique est excessivement chronophage principalement à cause du champ dipolaire qui est une grandeur non locale. Le lecteur intéressé trouvera une description complète du calcul micromagnétique appliqué à la dynamique de l'aimantation sous transfert de spin dans l'article de revue de Berkov et Miltat [87]. Pour notre part, nous reviendrons sur ces aspects au chapitre III.

Les approches numériques, en particulier micromagnétiques, peuvent se montrer très puissantes pour décrire, au moins qualitativement, des résultats expérimentaux complexes comme des dépendances non monotones de la fréquence d'un mode de précession en fonction du courant [46, 47]. Il est possible [88, 90, 91] d'introduire un terme de champ fluctuant pour modéliser l'activation thermique. Cependant, vu qu'il s'agit d'effets stochastiques, il est indispensable d'intégrer longuement l'équation ou de procéder à plusieurs simulations pour obtenir un résultat représentatif. Par exemple, pour tenir compte de l'activation thermique sur la largeur de raie d'un spectre d'émission avec une précision de 1 MHz, il faut réaliser une simulation de 1 μ s, ce qui peut prendre plusieurs jours en simulation micromagnétique. Ensuite, une telle simulation devrait être reproduite plusieurs fois pour pouvoir moyenner les spectres et obtenir un profil Lorentzien comparable aux résultats expérimentaux. L'approche du champ fluctuant est mieux adaptée à l'approximation macrospin qui demande une puissance de calcul moindre. Nous en donnerons un exemple au chapitre III.

⁶ La longueur d'échange représente la longueur caractéristique sur laquelle l'interaction d'échange est dominante sur les autres contributions à l'énergie magnétique si bien que les moments peuvent être considérés comme alignés, ce qui revient à une description macrospin sur cette échelle.

Enfin, les approches numériques permettent de décrire de manière rigoureuse toutes les contributions magnétiques à la dynamique de l'aimantation (configuration inhomogène, couplage dipolaire dynamique entre différentes couches magnétiques...), contrairement aux approches analytiques qui demandent généralement d'imposer des hypothèses simplificatrices limitant de fait leur domaine de validité.

1.3.4.2 Approche analytique ou quasi-analytique

Cette approche se base sur la description des excitations de l'aimantation sous forme d'ondes de spin. Dans la limite des faibles amplitudes d'oscillation, il est possible de linéariser l'équation LLG et d'obtenir des expressions analytiques pour la fréquence ou la largeur du pic de résonance. Par exemple, la formule de Kittel permet de décrire l'évolution de la fréquence du mode de résonance uniforme en fonction du champ magnétique pour une couche mince à aimantation planaire :

$$f_0 = \frac{\gamma_0}{2\pi} \sqrt{(H + H_u)(H + H_u + H_d)} \quad (1.23)$$

La forte amplitude de précession des modes induits par transfert de spin rend le formalisme d'ondes de spin linéaires non adapté à la description du régime de précession auto-entretenue. De nombreux travaux théoriques récents ont été menés pour étendre le formalisme d'onde de spin aux précessions sous courant polarisé [92-99]. Dans cette approche [99], la dynamique de l'aimantation est définie par l'amplitude complexe c du mode excité :

$$c = \frac{M_x - iM_y}{\sqrt{2M_0(M_0 + M_z)}} \quad (1.24)$$

M_0 représente la norme de l'aimantation. La géométrie considérée est présentée figure I.22.

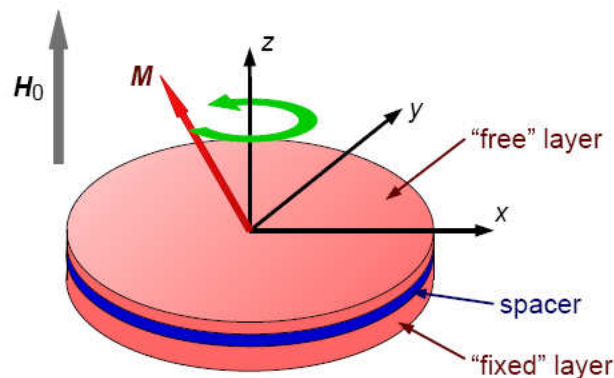


Fig. I.22 – Illustration de la géométrie discutée dans le modèle d'onde de spin non linéaire dans la référence [99]. Cette configuration est adaptée à la discussion de la dynamique de l'aimantation dans les structures nano-contact [100].

La quantité réelle physiquement accessible est appelée la puissance du mode $p = |c|^2$. La dynamique de l'aimantation est définie par l'équation (1.25) dérivée de l'équation LLG :

$$\frac{dc}{dt} = -i\omega(p)c - \Gamma_+(p)c + \Gamma_-(p)c + f(t) \quad (1.25)$$

Le premier terme de droite est conservatif et représente le terme de précession, $\Gamma_+(p)$ est le terme dissipatif proportionnel à l'amortissement α , au travers de Γ_G , et $\Gamma_-(p)$ est le terme de transfert de spin proportionnel au courant :

$$\Gamma_+(p) = \Gamma_G(1 + Qp) \quad \text{et} \quad \Gamma_-(p) = \sigma_0 I(1 - p) \quad (1.26)$$

σ_0 est le préfacteur du couple de transfert de spin. Enfin $f(t)$ est une force motrice qui peut, par exemple, permettre de tenir compte du rôle des fluctuations thermiques ou encore d'une excitation externe périodique dans le cas de l'étude des phénomènes de synchronisation. L'amplitude du mode d'oscillation peut également présentée un profil spatialement inhomogène. Cependant, le mode est généralement considéré uniforme (macrospin) pour aboutir à une formulation analytique ou quasi-analytique. La description des modes de précession de forte amplitude nécessite de développer l'équation LLG au-delà des termes linéaires. Ainsi, le modèle d'onde de spin sous courant polarisé fait apparaître des termes non-linéaires comme le coefficient N qui relie la fréquence à la puissance de l'oscillation :

$$\omega(p) = \omega_0 + Np \quad (1.27)$$

ω_0 est la fréquence de résonance naturelle de l'aimantation. Un terme d'amortissement non-linéaire Q apporte également une modification au couple d'amortissement pour tenir compte d'éventuelles non-linéarités des processus de relaxation qui pourraient apparaître pour de fortes amplitudes d'oscillation.

Bien que ce modèle soit général, sa dérivation analytique demande souvent de faire des approximations qui limitent sa portée à des modes de précession d'angle d'ouverture inférieur à environ 60° . Il s'est montré relativement performant pour rendre compte de nombreux résultats expérimentaux. Cependant, son ajustement aux expériences dépend de paramètres libres qu'il est difficile de quantifier a priori, comme par exemple le coefficient d'amortissement non-linéaire [99, 101]. Le lecteur pourra trouver une description détaillée du modèle d'ondes de spin non-linéaires ainsi que son application à plusieurs situations expérimentales dans la référence [99]. Ce modèle a été appliqué à des cas très divers comme la définition du courant critique, la dépendance angulaire de la largeur de raie, sa dépendance en température ou encore les phénomènes de synchronisation.

Pour terminer cette discussion, illustrons l'apport de la théorie d'ondes de spin non-linéaires au cas du courant critique. Elle prévoit une forte augmentation de l'amplitude de précession du mode induit par transfert de spin au-delà du courant critique. En présence de l'activation thermique, la transition n'est cependant pas franche, comme le montre la figure I.23 (a). Le modèle suggère une évolution linéaire de l'inverse de l'amplitude de précession dans le régime sous-critique. Ce critère de puissance permet de définir de manière simple le courant critique. La figure I.23 (b) montre l'application de ce critère à l'expérience de Mistral [96]. Le courant critique est dans ce cas estimé à

4.9 mA. Cette valeur est sensiblement inférieure à l'estimation basée soit sur le changement de pente de la caractéristique $f(I)$ soit sur le minimum de largeur de raie, cf. paragraphe I.3.3.3.

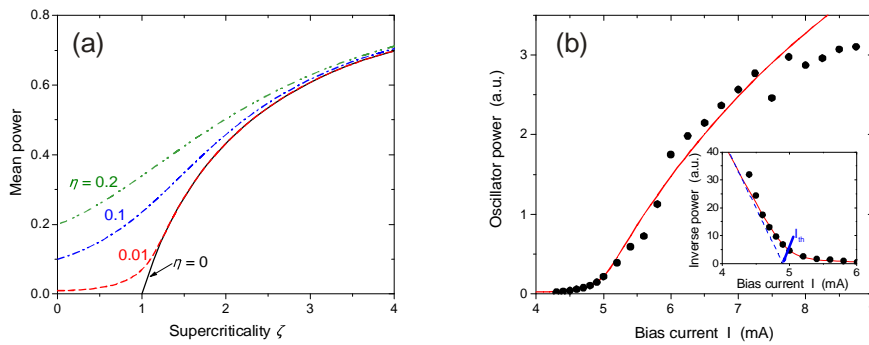


Fig. I.23 – (a) Puissance d'oscillation en fonction du courant normalisé au courant critique $\zeta = I / I_c$ pour différentes puissances de bruit thermique η [96]. (b) Comparaison de la puissance émise dans l'expérience de Mistral [45] (points) avec la prédiction du modèle non linéaire (courbe rouge). (Insert) L'inverse de la puissance émise montre une dépendance linéaire dans le régime sous-critique.

En conclusion, la dynamique de l'aimantation induite par transfert de spin permet l'étude du régime de précession de large amplitude jusqu'alors difficilement accessible aux méthodes d'excitation conventionnelles (champ magnétique radiofréquence). Le transfert de spin est un moyen de sonder les modes de précession à haute énergie. La description des trajectoires entretenues peut se faire soit par résolution numérique de l'équation LLG soit dans un modèle d'ondes de spin incluant les effets non-linéaires. L'avantage de la première méthode est la possibilité de décrire un système physique de manière quasi-réaliste. La deuxième méthode impose quant à elle des restrictions sur le profil du mode excité et son amplitude de précession pour aboutir à une formulation analytique. Elle présente cependant l'avantage de rendre compte des effets thermiques sur le courant critique et la largeur de raie. De plus, le fait de disposer de formules analytiques permet de mieux saisir la physique des phénomènes étudiés.

I.4 Oscillateurs à transfert de spin

Dans cette partie, nous allons nous baser sur les phénomènes physiques introduits précédemment pour concevoir un dispositif électronique appelé oscillateur à transfert de spin ou STO (Spin Torque Oscillator). Nous commencerons par présenter brièvement les oscillateurs commerciaux actuels, leur utilité et les évolutions qu'ils cherchent à atteindre. Ensuite, nous ferons un parallèle entre ces oscillateurs 'classiques' et les oscillateurs à transfert de spin. Nous verrons que ces derniers semblent une solution pertinente pour lever les verrous technologiques rencontrés par les oscillateurs actuels. Cependant, les oscillateurs à transfert de spin n'en sont qu'au stade de recherche et nous exposerons les phénomènes physiques à comprendre pour pouvoir améliorer leurs performances. Nous verrons enfin qu'il existe de nombreuses pistes pour y parvenir et nous présenterons la démarche adoptée dans le cadre de cette thèse.

I.4.1 Généralités sur les oscillateurs

Le terme d'oscillateur caractérise un système physique dont au moins l'une des propriétés varie de manière périodique ou quasi-périodique dans le temps. Il existe des oscillateurs mécaniques (pendule, ressort...), électriques (circuit résonant RLC avec boucle de compensation, ring oscillator, oscillateur à transfert de spin...) voire même des oscillateurs purement quantiques (particule dans un puits de potentiel parabolique). Nous allons nous concentrer par la suite sur les oscillateurs électriques.

Le rôle d'un oscillateur est de servir de référence de temps et de fréquence. Ainsi, l'unité internationale de mesure du temps, la seconde, est définie grâce à un oscillateur étalon. Cet oscillateur [102] tire profit d'une transition entre deux niveaux électroniques de l'atome de césium (^{133}Cs) qui présente une fréquence de résonance de 9 192 631 770 Hz. Une seconde est par définition le temps nécessaires pour effectuer 9 192 631 770 transitions.

Outre les applications aux horloges, les oscillateurs se sont largement répandus dans le domaine des télécommunications analogiques. Toute transmission par onde impose à cette onde d'avoir une fréquence ou plage de fréquences déterminée a priori. L'émetteur et le récepteur doivent disposer d'un oscillateur adapté à cette fréquence pour pouvoir communiquer. Cette plage de fréquences est appelée canal de communication et si elle se situe dans la gamme du gigahertz on parlera d'oscillateur radiofréquence (RF) ou micro-onde. La tendance de ces dernières années sur le marché des télécommunications est de multiplier le nombre de canaux pour étendre les possibilités de transfert d'information : courte et longue distances, bas et haut débits... Le schéma figure I.24 illustre cette situation.

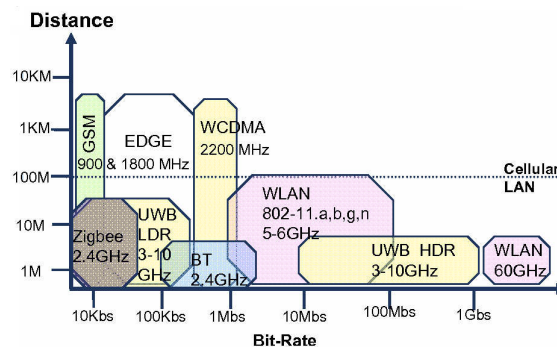


Fig. I.24 – Occupation des bandes de fréquences en fonction des débits, normes, et distances de fonctionnement [103].

Nous allons brièvement détailler le fonctionnement d'un oscillateur standard et voir quelles contraintes impliquent la couverture de différents canaux.

I.4.2 Anatomie d'un oscillateur

Nous nous focaliserons dans cette partie sur un exemple d'oscillateur appelé VCO (Voltage Controlled Oscillator). Cette configuration est basée sur un circuit électronique résonant décomposable en une résistance R, une inductance L et une capacité C (circuit RLC).

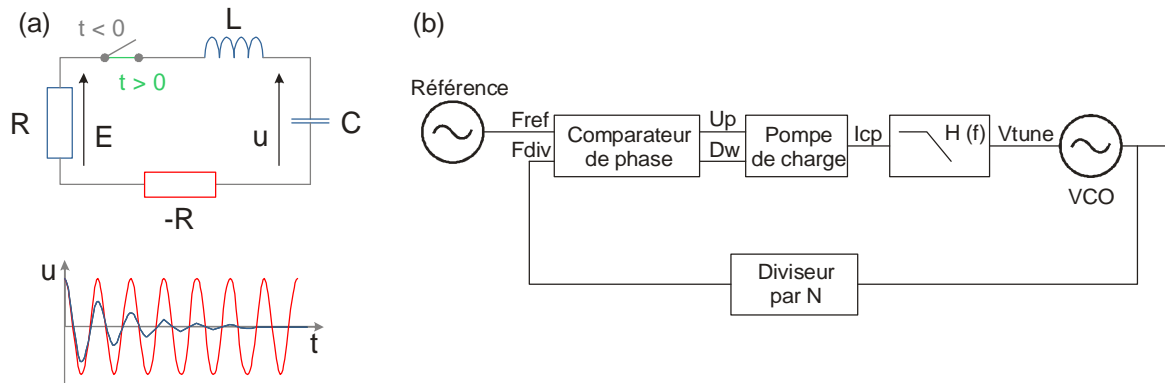


Fig. I.25 – (a) Le circuit résonant RLC présente une réponse oscillante amortie. Il faut lui adjoindre une boucle de contre réaction (en général un amplificateur), schématisée ici par une résistance négative, pour obtenir une oscillation entretenue. (b) Illustration d’une boucle à verrouillage de phase (PLL).

Partant d’une situation initiale où la capacité est chargée, il y aura un transfert d’énergie alternatif entre la capacité et l’inductance qui conduit à l’établissement d’une tension alternative quasi-périodique dans le circuit à la fréquence f_0 :

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (1.28)$$

Cependant à cause de la résistance R, la puissance est peu à peu dissipée et les oscillations s’amortissent exponentiellement, d’où le qualificatif quasi-périodique. Ce montage RLC est appelé résonateur. Pour en faire un oscillateur, il faut compenser les pertes d’énergie de manière à entretenir l’oscillation dans le temps. En pratique, il s’agit d’ajouter une source d’énergie qui compense les pertes dues à la résistance. Pour cela on utilise un amplificateur, représenté sur le schéma par une résistance négative, cf. figure I.25 (a).

En général, un tel oscillateur n’est pas suffisamment performant pour être utilisé directement dans une application technologique. Les instabilités des composants comme l’inductance et la capacité font fluctuer la fréquence d’émission. Pour stabiliser l’oscillateur dit ‘libre’, on l’insère dans une boucle à verrouillage de phase (Phase Locked Loop), cf. figure I.25 (b). Cette PLL utilise un second oscillateur, en général à quartz, plus stable que l’oscillateur libre pour corriger les fluctuations.

En résumé, on peut dissocier un oscillateur stabilisé en trois parties :

- un résonateur (inductance + capacité)
- une source d’énergie pour compenser les pertes
- une PLL pour stabiliser la fréquence

La classe d’oscillateurs VCO utilise cette architecture RLC mais dispose en plus d’une tension de polarisation permettant de faire varier les valeurs de L et C et de modifier ainsi la fréquence d’émission f_0 . On parle d’oscillateur accordable en fréquence et la gamme d’accordabilité vaut typiquement 10 % de f_0 .

Dans le contexte du marché des télécommunications, les VCO doivent être capables d'émettre sur plusieurs gammes de fréquences. Par exemple des téléphones portables actuels disposent de trois (voire quatre) bandes de fréquences. En plus, le développement des technologies nomades impose des contraintes supplémentaires telles l'optimisation de la compacité des produits et la diminution de leur consommation électrique. Pour répondre à ces demandes, il faut disposer soit d'un oscillateur à grande accordabilité pour couvrir toutes les gammes de fréquences soit utiliser plusieurs oscillateurs. La première solution est la mieux adaptée mais n'est pas envisageable avec un VCO unique qui dispose d'une trop faible accordabilité. Pour couvrir les deux premières bandes utilisées par les téléphones portables (le GSM autour de 900 MHz et le DCS autour de 1800 MHz) il faudrait une accordabilité de 100 %. C'est pourquoi la solution actuelle implique l'utilisation de plusieurs VCO, ce qui pose un problème d'encombrement (les inductances utilisées sont de grandes dimensions par rapport aux composants électroniques intégrés) et ajoute des phénomènes d'interférences entre les différents VCO.

Nous allons voir comment les oscillateurs à transfert de spin pourraient apporter une solution originale à la problématique des télécommunications multi-standards.

I.4.3 Les oscillateurs à transfert de spin

La réalisation d'un oscillateur à transfert de spin repose sur les phénomènes de magnétorésistance et de transfert de spin, cf. paragraphes I.2 et I.3.2. Les premières réalisations de STO furent des vannes de spin à aimantation planaire. Nous avons vu que pour une telle configuration, le transfert de spin permet d'induire une précession entretenue de la couche libre sous l'effet d'un courant continu. Cette précession se traduit en variation périodique de résistance grâce à l'effet GMR. Ainsi il se crée une tension alternative aux bornes de l'empilement. Par analogie au circuit électrique présenté dans le cas des VCO, ici la couche libre constitue un résonateur naturel : la réponse de l'aimantation à une perturbation l'écartant de sa position d'équilibre est un mouvement de précession amortie visant à la ramener à l'équilibre. La source d'énergie qui permet de compenser les pertes est le transfert de spin, cf. figure I.26 (a). Il faut cependant noter que le courant joue plus qu'un simple rôle de compensation, il fixe également la trajectoire de l'aimantation ce qui détermine la fréquence de l'oscillateur et la puissance émise, via les effets non-linéaires. De part l'effet magnétorésistif, plus l'ouverture de la trajectoire est importante plus le signal généré sera grand. Un autre point fondamental à garder à l'esprit est que l'amplitude et la fréquence d'une trajectoire sont liées. On parle d'oscillateurs non-linéaires par opposition aux oscillateurs linéaires (comme le VCO) pour lesquels la fréquence est indépendante de l'amplitude du signal généré.

L'effet de transfert de spin ne se manifeste que pour de fortes densités de courant (10^6 - 10^8 A/cm²). Il est donc nécessaire de structurer l'empilement par des techniques de lithographie pour confiner le courant appliqué et atteindre les densités requises. Pour cela il existe deux approches :

- graver l'empilement magnétique en piliers de diamètre de l'ordre de 100 nm.
- garder l'empilement magnétique continu et injecter le courant à partir d'un contact ponctuel (la taille minimale pouvant être de quelques dizaines de nm).

Dans le premier cas, on parle de configuration nano-pilier et nano-contact [100] pour la seconde, cf. figure I.26 (b).

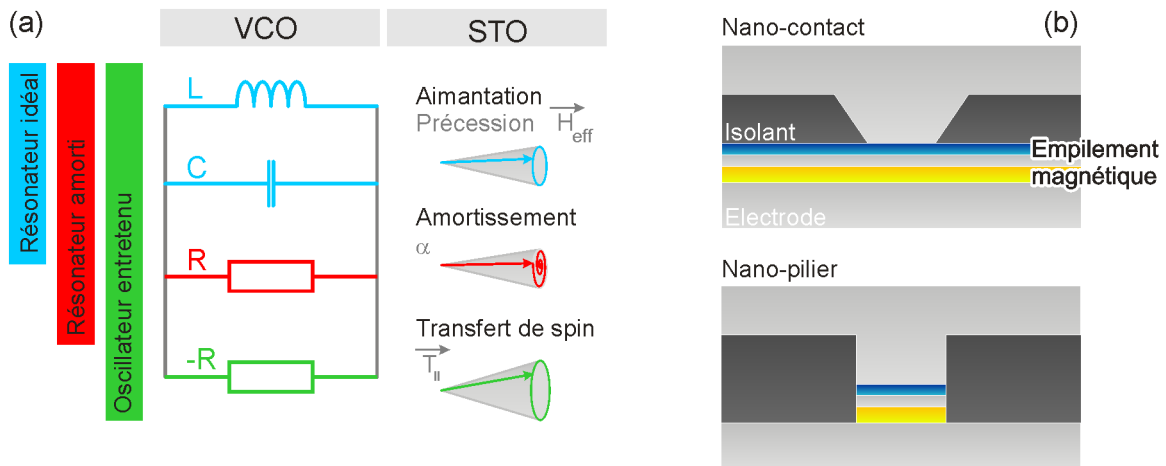


Fig. 1.26 – (a) Analogie entre VCO et STO. L'aimantation joue le rôle d'un résonateur idéal (sans perte), l'amortissement est le terme dissipatif et le transfert de spin correspond à la contre réaction qui injecte de l'énergie au système pour compenser les pertes. (b) Dans une configuration nano-contact, l'empilement magnétique est gardé en couche continue (plusieurs microns de dimension latérale) alors que l'empilement est partiellement ou totalement gravé pour les nano-piliers.

En théorie, les avantages des STO comparés aux VCO sont nombreux. Le premier et peut-être le plus important est leur taille. La partie active de l'oscillateur, l'empilement magnétorésistif, présente des dimensions nanométriques à comparer aux dizaines voire centaines de microns des inductances pour les VCO. Cette faible taille a deux conséquences majeures. Tout d'abord, elle pourrait permettre d'intégrer les oscillateurs directement au niveau des circuits-intégrés au lieu de devoir les externaliser sur des composants spécifiques. Cette intégration pourrait être une évolution importante pour les objets communicants. Il y a également un avantage au niveau du coût de fabrication étant donné qu'un unique wafer pourrait accueillir plusieurs milliers d'oscillateurs. Il est toutefois important de relativiser ces considérations d'encombrement. Il n'est a priori pas certain qu'un STO seul dispose de performances suffisantes pour remplacer un VCO. Il est probable qu'il faudra lui adjoindre un amplificateur ou une PLL pour le rendre exploitable ce qui réduirait son potentiel d'intégrabilité. Une autre alternative serait de coupler un grand nombre de STO mais la conséquence serait la même.

Le deuxième avantage des STO est leur forte accordabilité en fréquence. De plus il existe deux paramètres permettant de modifier la fréquence d'émission : le courant et le champ magnétique externe. Toutefois, pour optimiser la consommation et l'encombrement du STO, il est préférable de fonctionner à champ magnétique nul. L'accordabilité en courant est moindre que celle en champ mais peut atteindre 100 % pour certaines configurations d'oscillateurs, comme nous le verrons au chapitre III [46].

I.4.4 Etat de l'art

Dans cette partie, nous allons passer en revue les différentes expériences réalisées sur les oscillateurs à transfert de spin jusqu'en 2006, date de début de cette thèse. Nous en tirerons un constat sur les points clés à améliorer et, pour cela, les phénomènes physiques à comprendre.

La première observation directe de l'émission micro-onde par un STO fut réalisée par Kiselev *et al.* en 2003 [64] pour une géométrie vanne de spin nano-pilier à aimantation planaire avec un champ magnétique appliqué dans le plan des couches. Ce groupe a montré qu'au dessus d'un certain courant appliqué, le spectre micro-ondes du nano-pilier est fortement modifié par l'apparition du pic d'émission dont la fréquence et l'amplitude dépendent du courant, comme indiqué figures I.27 (a) et (b).

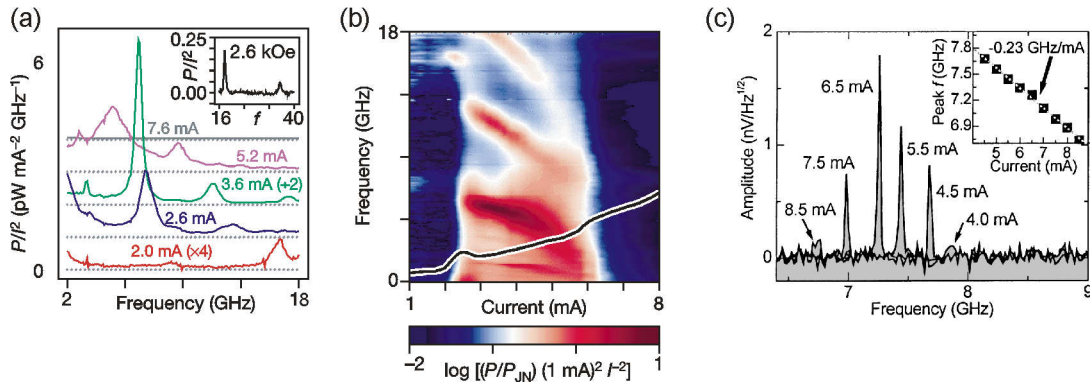


Fig. I.27 – (a), (b) Spectres micro-ondes des oscillateurs à transfert de spin étudiés dans l'expérience de Kiselev [64] pour une géométrie vanne de spin nano-pilier à aimantation planaire. (c) Les résultats obtenus par Rippard montrent la même dépendance fréquentielle avec toutefois une meilleure pureté spectrale [67]. Ces mesures furent obtenues pour une géométrie nano-contact à aimantation planaire.

En parallèle, des travaux menés au NIST [67] ont montré des résultats similaires dans une géométrie nano-contact, également avec un champ appliqué dans le plan, cf. figure I.27 (c). Pour ces deux expériences, la décroissance de la fréquence en fonction du courant est caractéristique d'une oscillation de la couche libre autour de sa position d'équilibre statique, comme le prévoit le modèle macrospin pour un empilement magnétique à aimantation planaire.

Différentes configurations de champ [68, 77] ont ensuite été étudiées montrant une grande variété de résultats. Par exemple, Rippard *et al.* [68] se sont intéressés à l'influence d'un champ magnétique appliqué hors du plan des couches. La figure I.28 (a) montre que pour un angle hors du plan de 35° un champ de 1.1T permet d'obtenir une fréquence de précession proche de 35 GHz avec un très bon facteur de qualité ($f_0/\Delta f = 18200$). En ce qui concerne l'amplitude du pic, elle peut aussi être optimisée par l'orientation du champ comme le montre la figure I.28 (b).

Du fait de la faible puissance émise par les STO (de l'ordre de 10 à 100 pW), leur caractérisation demande des montages expérimentaux extrêmement sensibles. Comme nous le verrons au chapitre II, il existe différentes approches pour caractériser un oscillateur : on peut l'étudier dans le domaine fréquentiel ou dans le domaine temporel. La faible amplitude du signal généré rend cependant la visualisation directe de l'oscillation difficile à cause de la faible sensibilité de l'approche temporelle. Krivorotov *et al.* [71] ont pourtant réussi, grâce à un astucieux protocole expérimental et par une mesure moyennée, à visualiser la tension oscillante générée par le STO. Nous discuterons au chapitre IV de la richesse de l'analyse temporelle quand le moyennage des signaux n'est plus nécessaire, par exemple dans le cas d'oscillateurs à base de jonctions tunnel magnétiques.

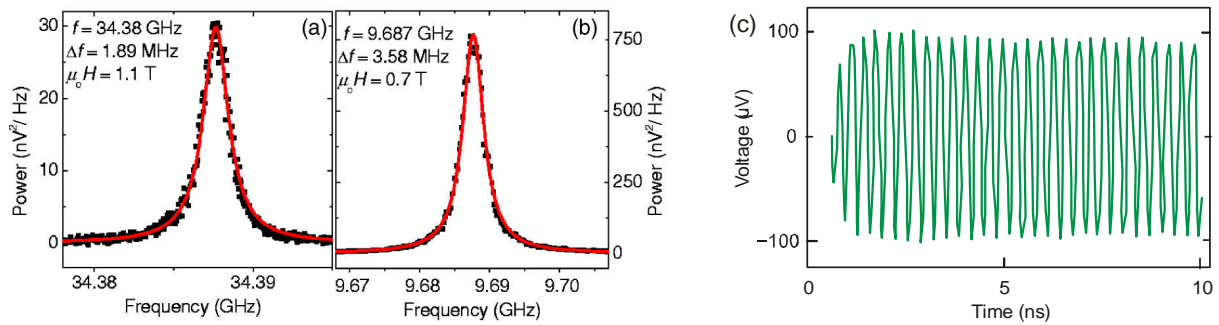


Fig. I.28 – Spectres d’émission d’un STO pour différentes orientations de champ appliqué. (a) Un champ de 1.1 T est appliqué à 35° hors du plan des couches. (b) Un champ de 0.7 T est appliqué à 85° hors du plan des couches [68]. (c) Mesure temporelle [71] du signal généré par un STO. Un procédé de moyennage a été appliqué pour observer ces oscillations de faible amplitude.

Enfin, en 2005, apparurent les premières expériences de synchronisation d’oscillateurs. Tout d’abord, Rippard *et al.*[104] montrèrent qu’il est possible de synchroniser un STO sur une source micro-onde externe. Le STO adopte sur une certaine gamme de courant la fréquence de la source même si elle diffère de sa fréquence propre, cf. figure I.29 (a). Suite à cette étude, les travaux de Kaka *et al.* [69] et Mancoff *et al.* [72] montrèrent la possibilité de coupler deux STO entre eux. Dans ce cas, il s’agit d’une géométrie nano-contact où les deux contacts reposent sur une même couche magnétique, comme indiqué dans l’insert figure I.29 (b). La synchronisation des oscillateurs se fait alors par un couplage magnétique par propagation d’ondes de spin dans la couche qui oscille.

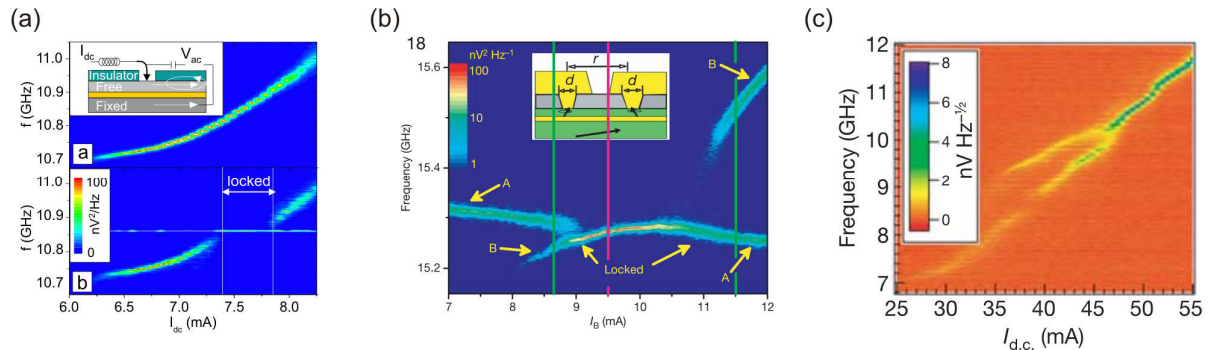


Fig. I.29 – (a) Synchronisation d’un STO sur une source micro-onde externe. La figure supérieure montre la dépendance fréquentielle du STO lorsque la source est éteinte. La même analyse une fois la source en fonctionnement montre que, sur une certaine plage de fréquences, le STO adopte la fréquence de la source externe [104]. (b) et (c) Synchronisation de deux STO. L’insert de la figure (b) schématise la géométrie étudiée. (b) On constate que, sur une certaine plage de fréquences, le spectre d’émission ne présente plus qu’un seul pic, ce qui signifie que les deux oscillateurs sont synchronisés. Sur la figure (b) [69], il est possible d’observer le décrochage à fort courant, ce qui n’est pas le cas de la figure (c) [72].

Au vu de ces différents résultats, il apparaît clairement que la dynamique de l’aimantation induite par courant polarisé en spin alliée à l’effet GMR permet d’élaborer des oscillateurs micro-onde agiles en fréquence. La richesse des résultats présentés montre que les caractéristiques du STO (fréquence, puissance, pureté spectrale...) sont fortement influencées par la géométrie du système (configuration du champ, nano-pilier ou nano-contact...). On peut toutefois en tirer des conclusions

générales. La puissance émise par les dispositifs vanne de spin est extrêmement faible, la pureté spectrale est généralement médiocre (à faible champ) et il est nécessaire d'appliquer un champ magnétique externe pour induire des oscillations. Le tableau suivant résume les valeurs de ces paramètres⁷ et les compare aux valeurs souhaitées pour pouvoir envisager une application.

Paramètres	Valeur mesurée	Valeur souhaitée
Puissance	1 – 100 pW	1 μ W
Largeur de raie	1 – 100 MHz	\ll MHz
Champ appliqué	100 – 10 000 Oe	0 Oe

Tab. I-1 – Comparaison des valeurs mesurées et valeurs souhaitées pour différents paramètres des STO. La puissance indiquée est la puissance délivrée par le STO avant amplification. La puissance souhaitée après amplification est de 1 mW (0 dBm). La largeur de raie est la largeur à mi-hauteur du pic d'émission. Il est très difficile de définir une largeur de raie souhaitée car il faut d'abord comprendre les mécanismes physiques qui en sont à l'origine. La largeur de raie n'est pas un paramètre pertinent en soit et il faudrait plutôt définir le bruit de phase de l'oscillateur comme nous le verrons au chapitre II.

Bien que les performances des STO soient très éloignées des performances souhaitées, il existe de nombreuses voies à étudier pour les améliorer. Tout d'abord seules des structures à aimantations planaires ont été étudiées et elles favorisent des oscillations de faible amplitude. Nous verrons, dans la partie sur le polariseur perpendiculaire, que d'autres configurations d'aimantation permettent de maximiser l'amplitude de précession et d'augmenter ainsi le signal de sortie. La possibilité de coupler plusieurs oscillateurs entre eux est également un moyen d'améliorer grandement le signal de sortie [69, 72, 105-107]. Enfin, tous ces STO présentent des magnétorésistances de l'ordre du pourcent. L'utilisation de barrières tunnel à la place d'espaces métalliques permet d'atteindre des magnétorésistances 100 fois supérieures ce qui devrait conduire à une augmentation de la puissance délivrée d'un facteur 10 000 [80, 82].

En ce qui concerne la pureté spectrale, son origine physique reste difficile à déterminer et nécessite d'approfondir les modèles théoriques pour rendre compte des valeurs expérimentales. Cependant les expériences précédentes montrent une variation d'au moins deux ordres de grandeur suivant la configuration étudiée. Des structures plus élaborées de STO devraient permettre d'améliorer ce paramètre. Enfin, la nécessité d'un champ extérieur est également due à la géométrie planaire de la structure. Des nombreux travaux ont montré des solutions permettant d'obtenir des oscillations en l'absence de champ grâce à l'optimisation du couple de transfert de spin [14, 18], l'utilisation de matériaux à aimantation perpendiculaire [46], des structures à aimantation non uniforme (vortex) [108, 109] ou encore l'utilisation de multicouches couplées [110].

⁷ Ici nous nous intéressons uniquement aux paramètres couramment mesurés et pertinents pour les STO. Dans le cas d'oscillateurs commerciaux, il faudrait en définir de nombreux autres : consommation, bruit de plancher, stabilité en température...

I.4.5 Stratégie de thèse

Comme nous venons de le voir tout au long de ce chapitre introductif, la thématique des oscillateurs à transfert de spin est extrêmement vaste. Ce manuscrit présentera une approche principalement basée sur l'étude de la dynamique de l'aimantation et montrera comment la compréhension et la maîtrise de cette dynamique permet de développer des oscillateurs aux caractéristiques améliorées. Nous avons cherché à étudier des systèmes permettant de lever les limitations des STO. Pour cela nous nous sommes concentrés sur trois points essentiels que sont :

- 1 - L'augmentation du signal de sortie des STO.
- 2 - La compréhension des mécanismes responsables de la largeur de raie.
- 3 - La réalisation expérimentale d'une configuration de STO fonctionnant en l'absence de champ magnétique appliqué.

Ces trois points seront discutés au travers de l'étude de deux configurations de STO : l'une basée sur une structure vanne de spin à polariseur à aimantation perpendiculaire et l'autre sur jonction tunnel MgO pour une configuration d'aimantation planaire.

Le chapitre II présentera les méthodes de caractérisation micro-onde de la dynamique des oscillateurs. Nous étudierons deux techniques complémentaires, l'une basée sur une approche fréquentielle et l'autre sur une approche temporelle. Nous détaillerons les spécificités des mesures des STO et les précautions à prendre pour assurer une exploitation correcte des résultats dépendant du système étudié (vanne de spin ou jonction tunnel).

Le chapitre III discutera l'étude de l'oscillateur à polariseur perpendiculaire qui nous permettra d'adresser les points 1 et 3. Nous verrons comment ce concept nous a permis de mettre en évidence l'existence d'oscillations atypiques de l'aimantation de forte amplitude induites par courant polarisé hors du plan. Cette étude confirmera également la réalisation d'un STO à très forte accordabilité et devrait permettre d'aboutir à un oscillateur fonctionnant à champ nul.

Enfin, le chapitre IV sera consacré à l'étude d'un oscillateur à base de jonction tunnel. Nous montrerons que la forte TMR obtenue dans ces structures conduit à une augmentation de la puissance générée d'un facteur 1000 ce qui devrait permettre de lever la contrainte de puissance (point 1) jusqu'alors rédhibitoire pour l'utilisation des STO. Nous discuterons également une analyse temporelle de la stabilité des STO qui nous a permis de mettre en évidence différents mécanismes responsables de la largeur de raie, point 2. Cette analyse particulièrement importante devrait, par la suite, mener à une estimation de la pureté spectrale optimale que l'on peut attendre d'un STO donné grâce à la mesure de son bruit de phase.

Ce chapitre nous a permis de faire le lien entre la récente découverte de la dynamique de l'aimantation sous courant polarisé en spin et les oscillateurs à transfert de spin. Nous avons vu que cette nouvelle thématique suscite un grand intérêt à la fois d'un point de vue fondamental, car elle permet de sonder des états dynamiques de l'aimantation jusqu'alors inaccessibles par les approches conventionnelles, et du point de vue applicatif, car les STO semblent une solution originale à la problématique des télécommunications multi-standards.

Chapitre II

Techniques expérimentales

II.1 Problématique instrumentale	48
II.1.1 Contexte : oscillateur et instabilité	48
II.1.2 Concepts de base des mesures radiofréquences	51
II.2 Mesures fréquentielles	55
II.2.1 Description de la chaîne de mesure	55
II.2.2 Correction des mesures	57
II.2.3 Analyseur de spectre	59
II.3 Caractérisation RF des oscillateurs à transfert de spin	64
II.3.1 Correction de la chaîne de mesure	64
II.3.2 Analyseur de spectre et régime transitoire	66
II.3.3 Spécificités des jonctions tunnel	68
II.4 Mesures temporelles	70
II.4.1 Montage expérimental	70
II.4.2 Traitement du signal temporel	72
II.4.3 Analyse de stabilité	77
II.5 Bilan	79

Chapitre II - Techniques expérimentales

Dans ce chapitre nous allons nous intéresser à la caractérisation expérimentale des oscillateurs à transfert de spin. Nous discuterons de deux méthodes complémentaires basées l'une sur une approche spectrale et l'autre sur une approche temporelle. Nous soulignerons les principales limitations de chacune de ces méthodes ainsi que les corrections à réaliser pour garantir une exploitation correcte des mesures. Nous présenterons également les procédures d'analyse qui permettront de remonter aux paramètres physiques des oscillateurs à transfert de spin.

II.1 Problématique instrumentale

II.1.1 Contexte : oscillateur et instabilité

Un oscillateur électrique idéal peut être décrit par l'amplitude V_0 de la tension $v(t)$ qu'il génère ainsi que sa fréquence f_0 :

$$v(t) = V_0 \cos(2\pi f_0 t + \phi_0) \quad (2.1)$$

La phase initiale ϕ_0 ne sera un paramètre pertinent que si l'on dispose d'une référence de temps ou que l'on s'intéresse à l'étude synchrone de plusieurs oscillateurs. L'oscillateur peut être décrit dans le domaine temporel par la tension $v(t)$ ou dans le domaine fréquentiel par $V(f)$ grâce à l'utilisation de la transformée de Fourier (TF). Ces deux quantités sont reliées par l'équation (2.2) :

$$v(t) \xrightarrow[TF]{} V(f) = \frac{V_0}{2} \left(e^{i\phi_0} \delta_{-f_0} + e^{-i\phi_0} \delta_{f_0} \right) \quad (2.2)$$

δ_{f_0} désigne la distribution de Dirac centrée sur la fréquence f_0 . Le spectre $V(f)$ du signal réel $v(t)$ est une quantité complexe. Comme nous le verrons par la suite, l'approche fréquentielle ne permet pas de mesurer directement $V(f)$ mais ne donne accès qu'à son module carré : la densité spectrale de puissance (DSP), cf. figure II.1 (a).

$$DSP = |V(f)|^2 = \frac{V_0^2}{4} \left(\delta_{-f_0} + \delta_{f_0} \right) \quad (2.3)$$

La densité spectrale de puissance ne fait pas apparaître la notion de phase et ne permet plus de remonter au signal réel $v(t)$. Elle constitue donc une perte d'information sur le signal original mais a l'avantage de faire ressortir les composantes périodiques qui ne sont souvent pas directement identifiables sur un signal temporel fortement bruité. La présence de bruit est indissociable de toute

mesure réelle et peut être soit intrinsèque, c'est-à-dire inhérente au système étudié, soit extrinsèque c'est-à-dire liée à l'environnement, comme par exemple les appareils servant à la mesure. Pour rendre compte de ces perturbations, il faut ajouter à l'équation (2.1) les termes $\delta V(t)$ et $\delta\phi(t)$, appelés respectivement bruit d'amplitude et de phase [111, 112] :

$$v(t) = (V_0 + \delta V(t)) \cos(2\pi f_0 t + \phi_0 + \delta\phi(t)) \quad (2.4)$$

En général, les instabilités sur la fréquence sont contenues dans le terme de bruit de phase et il n'est mathématiquement pas nécessaire de définir de bruit de fréquence. Par exemple, imaginons un oscillateur qui subit une dérive linéaire de sa fréquence en temps, liée à son vieillissement. Cet effet sera modélisé par un terme de phase quadratique $\delta\phi t^2$ qui est équivalent à un terme linéaire en fréquence $\delta f t$.

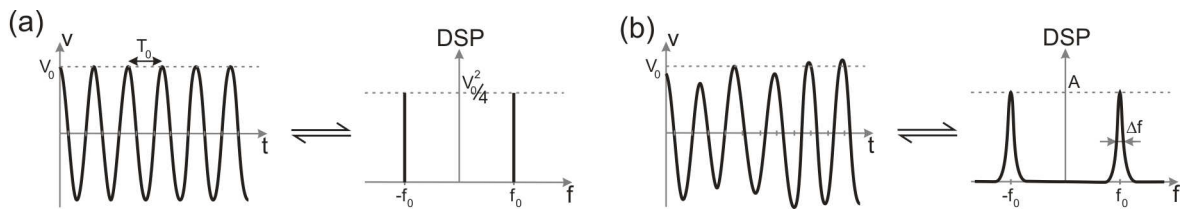


Fig. II.1 – (a) Trace temporelle d'un oscillateur idéal (gauche) et densité spectrale de puissance⁸ associée (droite). (b) Cas d'un oscillateur réel avec bruit d'amplitude et de phase. La pureté spectrale Δf est estimée à partir de la largeur à mi-hauteur de la densité spectrale de puissance.

Ces instabilités se reflètent à la fois sur la mesure temporelle et sur la mesure spectrale. L'approche temporelle apparaît naturelle pour caractériser les instabilités étant donné qu'elle fournit en tout point de mesure $V(t)$ et $\phi(t)$. Il est ainsi simple de déduire l'écart $\delta V(t)$ et $\delta\phi(t)$ par rapport au signal idéal. La densité spectrale de puissance fournit quant à elle une estimation globale de la stabilité de l'oscillateur (qui traduit à la fois les contributions du bruit d'amplitude et du bruit de phase) au travers de la pureté spectrale. La pureté spectrale est définie à partir de la largeur du pic fréquentiel de l'oscillateur Δf , cf. figure II.1 (b). Dans le cas des oscillateurs à transfert de spin, les spectres présentent généralement un profil Lorentzien qui peut par exemple traduire un bruit blanc de phase à distribution Gaussienne. Nous reviendrons en détail sur l'étude de la pureté spectrale des STO au chapitre IV.

Dans les cas des oscillateurs à transfert de spin, la tension alternative générée est due à la variation de résistance de l'empilement lorsque la couche libre précesse sous l'action du courant polarisé d'intensité I . En général, la trajectoire de l'aimantation est non circulaire et la tension générée, cf. figure II.2, ne présente pas une forme aussi simple que l'équation (2.4). Cette tension peut être décomposée en une série harmonique dont le terme fondamental correspond à l'équation (2.4). Dans l'exemple que nous avons décrit l'amplitude du signal V_0 et sa fréquence f_0 sont deux

⁸ Il s'agit ici d'une illustration de la DSP. Rigoureusement, la distribution de Dirac ne doit pas être confondue avec une fonction et devrait être représentée par un pic de hauteur infinie.

grandeurs indépendantes. Ce n'est pas le cas des STO pour lesquels la trajectoire de l'aimantation définit et lie l'amplitude et la fréquence du signal généré. On parlera d'oscillateur non-linéaire par opposition au cas linéaire où fréquence et amplitude sont indépendantes.

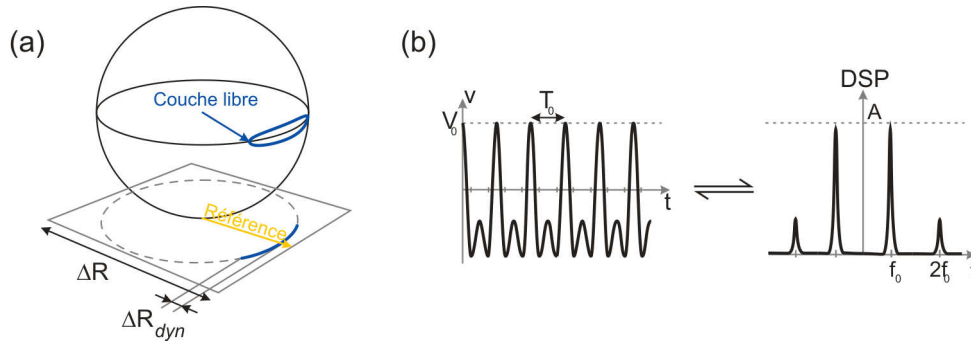


Fig. II.2 – (a) Illustration de la trajectoire de l'aimantation et magnétorésistance associée. L'aimantation de la couche libre est représentée en bleu et celle de la couche de référence en jaune. (b) Les trajectoires de l'aimantation donnent lieu à un signal temporel contenant plusieurs composantes harmoniques.

En pratique, le choix de l'approche temporelle ou fréquentielle pour la caractérisation des STO est souvent dicté par les performances de ce dernier. Nous verrons par la suite, que l'approche temporelle, est souvent délicate à mettre en œuvre et impose des restrictions sur l'amplitude du signal généré. Dans ce manuscrit, nous discuterons de STO à base de vanne de spin et de jonction tunnel. La tension délivrée par l'oscillateur peut être estimée par :

$$V_0 = \Delta R_{dyn} I / 2 \quad (2.5)$$

ΔR_{dyn} représente l'amplitude de variation dynamique de résistance lors du mouvement de précession. Pour les vanes de spin, la variation statique de résistance ΔR vaut typiquement 200 m Ω et 200 Ω pour les jonctions tunnel. Il s'agit de la différence de résistance entre l'état parallèle et anti-parallèle. En général, l'aimantation précesse autour d'un état statique et la magnétorésistance dynamique est inférieure à la magnétorésistance statique, comme illustré figure II.2. Pour avoir un ordre de grandeur nous prendrons $\Delta R_{dyn} = \Delta R / 4$. L'amplitude de la tension générée pour un courant de polarisation de 1 mA sera dans ce cas de 25 μ V pour une vanne de spin et de 25 mV pour une jonction tunnel.

En résumé, nous décrivons par la suite une procédure expérimentale d'analyse spectrale qui nous permettra de mesurer les paramètres V_0 et f_0 ainsi que la pureté spectrale Δf des oscillateurs à transfert de spin. Cette méthode nous servira aux chapitres III et IV à caractériser les oscillateurs aussi bien vanne de spin que jonction tunnel. Il s'agit d'un outil indispensable qui permet de décrire le comportement général des STO comme leur diagramme de phases ou encore les dépendances fréquentielles en courant et champ appliqués pour les modes auto-entretenus ou les modes de résonance. Nous présenterons ensuite une approche temporelle dédiée à l'étude de la stabilité des oscillateurs. Nous verrons comment l'accès à une mesure résolue en temps permettra de décrire finement les mécanismes responsables de la pureté spectrale obtenue dans les mesures fréquentielles. Il faut noter que les mesures temporelles ne se limitent pas à la description de la stabilité des STO mais pourraient reproduire la plupart des mesures spectrales.

II.1.2 Concepts de base des mesures radiofréquences

Avant de détailler le montage expérimental mis en œuvre, il est important de revenir brièvement sur quelques notions clés des mesures radiofréquences [113]. De manière générale en électromagnétisme, il est essentiel de comparer les longueurs caractéristiques des systèmes étudiés aux longueurs d'onde. Par exemple, une onde de 6 GHz possède une longueur d'onde d'environ 5 cm. En comparaison, les STO sub-micrométriques peuvent être considérés comme ponctuels et l'amplitude de l'onde constante sur cette échelle. Il s'agit de l'approximation quasi-statique, ou basse fréquence, qui permet l'application des lois de Kirchhoff. A l'inverse, la plupart des composants que nous utilisons pour la caractérisation micro-onde des STO possèdent des longueurs de quelques cm (sonde, amplificateur...), voire plusieurs dizaines de cm pour les câbles. Dans ce cas, les propriétés électriques de l'onde varient spatialement et il faut tenir compte de phénomènes de propagation. Il convient d'utiliser en électronique micro-onde une approche ondulatoire des tensions et courants.

II.1.2.1 Impédance caractéristique

La propagation d'une onde électromagnétique dans un guide d'onde est régie par les équations de Maxwell. Les variations spatiales de l'onde peuvent être modélisées en décomposant la ligne de transmission en éléments infinitésimaux de longueur dx sur lesquels l'approximation quasi-statique est valide. Il s'agit du "modèle du télégraphiste" représenté figure II.3. Dans le cas d'une ligne idéale, c'est-à-dire sans perte, une capacité linéique C et une inductance linéique L sont nécessaires pour rendre compte des effets de propagation.

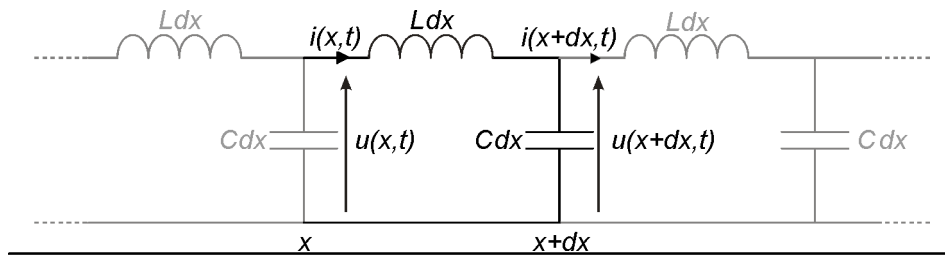


Fig. II.3 – Modèle du télégraphiste de la ligne de transmission idéale.

Les lois de Kirchhoff appliquées à une portion élémentaire de ligne permettent d'aboutir au système d'équations couplées :

$$\begin{cases} u(x,t) = Ldx \frac{\partial i}{\partial t}(x,t) + u(x+dx,t) \\ i(x,t) = Cdx \frac{\partial u}{\partial t}(x,t) + i(x+dx,t) \end{cases} \quad (2.6)$$

Ce système, une fois découplé, conduit aux équations de propagation de d'Alembert :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{1}{LC} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0 \\ \frac{\partial^2 i}{\partial x^2} - \frac{1}{LC} \frac{\partial^2 i}{\partial t^2} = 0 \end{cases} \quad (2.7)$$

Les solutions de ce système peuvent s'exprimer en terme d'ondes planes vérifiant la relation de dispersion $\omega = v_\varphi k$ où v_φ représente la vitesse de phase définie par $v_\varphi = 1/\sqrt{LC}$:

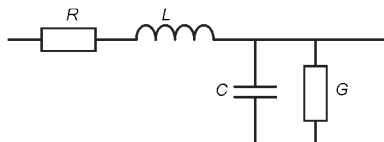
$$\begin{cases} u(x,t) = (u_0^+ e^{-ikx} + u_0^- e^{ikx}) e^{i\omega t} \\ i(x,t) = (i_0^+ e^{-ikx} + i_0^- e^{ikx}) e^{i\omega t} \end{cases} \quad (2.8)$$

u_0^+ et i_0^+ représentent l'amplitude des ondes se propageant dans la direction \hat{x} et dans la direction $-\hat{x}$ pour u_0^- et i_0^- . En injectant ces solutions dans l'équation (2.7), on obtient la relation suivante entre les amplitudes des tensions et courants :

$$\frac{u_0^+}{i_0^+} = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad \text{et} \quad \frac{u_0^-}{i_0^-} = -\sqrt{\frac{L}{C}} \quad (2.9)$$

Ce qui nous amène à définir l'impédance caractéristique $Z_c = \sqrt{L/C}$. Il faudrait ajouter deux conditions aux limites pour déterminer indépendamment les quatre termes u_0^+ , i_0^+ , u_0^- et i_0^- .

Pour une ligne de transmission réelle, cf. figure II.4, une résistance linéique R et conductance G linéique permettent de tenir compte des pertes. Dans ce cas l'impédance caractéristique est une quantité complexe et dépend explicitement de la fréquence.



$$Z_c = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}}$$

Fig. II.4 – Représentation d'une ligne de transmission réelle dans le modèle du télégraphiste.

L'impédance caractéristique d'un guide d'onde dépend de sa géométrie et de ses propriétés électriques. Par exemple, l'impédance d'un câble radiofréquence dépend des dimensions des conducteurs ainsi que de la nature du diélectrique utilisé. Les composants radiofréquences possèdent généralement une impédance caractéristique de 50 Ω . Il est important de retenir que l'impédance caractéristique est liée à la propagation de l'énergie de l'onde et elle ne doit pas être confondue avec une résistance dont le caractère ohmique traduit la dissipation d'énergie. Un câble d'impédance caractéristique 50 Ω possède une résistance électrique très faible, comme tout conducteur électrique.

II.1.2.2 Désadaptation d'impédance

Dans la partie précédente, nous avons étudié le cas d'une ligne infinie dans laquelle se propage une onde. Nous allons maintenant nous intéresser au raccordement entre deux lignes d'impédance caractéristique différentes et voir l'effet de l'interface. Nous nous limiterons au cas le plus simple de lignes semi-infinies sans perte comme illustré figure II.5.

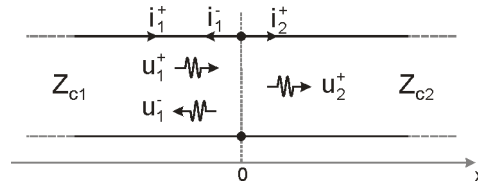


Fig. II.5 – Schéma de deux lignes semi-infinies d'impédance Z_{c1} et Z_{c2} raccordées en $x = 0$.

Considérons une onde plane se propageant dans la ligne 1 suivant \hat{x} d'amplitude u_1^+ . Lorsque l'onde rencontre l'interface, une partie de cette onde est réfléchi (onde d'amplitude u_1^- se propageant dans la direction $-\hat{x}$) et une partie transmise (onde d'amplitude u_2^+ se propageant dans la direction \hat{x}). On peut ainsi définir les coefficients de réflexion Γ et de transmission T en tension :

$$\Gamma = \frac{u_1^-}{u_1^+} \quad \text{et} \quad T = \frac{u_2^+}{u_1^+} \quad (2.10)$$

D'autre part, la continuité du courant $i_1^+ = i_1^- + i_2^+$ impose $\Gamma + \frac{Z_{c1}}{Z_{c1}} T = 1$, ce qui permet d'exprimer les coefficients de transmission et de réflexion en fonction des impédances caractéristiques des lignes 1 et 2 :

$$\Gamma = \frac{Z_{c2} - Z_{c1}}{Z_{c2} + Z_{c1}} \quad \text{et} \quad T = \frac{2Z_{c2}}{Z_{c2} + Z_{c1}} \quad (2.11)$$

La différence d'impédance des lignes 1 et 2 est appelée désadaptation d'impédance et donne lieu à une onde réfléchi dans la direction $-\hat{x}$.

Une situation analogue consiste à remplacer la deuxième ligne par un composant discret d'impédance Z_L , cf. figure II.6. La démarche de calcul est identique à la précédente et conduit à la même expression du coefficient de réflexion dans laquelle l'impédance caractéristique Z_{c2} de la ligne 2 est remplacée par l'impédance de la charge Z_L .

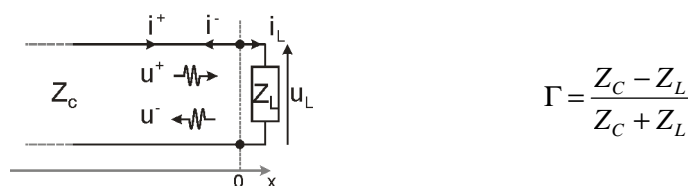


Fig. II.6 – Schéma d'une ligne de transmission chargée par une impédance Z_L .

On peut en conclure que pour un élément discret les notions d'impédance et impédance caractéristique sont équivalentes (ce qui n'est pas le cas d'un élément distribué).

Ces deux exemples illustrent l'importance d'adapter l'impédance de chacun des composants d'une chaîne de mesure à une même valeur, qui en général est 50Ω . En cas de désadaptations multiples au sein d'une chaîne de mesure le signal transmis peut être très fortement atténué et il peut apparaître une onde stationnaire dans la chaîne de mesure. Nous verrons au paragraphe II.3.3 que cette onde stationnaire est gênante pour la caractérisation des oscillateurs à jonction tunnel. L'adaptation d'impédance est donc un facteur clé à prendre en compte dans les mesures radiofréquences.

II.1.2.3 Fonction de transfert

Le signal émis par le dispositif étudié (oscillateur) à un bout de la chaîne de mesure et le signal effectivement reçu par l'appareil de mesure à l'autre bout de la chaîne peuvent être différents à cause, par exemple, d'une désadaptation d'impédance. Pour réaliser des mesures de manière fiable, il est donc indispensable de s'assurer que la chaîne de mesure a peu d'impact sur l'intégrité du signal. Dans le cas contraire, il est nécessaire de caractériser la réponse de la chaîne de mesure de manière à corriger le signal mesuré pour remonter au signal réellement émis par le dispositif testé. En pratique, l'expérimentateur se trouve souvent dans le deuxième cas et est amené à réaliser des calibrations pour corriger les artefacts de mesures introduits par la chaîne non idéale. Nous décrirons dans ce paragraphe la fonction de transfert qui relie la tension mesurée à la tension réellement émise.

Matrice de transmission. Pour cela, on peut modéliser chaque élément de la chaîne de mesure par un quadripôle avec en entrée (respectivement en sortie) une tension u_1 et un courant i_1 (respectivement u_2 et i_2), cf. figure II.7.



Fig. II.7 – Illustration d'un quadripôle. Sa matrice de transmission permet de relier les tensions et courants d'entrée et de sortie.

On définit une matrice de transmission qui relie les tensions et courants en entrée et sortie du quadripôle, ce qui permet de quantifier l'effet de l'élément sur le signal incident. L'avantage de cette approche est que, dans le cas d'une chaîne de quadripôles, la matrice de transfert de l'ensemble de la chaîne est donnée par le produit des matrices de chacun de ses éléments.

Les grandeurs expérimentales mesurées par la suite seront des tensions. Cette approche nous permettra d'exprimer la fonction de transfert $G(f)$ de la chaîne de mesure qui relie la tension émise par le dispositif testé $v_e(f)$ à la tension mesurée $v_m(f)$:

$$v_m(f) = G(f)v_e(f) \tag{2.12}$$

Nous ne nous étendrons pas plus longuement sur la notion de fonction de transfert. Le lecteur intéressé pourra trouver une description complète et détaillée de la procédure utilisée dans la référence [59] ainsi que plus d'informations sur les matrices de transmission dans la référence [113].

Matrice de répartition. Une approche similaire couramment rencontrée en caractérisation radiofréquence consiste à utiliser la matrice de répartition couramment appelée matrice des paramètres S (scattering matrix). Dans ce cas, on s'intéresse uniquement aux tensions transmises et réfléchies, cf. figure II.8. On peut passer de manière équivalente des paramètres S à la matrice de transfert. Les paramètres S sont cependant plus utilisés car les appareils de mesures, analyseurs de réseau vectoriel (VNA), appliquent et mesurent des tensions. Contrairement aux matrices de transfert, la matrice de paramètres S d'un ensemble d'éléments n'est pas le produit des matrices de chaque élément.

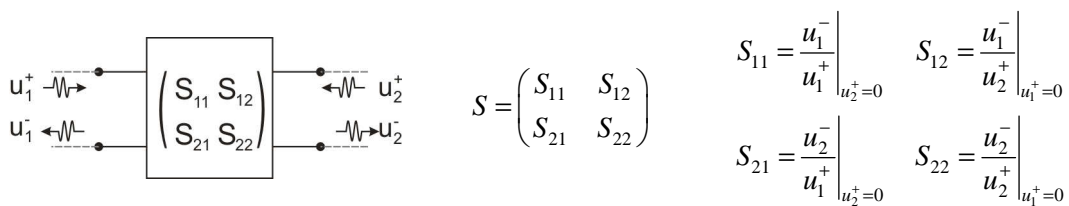


Fig. II.8 – Les paramètres S permettent de relier les amplitudes des ondes incidentes et réfléchies.

II.2 Mesures fréquentielles

Dans cette section nous allons appliquer les concepts précédemment définis pour quantifier puis corriger les imprécisions introduites par la chaîne de mesure sur les caractéristiques fréquentielles des oscillateurs à transfert de spin.

II.2.1 Description de la chaîne de mesure

Nous allons passer en revue les différents éléments de la chaîne de mesure en identifiant les sources d'imprécisions. Nous nous focaliserons sur le cas d'un échantillon de type vanne de spin et verrons par la suite que certaines modifications seront nécessaires dans le cas des jonctions tunnel pour améliorer la qualité de la mesure.

Commençons par la partie de caractérisation statique. Le montage expérimental schématisé figure II.9 comporte un électroaimant qui permet de délivrer un champ magnétique planaire maximal de 1 kG. Une alimentation stabilisée sert à imposer un courant à l'échantillon et à mesurer la chute de potentiel aux bornes des électrodes en deux ou quatre points. Cette alimentation et celle de l'électroaimant sont contrôlées par ordinateur, ce qui permet de suivre l'évolution de la résistance de l'échantillon en fonction des champs et courants appliqués. Ces informations conduisent au tracé des courbes magnétorésistives $R(H)$ ou $R(I)$ et par suite à la construction du diagramme de phases statique dont nous verrons un exemple au chapitre III.

En parallèle de la mesure de résistance, il est possible d'observer la réponse dynamique de l'échantillon grâce à la chaîne de mesure radiofréquence. En partant de la gauche, nous avons la partie active de l'oscillateur (empilement magnétique structuré) insérée dans une ligne coplanaire pour que le signal micro-onde émis puisse être correctement guidé. Ensuite commence la chaîne de mesure à proprement parler. Les sondes radiofréquences permettent de transmettre un signal entre 0 à 40 GHz. Le T de polarisation sert à dissocier le signal continu nécessaire au fonctionnement du STO du signal micro-onde émis par le STO. Seule la partie alternative est transmise au reste de la chaîne de mesure. Cette composante AC est ensuite amplifiée de 40 dB (un facteur 100 en tension) sur une gamme de 100 MHz à 6 GHz et visualisée sur un analyseur de spectre de bande passante 3Hz - 26 GHz. Il s'agit de la configuration utilisée pour les vannes de spin que nous détaillerons au chapitre III. En pratique nous disposons de plusieurs amplificateurs et la configuration pour les jonctions tunnel est différente comme nous le verrons au paragraphe II.3.3.

L'analyseur de spectre est un appareil extrêmement précis dont la sensibilité peut descendre jusqu'à $10 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ [114]. Cependant, cette donnée dépend fortement du mode de fonctionnement et du temps que l'expérimentateur est disposé à accorder à la mesure. Nous détaillerons par la suite le fonctionnement de l'analyseur. En pratique, l'étude des oscillateurs à transfert nous permet d'atteindre une sensibilité⁹ de $50 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$. Le signal maximal émis (au niveau de sa fréquence centrale) par un oscillateur de type GMR est de l'ordre de quelques $\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$. L'amplification est donc absolument nécessaire pour l'étude des STO.

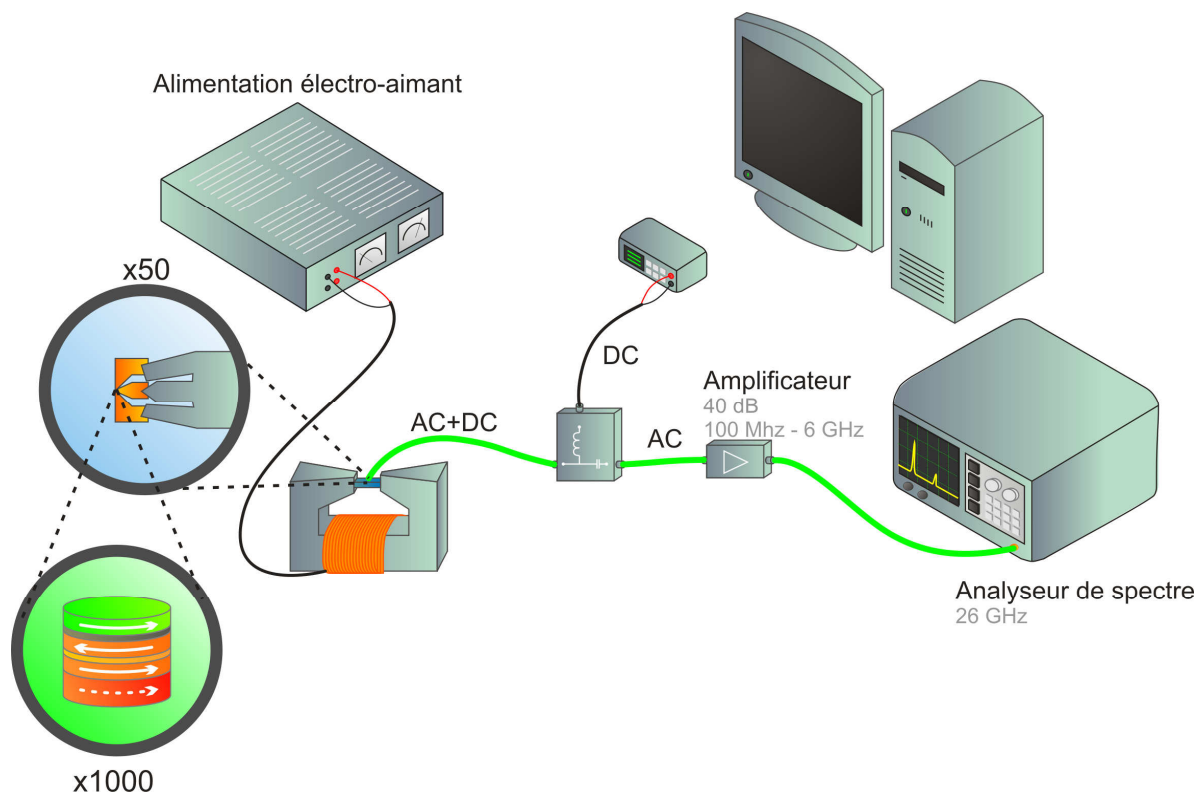


Fig. II.9 – Schéma de la chaîne de mesure utilisée pour l'étude des oscillateurs de type vanne de spin.

⁹ La sensibilité est limitée par la résolution du spectre (Resolution Band Width). Plus la RBW est faible, plus le niveau de bruit est bas. L'étude des STO nécessite une mesure large bande (plusieurs GHz), ce qui n'est pas possible avec des RBW faibles du fait du nombre de points limité de la mesure et du temps d'acquisition.

En ce qui concerne les imprécisions de la mesure, la première source provient des électrodes de l'oscillateur. Bien qu'il s'agisse d'un guide d'onde, le recouvrement de l'électrode inférieure et supérieure de l'empilement magnétique crée une capacité qui en limite la bande passante et atténue les "hautes fréquences". Nous quantifierons à la section suivante le terme "hautes fréquences". Ensuite, si l'ensemble STO-électrodes ne possède pas une impédance caractéristique de 50Ω , la désadaptation d'impédance conduira à une réflexion au niveau des sondes et seule une partie du signal généré sera effectivement transmise à la chaîne de mesure. On retrouvera ce problème d'adaptation d'impédance à chacune des interfaces entre deux éléments de la chaîne. Enfin, le dernier élément à considérer est l'amplification. L'amplificateur n'est pas idéal et son gain varie avec la fréquence. Le spectre mesuré sera une modulation du spectre réel par le gain de l'amplificateur. Cet effet est sans doute le plus gênant pour les mesures de vanes de spin.

En tenant compte de tous ces effets, le spectre mesuré sera différent du spectre réellement émis par l'oscillateur. Tout d'abord en amplitude à cause des pertes de désadaptation et du facteur d'amplification. Ensuite, la forme du spectre sera également modifiée par la réponse fréquentielle de la chaîne de mesure. En conclusion, il sera indispensable de réaliser des corrections des spectres mesurés. Pour cela nous procéderons en deux étapes :

- Nous évaluerons tout d'abord l'impact des électrodes et de la désadaptation d'impédance de l'oscillateur sur la transmission de la tension émise à la chaîne de mesure.
- Nous mesurerons la fonction de transfert de la chaîne pour ensuite pouvoir corriger les spectres.

II.2.2 Correction des mesures

II.2.2.1 Impédance du STO

Grâce à une mesure de paramètres S à l'analyseur vectoriel de réseau, nous avons pu déterminer l'impédance caractéristique d'un oscillateur vanne de spin et de ses électrodes en fonction de la fréquence. Le résultat est présenté sur les figures II.10 (a) et (b).

L'allure générale de l'impédance suggère un effet capacitif dominant. Cependant sur la gamme de mesure (100 MHz – 6 GHz) limitée par l'amplification, l'effet reste négligeable ($< 2\%$). Il faut noter que cette caractéristique dépend de l'oscillateur considéré. Cependant pour la majorité des cas rencontrés, la variation reste de l'ordre de quelques pourcents si bien que l'oscillateur peut être considéré comme un dispositif discret purement résistif. Il est possible de tenir compte des effets capacitifs et inductifs en modélisant le dispositif comme un circuit constitué de composants discrets de type résistance, capacité et inductance, comme indiqué figure II.10 (c). Ce procédé s'appelle de-embedding. La figure II.10 (c) présente le schéma équivalent choisi pour la description de l'oscillateur. R_e est la résistance de l'échantillon, L et r l'inductance et la résistance des pistes d'accès et C la capacité créée par le recouvrement de l'électrode supérieure et inférieure. L'impédance calculée à partir de ce modèle électrique équivalent est en parfait accord avec la mesure réalisée.

En conclusion, les électrodes sont bien adaptées et permettent d'extraire convenablement le signal généré par l'oscillateur. On remarque cependant que l'oscillateur n'est pas adapté 50Ω si bien que la tension générée sera partiellement réfléchiée à l'interface avec les sondes radiofréquences. Dans

le cas présenté, la désadaptation est faible car il s'agit d'un oscillateur vanne de spin. Par contre pour une structure jonction tunnel, cette désadaptation sera plus problématique.

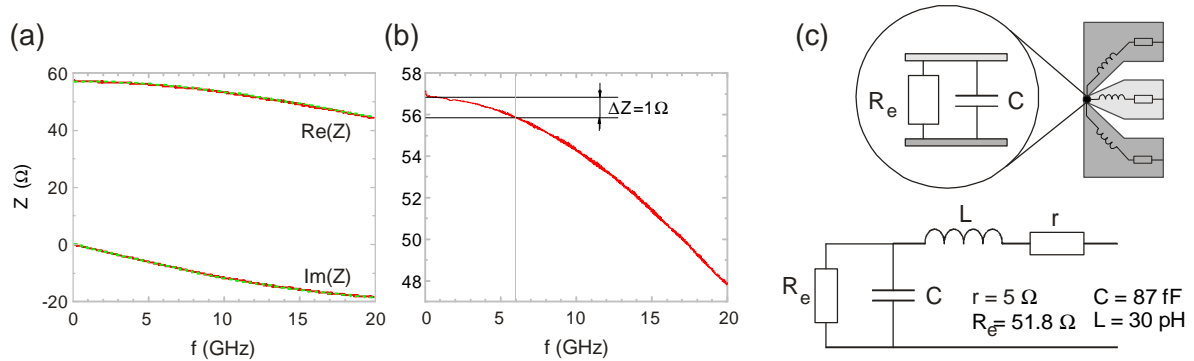


Fig. II.10 – (a) Partie réelle et partie imaginaire de l'impédance d'un oscillateur vanne de spin circulaire de 60 nm de diamètre (courbes rouges). Les courbes vertes sont le résultat du de-embedding avec le modèle et les paramètres présentés en (c). (b) Module de l'impédance de l'oscillateur. Sur la gamme de mesure (100 MHz – 6 GHz) l'effet capacitif est très peu marqué (<2%) et ne devient important qu'à plus haute fréquence, hors de la gamme de mesure. (c) Schéma équivalent de l'oscillateur et ses électrodes. R_e est la résistance de l'échantillon. L , C et r représentent respectivement l'inductance, la capacité et la résistance des lignes d'accès. Les valeurs de ces paramètres sont déduites de l'ajustement des courbes présentées en (a).

II.2.2.2 Fonction de transfert de la chaîne de mesure

Dans cette étude nous parlerons de gain $G(f)$ à cause de la présence de l'amplificateur. La procédure de mesure de gain est relativement longue et nous renvoyons le lecteur intéressé à la référence [59] pour une description détaillée.

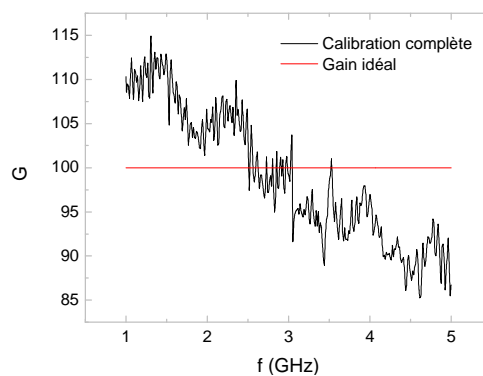


Fig. II.11 – Gain en tension de la chaîne de mesure en fonction de la fréquence. La courbe noire est le résultat de la procédure de calibration. La courbe rouge est le gain idéal dans le cas d'une parfaite adaptation d'impédance, d'une réponse constante de l'amplificateur en fréquence et sans aucune perte dans la chaîne de mesure.

Les trois étapes essentielles sont les suivantes :

- Envoyer une tension de référence imposée par une source micro-onde en entrée de chaîne et mesurer la tension à l'autre bout. L'appareil de mesure que nous utiliserons pour caractériser les STO est l'analyseur de spectre.
- Corriger cette mesure des 'défauts' de la source. Comme tout dispositif réel, la source ne possède pas une impédance de sortie 50Ω idéale, elle affecte donc la fonction de transfert mesurée.
- Recalculer la fonction de transfert lorsque la source est remplacée par l'échantillon étudié. Pour cela il est nécessaire de construire un modèle électrique de l'échantillon (de-embedding) grâce à la mesure de paramètres S précédemment présentée.

A l'issue de cette procédure, on obtient le gain en tension $G(f)$ de la chaîne de mesure présenté figure II.11. On observe une décroissance générale avec la fréquence due aux effets capacitifs ainsi qu'une modulation induite par les désadaptations d'impédance. Ce gain (courbe noire) est comparé à celui d'une chaîne idéale (courbe rouge) sans perte ni désadaptation d'impédance avec une amplification de 40 dB. On trouve une erreur maximale de mesure de tension de 15%. Nous verrons au paragraphe II.3.1 l'effet de cette correction sur un spectre expérimental.

II.2.3 Analyseur de spectre

Avant de discuter des mesures effectuées, attardons nous brièvement sur le fonctionnement de l'analyseur de spectre utilisé pour l'étude fréquentielle. Nous détaillerons les principaux réglages ainsi que leurs influences sur le résultat de la mesure. Pour nos études, nous avons été amenés à utiliser deux modèles au fonctionnement similaire : Agilent PSA E4440A [114] et Rohde&Schwarz FSU26 [115].

II.2.3.1 Principe de fonctionnement

L'analyseur de spectre permet de mesurer la représentation fréquentielle d'un signal temporel au travers de sa densité spectrale de puissance. Pour assurer la pertinence de cette représentation, le signal mesuré doit être stationnaire sur l'échelle de temps de la mesure. Nous verrons par la suite que cette condition n'est pas toujours vérifiée pour les STO.

L'analyseur de spectre utilisé fonctionne sur le principe de détection hétérodyne illustré figure II.12. La densité spectrale du signal temporel en entrée est mesurée point par point. Pour cela l'analyseur de spectre possède un oscillateur de référence interne, appelé oscillateur local (LO), dont la fréquence peut varier de manière continue. Le signal d'entrée de fréquence f_0 est d'abord mélangé avec le signal de l'oscillateur local de fréquence f_{LO} . Il en résulte les composantes fréquentielles croisées $f_{LO} + f_0$ et $f_{LO} - f_0$. Le signal mélangé est ensuite passé dans un filtre de fréquence centrale fixe f_{IF} (IF = fréquence intermédiaire) et de largeur RBW (Resolution Band Width). Enfin, l'analyseur mesure la tension en sortie de filtre à l'aide d'un détecteur d'enveloppe et cette valeur constitue un point du spectre de fréquences. En balayant la fréquence f_{LO} , il est ainsi possible de reconstruire point par point le spectre du signal en entrée. En résumé, l'analyseur utilise le principe de

mélange de fréquences pour ramener la fréquence du signal d'entrée dans une gamme constante sur laquelle il réalise la mesure.

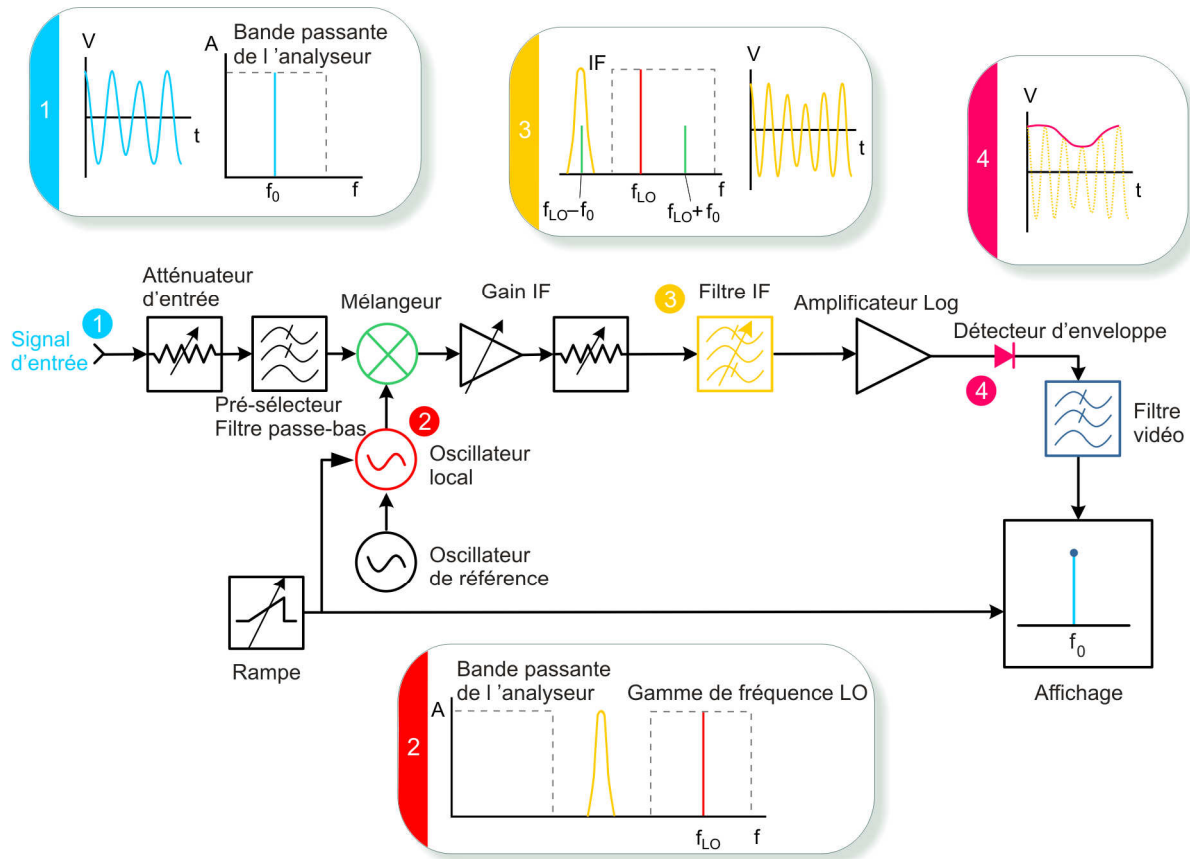


Fig. II.12 – Principe de fonctionnement de la détection hétérodyne. Le schéma est celui d'un analyseur de spectre simple bande à fréquence intermédiaire plus haute que les fréquences des signaux analysés. Les analyseurs de spectre modernes utilisent plusieurs bandes de fréquences avec plusieurs étapes de mélange et plusieurs filtres IF. Ce schéma est généralement utilisé pour la bande de fréquence basse (< 3GHz) [116].

A ce stade, le résultat obtenu n'est pas à proprement parler une densité spectrale de puissance, mais plutôt une distribution fréquentielle de tensions mesurées sur une fenêtre de largeur RBW . Pour obtenir la densité spectrale de puissance, chaque point de mesure doit être divisé par la largeur de la fenêtre puis élevé au carré et normalisé par la charge de mesure Z . Ces étapes font partie du post-traitement des données.

Nous avons vu en introduction que la caractérisation des STO dans le domaine spectral passe par la mesure de la fréquence, de l'amplitude émise (tension ou puissance) et de la pureté spectrale (forme et largeur de la raie d'émission). La mesure à l'analyseur de spectre des deux derniers paramètres requiert de prendre quelques précautions sur le réglage de l'appareil et en particulier le choix de la RBW et du type de détecteur d'enveloppe. Nous allons illustrer ces propos en considérant un signal de référence émis par une source micro-onde. La fréquence du signal est de 5 GHz et la puissance nominale est -30 dBm ($1 \mu W$). La fréquence de la source est modulée par un bruit blanc de fréquence qui lui confère une densité spectrale de forme Gaussienne de largeur 6 MHz.

II.2.3.2 Resolution Band Width

Pour obtenir une information sur la pureté spectrale de l'oscillateur, la valeur de RBW choisie doit être inférieure à la largeur de raie Δf . La figure II.13 montre en effet que pour une RBW inférieure à 1 MHz, le pic mesuré a un profil Gaussien de largeur 6 MHz, comme attendu. Les différentes mesures dans ces conditions donnent des résultats identiques et toutes les densités spectrales de puissance se superposent. Par contre, pour une RBW supérieure ou égale à 5 MHz, l'allure du spectre est modifiée à la fois en amplitude et en largeur. Dans ces conditions la taille de la fenêtre de résolution est comparable ou supérieure à la largeur de pic à mesurer et le spectre résultant est une convolution du spectre de réel par la fenêtre RBW . Dans ce cas la densité spectrale de puissance ne pas être exploitée pour étudier la pureté spectrale de l'oscillateur sans faire des corrections supplémentaires.

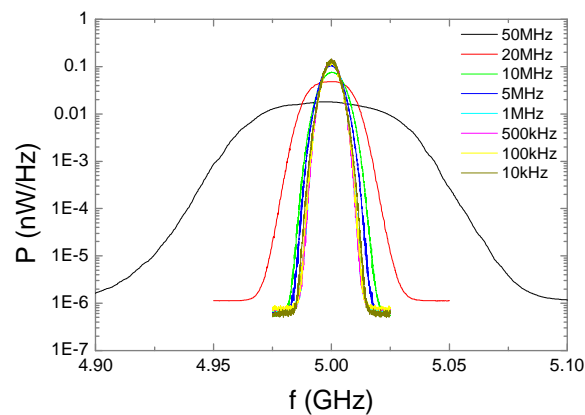


Fig. II.13 – Densités spectrales de puissance de la source micro-onde mesurées à l'analyseur de spectre pour différentes RBW . Le spectre original présente un profil Gaussien de largeur 6 MHz.

Il est important de noter que le filtre de RBW est généralement Gaussien¹⁰ (pour des filtres analogiques). Dans le calcul de la densité spectrale de puissance à partir de la puissance mesurée par l'analyseur de spectre, en toute rigueur il ne faut pas utiliser la valeur nominale de la RBW mais plutôt la bande passante équivalente de bruit B_N . B_N est définie comme la bande passante d'un filtre rectangulaire idéal ayant la même puissance de bruit qu'un filtre Gaussien de bande passante définie à -3 dB ($B_{-3dB} = RBW$). Le facteur de correction à considérer est de l'ordre de 10% et peut se trouver dans la documentation technique de l'analyseur de spectre utilisé [116, 117].

Une fois la densité spectrale proprement évaluée, on peut calculer la puissance délivrée par l'oscillateur à partir de l'intégrale de la densité spectrale de puissance. La figure II.14 présente les valeurs de largeur de raie et de puissance de l'oscillateur évaluées grâce à l'ajustement des densités spectrales présentées figure II.13 par une fonction Gaussienne. Ces deux graphiques confirment que la mesure de l'analyseur de spectre est en accord avec le système physique étudié uniquement si la RBW choisie est inférieure à la largeur du pic de l'oscillateur. Dans ce cas on retrouve bien un pic à

¹⁰ Il est techniquement possible de réaliser des filtres plus raides, se rapprochant d'une fenêtre rectangulaire idéale cependant leur temps de réponse est plus long que celui des filtres Gaussiens. C'est pourquoi en pratique les filtres de fréquence intermédiaire sont Gaussiens.

profil Gaussien de largeur 6 MHz et une puissance émise de -30 dBm (à quelques dixièmes de dBm près à cause des pertes dans le câble). On remarque que la valeur de puissance mesurée reste assez proche de la valeur attendue même lorsque la *RBW* est supérieure à la largeur du pic. Dans ces conditions, la puissance émise par l'oscillateur est répartie sur la largeur de la fenêtre *RBW* et il n'est donc pas surprenant que l'intégrale de la densité spectrale de puissance reste proche de la puissance réelle.

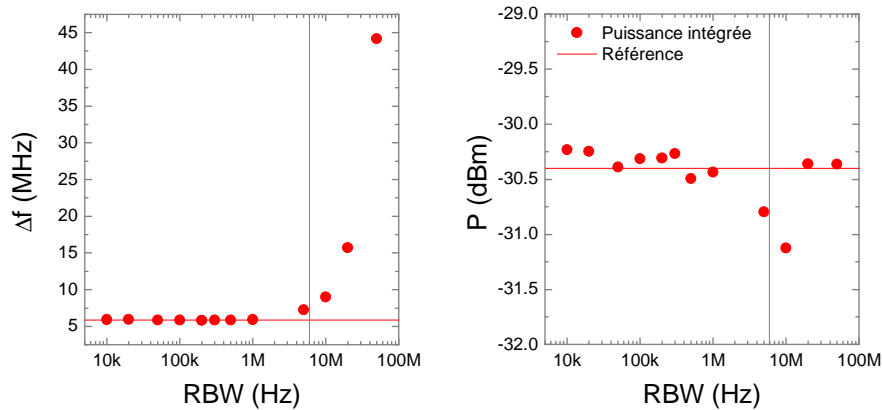


Fig. II.14 – (a) Largeur de raie et (b) puissance intégrée pour différentes *RBW*. Le signal généré par la source micro-onde présente une largeur de raie de 6 MHz et une puissance de -30 dBm. La mesure réalisée s'avère correcte uniquement lorsque la *RBW* est inférieure à la largeur de raie.

II.2.3.3 Détecteur d'enveloppe

Le dernier élément important à considérer avant de passer à l'interprétation des mesures est le détecteur d'enveloppe. Ce composant sert à mesurer l'information de puissance ou tension qui sera affichée comme un point du spectre à partir de l'enveloppe du signal temporel en sortie de filtre intermédiaire, cf. figure II.15.

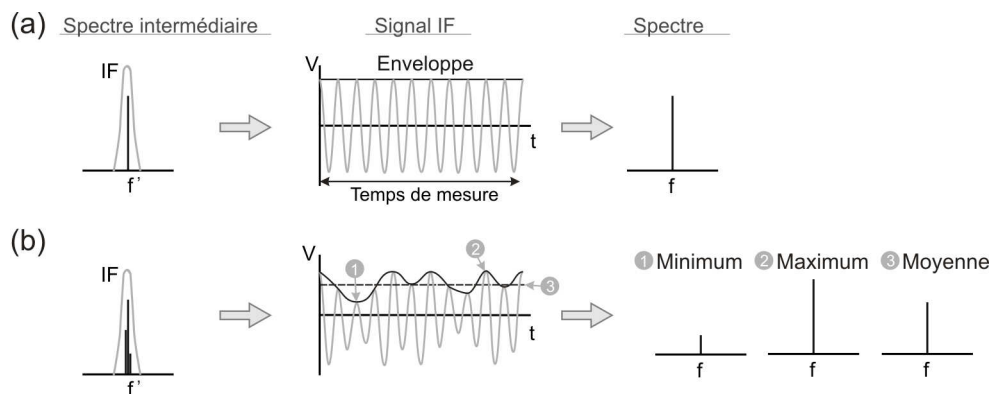


Fig. II.15 – f' est l'image de f après le mélangeur. (a) Cas idéal d'une raie monochromatique au niveau du filtre IF. L'enveloppe du signal IF est constante et tous les modes de détection sont équivalents. (b) Dans le cas d'un signal réel, l'enveloppe du signal IF présente une modulation ou du bruit et l'amplitude du spectre résultant dépend du type de détecteur.

Le détecteur d'enveloppe possède plusieurs modes d'opération [115, 117]. Il peut procéder par échantillonnage, c'est-à-dire qu'il 'prélève' un point unique (le minimum, le maximum ou un point au hasard) de l'enveloppe et le considère comme caractéristique. Il peut également réaliser la moyenne de l'enveloppe (linéaire ou quadratique). Pour illustrer l'importance du détecteur d'enveloppe, considérons un signal monochromatique de fréquence f_0 , cf. figure II.15 (a). Dans ce cas le signal en sortie de filtre IF est parfaitement sinusoïdal, d'amplitude constante et tous les modes de fonctionnement du détecteur d'enveloppe sont équivalents. Par contre, si en sortie de filtre IF l'amplitude du signal varie du fait d'une modulation externe ou tout simplement à cause du bruit, le mode du détecteur est fondamental, comme illustré figure II.15 (b). Les modes 'maximum' et 'minimum' ont tendance respectivement à sur- et sous-estimer l'amplitude du signal ; le mode 'moyenne' est mieux adapté. Le résultat de la mesure dépend de la durée de la trace temporelle intégrée qui est d'autant plus longue que la RBW est faible. Ainsi une faible RBW combinée à une détection en mode 'moyenne' permet de grandement diminuer le niveau de bruit des spectres expérimentaux. Nous adopterons cette configuration pour l'étude des STO et nous moyennons plusieurs spectres successifs pour diminuer d'autant plus le niveau de bruit.

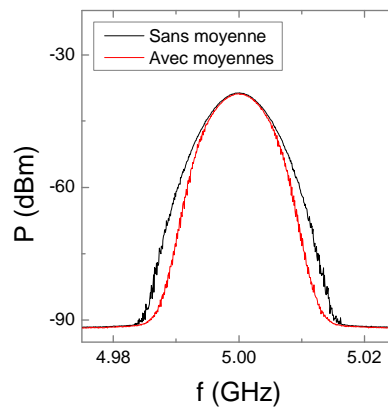


Fig. II.16 – La courbe noire représente la mesure unique du spectre de la source micro-onde, dans les conditions décrites au paragraphe précédent, en mode de détection RMS (moyenne quadratique). Elle montre un profil parfaitement Gaussien comme attendu. La courbe rouge, moyenne de plusieurs spectres successifs, présente une déformation du profil Gaussien.

Outre les imprécisions sur l'amplitude, un choix inadapté du détecteur d'enveloppe peut déformer le pic fréquentiel. La figure II.16 illustre par exemple l'incompatibilité de mode de détection RMS (moyenne quadratique) avec la moyenne de plusieurs spectres consécutifs. Dans ce cas, au lieu d'uniquement réduire le niveau de bruit, la moyenne des spectres induit une déformation du profil Gaussien du spectre de la source. Cette déformation est généralement peu marquée et change peu la valeur de la pureté spectrale Δf . Il faut cependant être conscient de ce type d'artefact lorsque l'on cherche à connaître avec précision le profil du spectre d'émission. En ce qui concerne les STO, le profil des spectres est généralement Lorentzien mais une déviation par rapport à ce profil peut apparaître à cause d'effets physiques fondamentaux [97] ; d'où l'importance du réglage de l'analyseur de spectre.

Ce rapide tour d’horizon des principaux composants et modes de fonctionnement de l’analyseur de spectre ne vise pas à dresser une liste exhaustive des précautions à prendre avant de réaliser une mesure. Il a pour but de sensibiliser l’expérimentateur à la nécessité de comprendre précisément le fonctionnement des appareils qu’il utilise et la limite de confiance qu’il peut accorder à ses mesures.

II.3 Caractérisation RF des oscillateurs à transfert de spin

Dans cette section nous allons appliquer les concepts de mesure et correction à la caractérisation des oscillateurs à transfert de spin. Dans un premier temps, nous nous focaliserons sur l’analyse spectrale d’échantillons vanne de spin. Elle sera ensuite appliquée aux oscillateurs à polariseur perpendiculaire au chapitre III. Nous généraliserons l’étude au cas des jonctions tunnel en insistant sur leurs spécificités par rapport aux vannes de spin et les modifications apportées à la chaîne de mesure. Cette configuration de mesure sera utilisée pour l’étude du chapitre IV.

II.3.1 Correction de la chaîne de mesure

Les spectres expérimentaux doivent être corrigés afin d’être comparés aux modèles physiques de manière quantitative. L’acquisition et le traitement d’un spectre se résument en cinq étapes :

- Mesure d’une ligne de base sans courant appliqué (estimation du bruit intrinsèque à la chaîne de mesure).
- Mesure du spectre de l’oscillateur.
- Soustraction de la ligne de base à la mesure de spectre.
- Passage à la densité spectrale de puissance (exprimée généralement en nV^2 / Hz) en tenant compte de la *RBW*.
- Correction de la ligne de transmission grâce à la fonction de transfert.

La figure II.17 présente le schéma électrique considéré dans la procédure de correction.

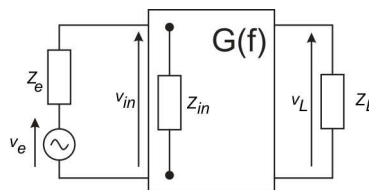


Fig. II.17 – Schéma équivalent de la chaîne de mesure utilisée pour les corrections de spectre. v_e est la tension émise par l’oscillateur d’impédance Z_e . La chaîne de transmission est représentée par une ligne d’impédance Z_{in} et de gain G . La tension en sortie de ligne v_L est mesurée sur une charge Z_L .

L’échantillon d’impédance Z_e émet une tension radiofréquence v_e . La chaîne de mesure est symbolisée par un gain G et une impédance d’entrée Z_{in} si bien que la tension mesurée sur la charge Z_L est donnée par $v_L = Gv_{in}$. Au final, la tension mesurée par v_L est liée à la tension émise par :

$$v_L = G \frac{Z_{in}}{Z_{in} + Z_e} v_e \quad (2.13)$$

Nous utilisons la formule (2.13) pour corriger la mesure de l'analyseur de spectre et remonter à la densité spectrale de puissance émise par l'échantillon. En toute rigueur, il faudrait diviser le résultat obtenu par la charge de mesure pour parler de densité spectrale de puissance (W/Hz). La figure II.18 compare la mesure brute à l'analyseur de spectre, figure II.18 (a), avec les spectres corrigés soit en faisant l'approximation d'une chaîne de mesure idéale pour laquelle $Z_e = R_e$, $Z_{in} = 50\Omega$ et $G = 40dB$ indépendamment de la fréquence, figure II.18 (b), soit en tenant compte de la correction complète à partir des données expérimentales de Z_e , Z_{in} et $G(f)$, figure II.18 (c).

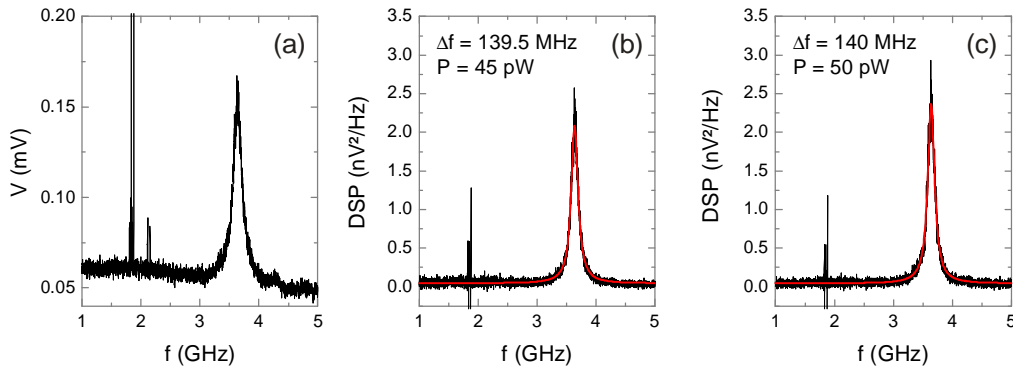


Fig. II.18 – (a) Spectre de tension mesuré à l'analyseur de spectre sans aucune correction appliquée. (b) Densité spectrale de puissance corrigée dans l'approximation d'une chaîne de mesure idéale avec un gain constant de 40 dB. (c) Correction complète de la DSP en tenant compte de la dépendance en fréquence du gain de la chaîne de mesure et des impédances réelles. Les courbes noires sont les données expérimentales et les courbes rouges sont les ajustements du spectre par une fonction Lorentzienne. Ils permettent de définir la fréquence d'émission f_0 , la largeur de raie Δf et la puissance intégrée P . La présence des pics d'émission autour des 2 GHz est due à une interférence électromagnétique avec l'environnement. Par exemple la fréquence à 1.8 GHz correspond au réseau des téléphones portables.

Les trois spectres donnent rigoureusement la même valeur pour la fréquence centrale de l'oscillateur, 3.638 GHz, dans la limite de la RBW qui est de 1 MHz. La correction de la ligne de base permet de ramener le plancher de bruit proche de zéro et réduit ainsi la contribution du bruit de la chaîne de mesure à la DSP. Il faut noter que la ligne de base n'affecte que très peu la largeur de raie qui est de 141 MHz pour la mesure non corrigée¹¹. Les autres corrections se répercutent principalement au niveau de la puissance du spectre et restent négligeables (<1%) pour la largeur de raie. La puissance émise par l'oscillateur est définie par l'aire sous la Lorentzienne. Elle est calculée pour une charge de mesure idéale de 50 Ω . Dans le cas d'une chaîne de transmission idéale on trouve une puissance émise de 45 pW soit 10% inférieure à celle obtenue en considérant la chaîne réelle, cf. figures II.18 (b) et (c). Cette variation s'explique par le fait que le gain de la chaîne réelle est inférieur aux 40 dB de la chaîne idéale proche de la fréquence de l'oscillateur considéré, cf. figure II.11.

¹¹ L'ajustement d'une Lorentzienne sur la mesure non corrigée n'est pas présenté ici car il doit être réalisé sur la puissance mesurée et non sur la tension mesurée qui est présentée figure II.18 (a).

La puissance émise permet de déduire la magnétorésistance dynamique qui est le paramètre pertinent pour les oscillateurs à transfert de spin car il décrit l'amplitude du mouvement de précession. La tension crête délivrée par l'oscillateur est $v_e = \Delta R_{dyn} I / 2$ où ΔR_{dyn} est l'amplitude de la variation de la magnétorésistance dynamique :

$$\Delta R_{dyn} = 2\sqrt{2} \frac{Z + Z_e}{Z} \frac{\sqrt{ZP}}{I} \quad (2.14)$$

Dans ce cas Z représente l'impédance idéale de 50Ω qui nous a servi au calcul de la puissance P . Le facteur $\sqrt{2}$ est dû au fait que la puissance se calcule à partir de la tension efficace et non de la tension crête.

II.3.2 Analyseur de spectre et régime transitoire

Nous allons discuter dans cette partie d'une spécificité expérimentale qui laisse présager des conséquences physiques importantes qui seront discutées en détail dans la section IV.3. Lors de la description de l'analyseur de spectre nous avons souligné le fait qu'il ne délivre aucune information temporelle exploitable¹² et que le signal étudié doit être stationnaire. En effet, le mode d'acquisition point par point du spectre est incompatible avec un signal dont les propriétés évoluent sur l'échelle de temps de la mesure. Nous avons observé sous certaines conditions des spectres physiquement aberrants comme celui présenté figure II.19 (b).

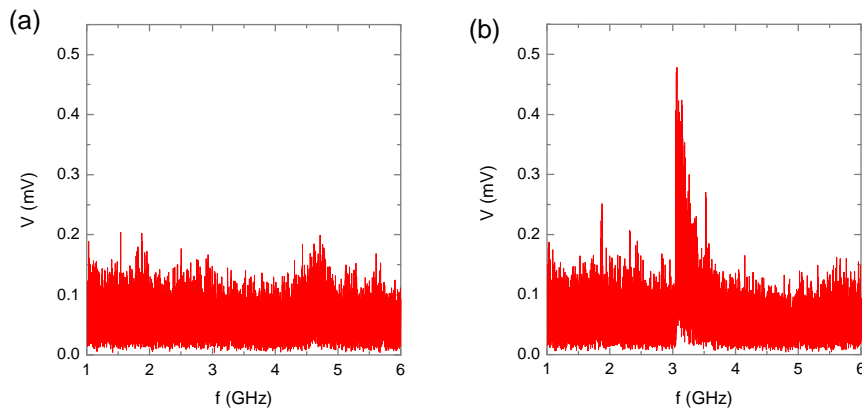


Fig. II.19 – Mesures successives de deux spectres d'un oscillateur vanne de spin. (a) La première mesure ne montre que du bruit et aucun pic d'émission micro-onde. (b) La seconde mesure révèle un 'demi-pic' qui signifie que le signal est apparu en cours de balayage.

¹² Du moins dans notre façon de l'utiliser. Il est possible d'acquérir des 'spectres' en mode 'zero-span' ce qui permet de suivre l'évolution temporelle d'une composante fréquentielle unique. La résolution temporelle est cependant insuffisante ($> \mu s$) pour servir à la caractérisation des STO.

Pour l'échantillon vanne de spin discuté ici, deux mesures consécutives, sans moyennage des spectres, montrent des résultats opposés. La première mesure, figure II.19 (a), présente uniquement du bruit alors que la seconde, figure II.19 (b), montre un pic aux alentours de 3 GHz. Cependant la forme de ce pic est très nettement asymétrique ce qui suggère que cette réponse fréquentielle était absente du début du balayage de l'analyseur de spectre et apparaît lorsque le balayage atteint les 3GHz. Cette mesure est l'évidence d'un comportement non stationnaire avec des constantes de temps de l'ordre du temps de balayage (quelques ms). Dans ces conditions il est indispensable de moyennage les spectres mesurés de manière à obtenir une allure constante dans le temps. Le résultat est un spectre moyen qui sera difficile à exploiter autrement que pour la détermination de la fréquence.

Bien que dans la plupart des cas les spectres mesurés ne présentent pas ce comportement intermittent, les signes de dépendance temporelle sont clairs. Par exemple, la figure II.20 présente trois spectres consécutifs non moyennés (a), (b) et (c). On note dans les trois cas, la présence d'un pic d'émission proche de 5 GHz dont l'amplitude crête varie fortement d'une mesure à l'autre. Ces variations d'amplitude d'au moins 80 nV²/Hz sont bien supérieures au niveau de bruit de la mesure, environ 5 nV²/Hz. Si on moyenne 50 spectres consécutifs, on obtient un pic d'amplitude crête beaucoup plus faible, environ 9 nV²/Hz de profil Lorentzien.

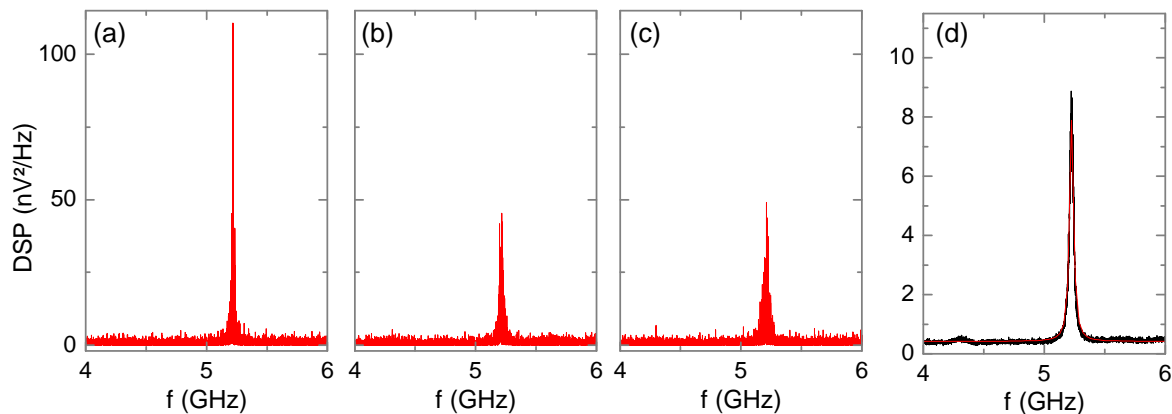


Fig. II.20 – Densités spectrales de puissance (corrigées de gain de la chaîne de mesure) pour trois mesures consécutives d'un oscillateur vanne de spin (a), (b) et (c). (d) Densité spectrale de puissance moyennée 50 fois (noir) et ajustement par une Lorentzienne (rouge).

Au vu de ces résultats très différents il est essentiel de se demander laquelle de ces mesures est la plus pertinente pour décrire l'oscillateur. La mesure moyennée étant la seule reproductible, elle sera utilisée pour caractériser l'oscillateur. Les mesures non moyennées suggèrent que l'oscillateur est instable en fréquence et la largeur de raie du profil Lorentzien permet de quantifier la gamme de fluctuation de fréquence. L'amplitude de la DSP moyennée à une fréquence donnée peut être vue comme le produit de la DSP du pic fluctuant avec la probabilité qu'il soit présent dans la fenêtre de RBW lors de la mesure à cette fréquence. C'est pourquoi la puissance délivrée par l'oscillateur doit être calculée à partir de l'intégrale du spectre moyenné. Cette interprétation sera confirmée au chapitre IV.

En conclusion, ces premières mesures sur les oscillateurs à transfert de spin mettent en évidence une dépendance temporelle de leurs propriétés. Le signal généré par l'oscillateur n'est pas stationnaire sur l'échelle de temps de la mesure à l'analyseur de spectre. Il est donc indispensable d'augmenter le

temps de mesure en effectuant la moyenne de plusieurs spectres consécutifs¹³. Les propriétés extraites sont des propriétés moyennes difficilement interprétables sans connaître la nature du signal physique étudié. Par exemple, le signal intermittent, figure II.19, ou le signal continûment présent, figure II.20, donnent tous deux un spectre à profil Lorentzien. L'extraction des paramètres physiques, fréquence f_0 , largeur de raie Δf et la puissance émise P , se fera par ajustement d'une fonction Lorentzienne à la densité spectrale de puissance corrigée. Dans le premier cas la puissance estimée à partir de l'intégration de la densité spectrale de puissance sera clairement une sous-estimation de la puissance réelle émise par l'oscillateur alors que l'estimation sera correcte dans le second cas.

II.3.3 Spécificités des jonctions tunnel

Le signal micro-onde délivré par une jonction tunnel est de plusieurs ordres de grandeur supérieur à celui d'une vanne de spin. On peut donc optimiser la chaîne de mesure pour tenir compte de cette particularité. L'amplification d'un signal radiofréquence demande généralement un compromis entre la bande passante de la chaîne de mesure et le gain de l'amplification. Pour les vannes de spin, une forte amplification est nécessaire pour détecter le signal émis. Nous avons choisi un amplificateur de 40 dB et de bande passante 100 MHz - 6 GHz. Pour les jonctions tunnel, on peut se satisfaire d'une amplification moindre et en contre partie augmenter la gamme de mesure. Nous utiliserons par la suite une amplification de 27 dB pour une bande passante de 1 GHz – 18 GHz.

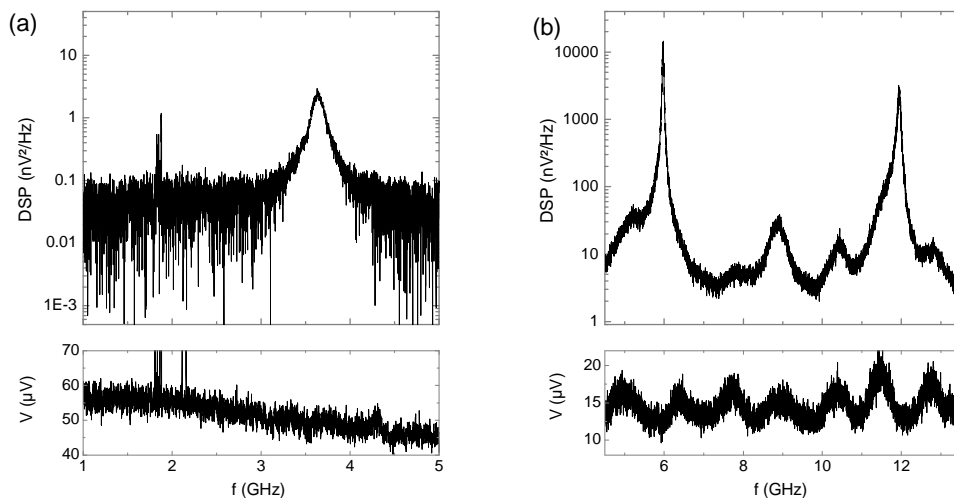


Fig. II.21 – (Haut) Densités spectrales corrigées de la ligne de base (bas) et du gain de la chaîne de mesure. (a) Echantillon vanne de spin de résistance 57 Ω. (b) Echantillon jonction tunnel de résistance anti-parallèle 530 Ω. La ligne de base est la mesure brute de l'analyseur de spectre.

Les jonctions tunnel se distinguent également des vannes de spin par leur forte impédance. En ce qui concerne les échantillons vannes de spin avec des dimensions comprises entre 50 et 100 nm que nous avons étudiés, la résistance est de l'ordre de la dizaine d'ohms. L'échantillon décrit lors de la procédure de calibration et celui que nous étudierons au chapitre III présentent tous deux une

¹³ Une autre méthode consisterait à diminuer la vitesse de balayage de l'oscillateur local.

résistance de 57Ω . A géométrie équivalente, les jonctions tunnel dont nous discuterons au chapitre IV ont des résistances vingt fois supérieures en configuration anti-parallèle (de l'ordre du $k\Omega$ pour les échantillons circulaires de 65 nm de diamètre). En conséquence, la désadaptation d'impédance, peu gênante pour les vannes de spin, est problématique pour les jonctions tunnel. Pour illustration, la figure II.21 montre le résultat de la procédure de correction précédemment décrite, à l'exception du de-embedding, dans le cas d'une vanne de spin (a) et d'une jonction tunnel (b). On remarque que la ligne de base présente de fortes oscillations pour la jonction tunnel alors qu'elle est monotone pour la vanne de spin. Cette oscillation est due à la désadaptation d'impédance qui provoque l'apparition d'une onde stationnaire dans la chaîne de mesure. A l'issue de la procédure de correction, le spectre de la jonction tunnel reste modulé par l'oscillation de la ligne de base ce qui rend son interprétation délicate. Il est difficile de différencier un pic de précession de faible amplitude de l'oscillation de la ligne de base. De plus, le profil des pics de forte amplitude est déformé, ce qui rend l'ajustement d'une Lorentzienne peu précis.

Pour améliorer l'adaptation d'impédance dans la chaîne de mesure, il est possible d'insérer un atténuateur entre l'échantillon et l'amplificateur. Ainsi l'amplitude de l'onde stationnaire due aux réflexions multiples est fortement atténuée. Le résultat est présenté figure II.22.

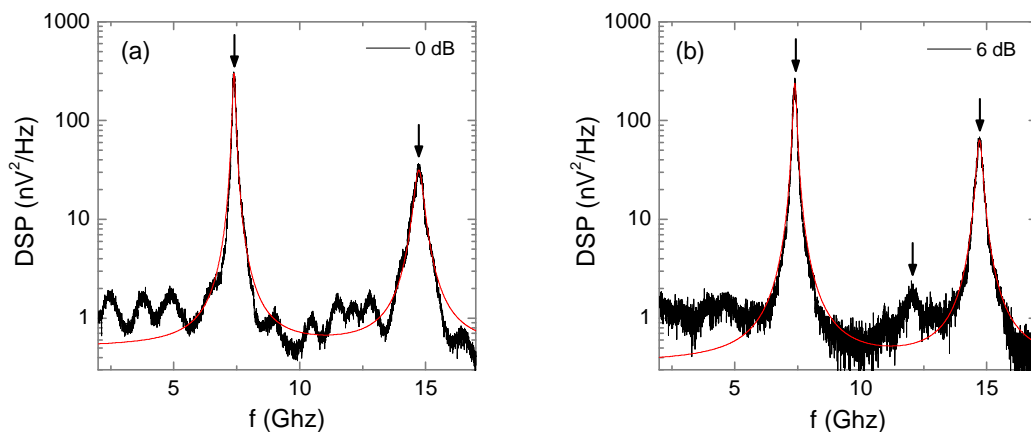


Fig. II.22 – Spectres corrigés de la ligne de base et du gain de la chaîne de mesure pour un oscillateur à jonction tunnel de résistance 530Ω . (a) Sans atténuateur. (b) Un atténuateur de 6 dB est inséré entre l'échantillon et l'amplificateur. Les flèches noires indiquent les pics identifiés et les courbes rouges sont les ajustements par une Lorentzienne.

En l'absence d'atténuateur, le pic fondamental et sa première harmonique ressortent nettement du plancher de bruit. Les oscillations de la ligne de base, ne permettent pas d'identifier d'autres pics. L'ajout d'un atténuateur de 6 dB, figure II.22 (b), supprime les oscillations de la ligne de base et permet de mettre en évidence la présence d'un pic de faible amplitude aux alentours de 12 GHz. L'atténuateur améliore également la qualité de l'ajustement des pics par une fonction Lorentzienne en réduisant la déformation induite par la ligne de base. On notera cependant une augmentation inévitable du bruit de trace (épaisseur de la trace de mesure) à cause de la diminution du gain effectif. Nous avons essayé plusieurs valeurs d'atténuation et 6 dB s'avère le meilleur compromis entre suppression des oscillations et sensibilité.

Pour conclure cette partie, il est important de préciser que le résultat de la correction de la chaîne de mesure pour les vannes de spin et les jonctions tunnel est sensiblement différent, bien que la procédure générale de correction des spectres décrite au paragraphe II.3.1 soit en tout point identique pour ces deux systèmes. Tout d'abord, la plus grande bande passante de la chaîne de mesure utilisée pour la caractérisation des jonctions tunnel entraîne des effets capacitifs dus aux électrodes de l'oscillateur plus importants, cf. figure II.10. Ensuite, la variation de résistance de la jonction tunnel avec le courant appliqué nécessite de mesurer la résistance de l'échantillon à chaque nouveau spectre (si le courant change) alors que pour les vannes de spin une unique mesure de résistance suffit à corriger l'ensemble des spectres. Cette variation de résistance en courant est ensuite utilisée pour calculer la puissance émise ou la magnétorésistance dynamique grâce à l'équation (2.14). Enfin, la procédure de de-embedding que nous avons décrite n'est en toute rigueur applicable qu'à des dispositifs passifs, c'est-à-dire dont les propriétés électriques sont constantes. Cette approximation est bien adaptée aux vannes de spin pour lesquelles on peut considérer la résistance constante dans le régime dynamique du fait des faibles magnétorésistances. Par contre, la résistance des jonctions tunnel peut varier fortement pour un régime de précession de grande amplitude ce qui nécessite de développer un modèle électrique de composant actif pour le de-embedding. La mise en œuvre d'un tel modèle requiert des études plus poussées. Cependant, pour les oscillateurs à jonction tunnel que nous avons étudiés, la magnétorésistance dynamique reste bien inférieure à la magnétorésistance statique $\Delta R_{dyn}/\Delta R < 10\%$, comme nous le verrons au chapitre IV, ce qui suggère un régime de faible amplitude de précession. Dans cette limite, on peut considérer que le modèle passif reste valide.

II.4 Mesures temporelles

La caractérisation temporelle des oscillateurs à transfert de spin a jusqu'à présent été peu utilisée [71, 81, 118, 119] pour l'étude du régime de précession entretenue compte tenu du faible signal délivré par les oscillateurs vannes de spin et de la faible sensibilité des oscilloscopes temps réel (typiquement 1 mV). L'observation de phénomènes dynamiques induits par transfert de spin dans les jonctions tunnel a facilité l'utilisation des mesures temps réel ; les premières études portant sur le retournement de l'aimantation par courant polarisé [120, 121]. Dans cette section, nous présenterons l'approche temporelle que nous avons développée pour la caractérisation des STO à base de jonction tunnel. Nous discuterons des aspects expérimentaux ainsi que de l'analyse des mesures qui sera ensuite appliquée dans la section IV.3. L'objectif des mesures temporelles est d'étudier la stabilité des oscillateurs et de caractériser les phénomènes transitoires observés au paragraphe II.3.2, qui ne peuvent être étudiés à partir de mesures spectrales.

II.4.1 Montage expérimental

Le montage utilisé est identique à celui détaillé au paragraphe II.2.1, seul l'analyseur de spectre est remplacé par un oscilloscope numérique temps réel et un filtre fréquentiel peut être ajouté entre l'amplificateur et l'oscilloscope. L'oscilloscope est un appareil de mesure de tension résolue en temps. Ces caractéristiques principales sont son taux d'échantillonnage, sa bande passante, sa sensibilité et sa

profondeur mémoire. Il possède en entrée un échantillonneur qui permet de numériser le signal physique $s(t)$ en $s_e(t)$:

$$s_e(t) = s\left(t_0 + \frac{i-1}{F_S}\right)_{1 \leq i \leq N} \quad (2.15)$$

où F_S définit la fréquence d'échantillonnage, N la taille de la trace temporelle et t_0 l'origine de la trace définie par une condition de déclenchement¹⁴. Nous avons utilisé deux modèles d'oscilloscopes¹⁵ avec des taux d'échantillonnage de 40 et 50 GS/s, ce qui correspond à des résolutions temporelles de 25 et 20 ps. La longueur du signal numérisable est donnée par la profondeur mémoire. Elle est de 50M points, soit 1 ms à la résolution maximale¹⁶ pour le modèle le plus performant. Les bandes passantes des deux appareils sont respectivement 12 et 20 GHz. La bande passante d'un oscilloscope numérique est toujours liée à sa fréquence d'échantillonnage et peut être au maximum de $F_S/2$ pour respecter le critère d'échantillonnage de Shannon.

La sensibilité de l'oscilloscope est de loin le paramètre le plus limitatif pour son utilisation. L'oscilloscope est un appareil large bande qui acquiert une mesure sur l'ensemble de sa bande passante à l'inverse de l'analyseur de spectre qui procède par balayage. Ainsi la mesure d'un point est entachée du bruit sur l'ensemble de la gamme de fréquence. Bien qu'il soit possible de moyenner les mesures temporelles pour en réduire le bruit, la moyenne constitue une perte d'information et sera à proscrire pour les STO à cause des effets transitoires que nous cherchons à observer. Pour toutes ces raisons, il est indispensable de disposer en entrée d'oscilloscope d'un signal de plusieurs mV. On peut convenablement estimer la sensibilité de l'oscilloscope au mV.

En plus de ces restrictions techniques, il faut mentionner les imprécisions inhérentes à l'échantillonnage. Tout d'abord, on peut citer le phénomène de 'jitter' qui correspond aux fluctuations des instants d'échantillonnage qui ne se sont pas idéalement espacés. Le jitter a tendance à augmenter artificiellement les fluctuations de phase. Le jitter intrinsèque de l'oscilloscope, de l'ordre de la picoseconde, est cependant négligeable devant les fluctuations des STO. Enfin, l'échantillonnage est également source d'imprécision sur les mesures d'amplitude. Nous discuterons ce point au paragraphe II.4.2.2.

Pour être exploitées de manière quantitative, les mesures temporelles requièrent des corrections qui dans l'absolu sont plus complexes que celles que nous venons de décrire pour les mesures spectrales car elles concernent non seulement l'amplitude du signal mais également sa phase. En effet, les différentes composantes fréquentielles du signal émis, ne se propagent pas à la même vitesse dans la chaîne de mesure ce qui introduit un déphasage et une déformation du signal temporel. Nous ne nous sommes cependant pas intéressés à ces effets de déphasage entre différentes composantes fréquentielles (comme la composante fondamentale du signal et ses harmoniques). Notre analyse

¹⁴ Nous ne discuterons pas ici de la notion de déclenchement et des nombreux modes disponibles sur les oscilloscopes modernes qui font pourtant en grande partie la richesse de ce type de mesure.

¹⁵ Agilent DSO81204A [114] pour le 40 GS/s et Tektronix DPO72004B [122] pour le 50 GS/s.

¹⁶ Il est cependant difficile d'exploiter un tel signal. Nous verrons que les mesures temporelles nécessitent un post-traitement important qui demanderait beaucoup de temps pour une si grande quantité de données.

portera sur l'étude de l'amplitude de différentes composantes fréquentielles soit sur la phase d'une composante unique.

II.4.2 Traitement du signal temporel

Dans le domaine temporel, un oscillateur est défini par son amplitude A_0 , sa fréquence propre f_0 ainsi que les bruits d'amplitude et de phase $\delta A(t)$ et $\delta\phi(t)$. Nous allons présenter une procédure de traitement du signal temporel pour remonter à ces différents paramètres et nous comparerons l'étendue de cette analyse à celle des mesures spectrales.

II.4.2.1 Filtrage

Dans le cas des oscillateurs à transfert de spin, le spectre micro-onde montre souvent la présence de plusieurs composantes fréquentielles qui peuvent être harmoniques ou non. Le cas de fréquences harmoniques correspond à un même mode de précession alors que les fréquences non harmoniques correspondent à des modes d'oscillation différents. Nous verrons au chapitre IV que dans le régime de précession entretenue on peut considérer l'existence d'un seul mode de précession à la fois si bien que le signal temporel se compose d'une somme de signaux sinusoïdaux harmoniques. L'amplitude des harmoniques dépend à la fois de la trajectoire de l'aimantation de la couche libre et de l'orientation respective des aimantations de la couche libre et de la couche de référence. Dans le cas des trajectoires planaires de forte amplitude, l'aimantation décrit une trajectoire non circulaire et sa vitesse varie le long de la trajectoire. Ainsi la projection de l'aimantation sur la direction de référence n'est pas sinusoïdale et le signal temporel présentera des fréquences harmoniques. A l'inverse, dans le cas d'une trajectoire hors de plan, le mouvement de l'aimantation peut être considéré comme circulaire et à vitesse constante¹⁷ et les harmoniques seront négligeables. La figure II.23 (a) présente la trace temporelle d'un échantillon jonction tunnel. La densité spectrale de puissance, présentée figure II.23 (c), montre la présence d'une forte harmonique et les fréquences d'ordre supérieur sont hors de la gamme de mesure. Le signal temporel mesuré doit dans ce cas être défini par deux composantes sinusoïdales de fréquence f_0 et $2f_0$ ainsi que par un terme de bruit $\eta(t)$:

$$s(t) = \left(A_0^f + \delta A^f(t) \right) \cos\left(2\pi f_0 t + \delta\phi^f(t) \right) + \left(A_0^{2f} + \delta A^{2f}(t) \right) \cos\left(4\pi f_0 t + \delta\phi^{2f}(t) \right) + \eta(t) \quad (2.16)$$

Le terme de bruit représente l'ensemble des contributions de la mesure temporelle externes à l'oscillateur c'est-à-dire la chaîne de mesure y compris le bruit interne le l'oscilloscope. Le bruit du STO est pris en compte dans les termes $\delta A(t)$ et $\delta\phi(t)$. L'information physique pour décrire la dynamique de l'aimantation réside dans la composante fondamentale. L'étude des composantes harmoniques pourra permettre dans un deuxième temps d'obtenir des informations sur la trajectoire de l'aimantation de la couche libre et son orientation relative par rapport à la couche de référence. Dans

¹⁷ Cette approximation est justifiée lorsque le champ démagnétisant hors du plan domine le champ effectif comme par exemple dans le cas du polariseur perpendiculaire en champ nul, cf. chapitre III.

notre analyse, nous nous limiterons à l'étude de la composante fondamentale qui permet de déduire la nature du mode de précession et ses caractéristiques essentielles comme sa dépendance en courant et en champ, son amplitude, sa cohérence de précession... Pour cela, nous aurons recours à l'utilisation de filtres fréquentiels. L'intérêt du filtrage est double. D'abord il permet de focaliser l'analyse sur une gamme de fréquence donnée généralement centrée sur la fréquence principale du spectre. On peut également étudier une fréquence harmonique ou un mode de précession secondaire. Ensuite le filtrage permet de réduire le bruit externe sur l'amplitude, cf. figure II.23 (d), et ainsi de faire ressortir le signal de l'oscillateur. Le bruit externe est un bruit blanc à distribution Gaussienne. Nous avons pu estimer sa distribution à 1.5 mV à partir d'une mesure 'à vide' de la chaîne de transmission de bande passante 1 – 18 GHz limitée par l'amplificateur. L'utilisation d'un filtre de largeur 1 GHz permet de diminuer le niveau de bruit à 0.7 mV.

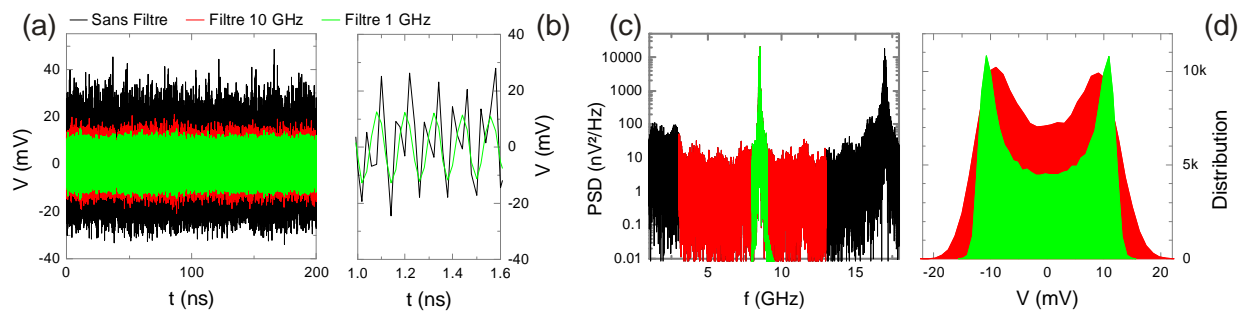


Fig. II.23 – Illustration de l'effet du filtrage. Le signal noir correspond à la mesure brute (amplification de 27 dB non corrigée) d'un STO à base de jonction tunnel dans le régime de précession entretenue. Les courbes rouges et vertes sont le résultat du filtrage numérique appliqué en post-traitement sur une bande de 10 et 1 GHz autour de la fréquence de précession à 8.5 GHz. Le filtre utilisé est un filtre rectangulaire idéal. (b) Grossissement des traces temporelles présentées en (a). La suppression de l'harmonique (vert) redonne une forme sinusoïdale au signal mesuré. (c) Densités spectrales de puissance, en échelle logarithmique, déduites des signaux présentés en (a). (d) L'histogramme des tensions mesurées montre que la réduction de la bande passante permet de diminuer la dispersion sur la mesure.

En pratique, il est possible d'utiliser soit un filtrage analogique en entrée d'oscilloscope soit un filtrage numérique appliqué en post-traitement. L'avantage du filtre analogique¹⁸ est que le signal en entrée d'oscilloscope possède une amplitude réduite par rapport au signal en bande complète et on peut alors sélectionner un calibre adapté à l'amplitude filtrée. A l'inverse, le filtrage numérique en post-traitement nécessite de choisir un calibre approprié au signal total ce qui limite la résolution en amplitude. Par contre il permet d'adapter précisément la bande passante du filtre à toutes les conditions de mesure, ce qui est particulièrement intéressant dans le cas des STO dont la fréquence de précession peut varier sur une gamme d'une dizaine de GHz. Dans le cas de filtres analogiques, la couverture d'une telle gamme de fréquence demanderait de disposer d'une large panoplie de filtres et de les changer à chaque mesure, ce qui est peu envisageable. Nous avons vérifié que l'utilisation d'un filtre analogique ou d'un filtre numérique similaire donne des résultats très proches et nous avons

¹⁸ Nous avons utilisé des filtres à cavité de bande passante 1GHz définie à -1dB. Hors de cette bande la réponse fréquentielle du filtre montre une pente de -20dB/GHz avec une atténuation de 50dB à 18GHz.

finalement opté pour l'approche numérique¹⁹. Enfin, l'approche numérique permet de conserver l'information complète sur le signal temporel mesuré et ainsi, à partir d'une unique mesure, de réaliser une analyse dans différentes bandes de fréquence.

II.4.2.2 Fréquence, amplitude et phase

Fréquence. La fréquence centrale est le paramètre le plus simple à mesurer. Sa détermination peut se faire soit par mesure directe du nombre d'oscillations sur la durée du signal soit par analyse fréquentielle grâce à la transformée de Fourier. La précision sur f_0 est limitée par la durée de l'acquisition. Au mieux, pour une trace de 50M points, la résolution fréquentielle sera de 1 kHz pour un taux d'échantillonnage de 50 GS/s. En pratique, les traces temporelles durent quelques μs et la résolution fréquentielle est de l'ordre du MHz, ce qui est équivalent aux RBW choisies pour les mesures spectrales. Les fréquences mesurables à l'oscilloscope sont à la fois limitées par sa bande passante et par sa fréquence d'échantillonnage F_S . D'après le critère d'échantillonnage de Shannon, F_S doit être au minimum deux fois supérieure à la fréquence du signal mesuré pour pouvoir le reconstruire à partir des échantillons. En présence de signaux bruités, il faut avoir le rapport F_S / f_0 le plus grand possible. Dans notre cas ce rapport sera compris entre 5 et 10.

Amplitude. L'amplitude du signal est donnée par les maxima locaux des oscillations. La manière la plus simple de la mesurer revient à extraire l'enveloppe du signal oscillant constituée par l'ensemble des extrema locaux. On peut définir une enveloppe supérieure ou inférieure. Pour obtenir l'amplitude en chaque point de mesure il est nécessaire d'utiliser une interpolation entre deux maxima consécutifs. Cette méthode, simple à mettre en œuvre, présente cependant l'inconvénient d'introduire un bruit artificiel numérique à cause de l'échantillonnage. Pour illustrer cette situation, nous avons simulé un signal idéal de fréquence $f_0 = 7.58 \text{ GHz}$ échantillonné à $F_S = 50 \text{ GHz}$ d'amplitude constante 20 mV, sans bruit d'amplitude ni de phase.

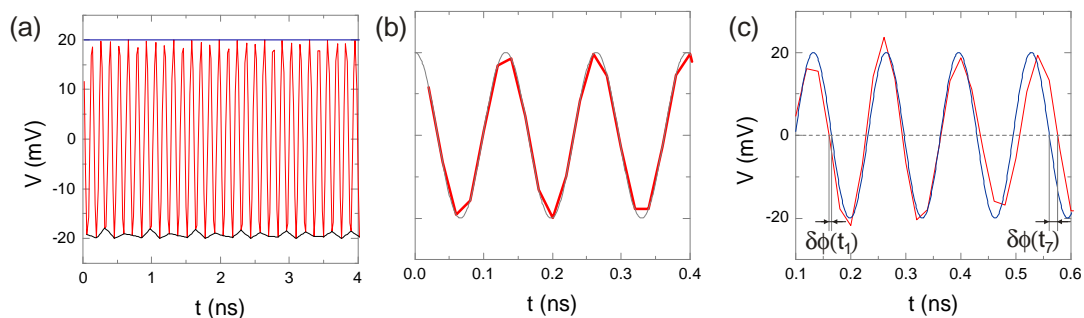


Fig. II.24 – (a) Simulation d'un signal $s(t)$ avec $A_0 = 20 \text{ mV}$, $\phi_0 = 0 \text{ rad}$, $f_0 = 7.58 \text{ GHz}$ et $\delta A(t) = \delta \phi(t) = 0$. La courbe rouge représente $s_e(t)$ pour $F_S = 50 \text{ GHz}$. La courbe bleue est $A(t) = A_0$ et la courbe noire l'amplitude inférieure de $s_e(t)$. (b) Comparaison de $s(t)$ (gris) et $s_e(t)$ (rouge). (c) Illustration de la mesure directe de la phase par comparaison de $s_e(t)$ (rouge) avec un signal de référence sans bruit de phase (bleu).

¹⁹ Une partie des mesures présentées dans ce manuscrit ont cependant été réalisées avec un filtre analogique.

La figure II.24 (a) montre le signal simulé en rouge, l'enveloppe inférieure en noir et l'amplitude théorique en bleu. L'enveloppe montre des fluctuations du fait de la faible probabilité d'acquiescer un point de mesure exactement au niveau du maximum. Ce 'bruit' intrinsèque lié à l'échantillonnage est d'autant plus important que le rapport F_S / f_0 est faible. Il s'agit d'un bruit purement numérique qui présente une distribution complexe généralement non Gaussienne. Nous verrons qu'il est possible de remédier à cet artefact par l'utilisation de la transformée de Hilbert pour extraire l'amplitude du signal au lieu de s'intéresser aux maxima locaux.

Phase. La détermination de la phase locale $\phi(t)$ peut se faire par comparaison du signal mesuré à un signal de référence dont la phase ne fluctue pas. Par exemple, on peut repérer les instants d'intersection du signal $s_e(t)$ avec l'axe $V = 0$ et les comparer à la phase de référence donnée par $\phi_{ref}(t) = 2\pi f_0 t + \phi_0$, cf. figure II.24 (c). On déduit ensuite le bruit de phase $\delta\phi(t) = \phi(t) - \phi_{ref}(t)$. L'inconvénient de cette approche est cependant que la phase n'est connue qu'en certains instants inégalement espacés ce qui implique de reconstruire une échelle de temps ainsi que d'interpoler la mesure pour connaître l'écart de phase en chaque point. Cette méthode a été récemment appliquée au cas des STO dans la référence [119].

Transformée de Hilbert. La transformée de Hilbert est une alternative aux deux méthodes précédentes pour déterminer l'amplitude et la phase du signal temporel. Sans entrer dans les aspects mathématiques, la transformée de Hilbert est une opération qui permet d'associer à un signal réel $s(t)$ un signal complexe, appelé signal analytique $s_a(t)$, dont le module représente l'amplitude du signal initial, $|s_a(t)| = A(t)$ et l'argument représente la phase $\arg(s_a(t)) = \phi(t)$. Elle est couramment utilisée pour extraire l'information de signaux modulés. Le premier avantage de la transformée de Hilbert est de définir l'amplitude et la phase en tout point du signal original et il n'est pas nécessaire d'avoir recours à une interpolation. De plus l'amplitude obtenue n'est pas sensible au procédé d'échantillonnage. La courbe bleue de la figure II.24 (a) est l'amplitude du signal rouge déduite par la transformée de Hilbert et l'on retrouve bien une amplitude constante, ce qui permet de résoudre le problème du bruit d'échantillonnage présent sur l'enveloppe (courbe noire).

Limites de l'analyse. Pour illustrer la précision et les limites des différentes approches nous avons simulé un signal sinusoïdal en présence de bruit d'amplitude et de phase connus. Nous avons ensuite appliqué les méthodes d'analyse pour comparer les résultats obtenus aux valeurs initiales. Le signal simulé a une fréquence $f_0 = 7.58 \text{ GHz}$ et une amplitude de 20 mV. Nous avons ajouté des bruits d'amplitude et de phase basse fréquence, c'est-à-dire dont la bande passante, ici 5 GHz, est inférieure à la fréquence d'oscillation. Les bruits sont blancs en dessous de leur fréquence de coupure. La distribution d'amplitude est Gaussienne de largeur $\sigma_{\delta A} = 2.5 \text{ mV}$ et le bruit de phase est une marche aléatoire de coefficient de diffusion $D_\phi = 0.0625 \text{ rad}^2/\text{ns}$. Ces paramètres ont été choisis pour être cohérents avec les résultats expérimentaux. Les résultats de la comparaison sont présentés figure II.25. Les courbes rouges correspondent aux résultats de la simulation, les courbes jaunes à l'extraction de l'amplitude à partir de l'enveloppe du signal et de la phase à partir de la comparaison à un signal de référence et enfin les courbes jaunes sont obtenues grâce à l'analyse de Hilbert. En ce qui concerne l'amplitude, les deux méthodes d'analyse montrent une distribution Gaussienne comme indiqué figure II.25 (a). La transformée de Hilbert donne une valeur moyenne de 20 mV ce qui

correspond exactement à la valeur théorique introduite. L'utilisation de l'enveloppe du signal donne une valeur légèrement inférieure, 19.2 mV, à cause de l'échantillonnage. La largeur des deux distributions est parfaitement en accord avec la valeur théorique.

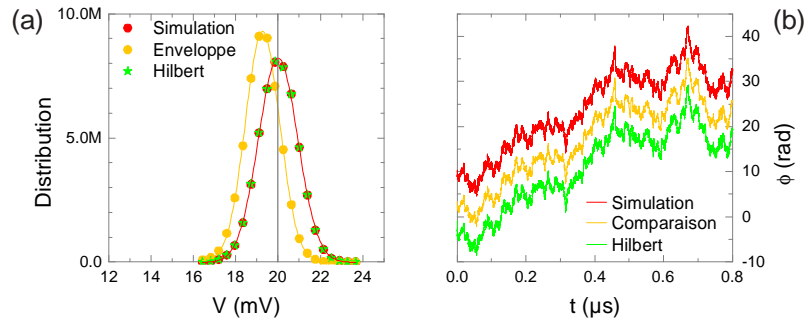


Fig. II.25 – (a) Distribution d'amplitude du signal simulé (points rouges) et distributions d'amplitude extraites de l'analyse de l'enveloppe (points jaunes) et de l'analyse de Hilbert (points verts). Les courbes continues représentent les ajustements par une distribution Gaussienne. (b) Fluctuations de phase du signal simulé (rouge), résultat de la comparaison à un signal de référence (jaune) et analyse de Hilbert (vert). Les courbes ont été décalées pour rendre le graphique plus lisible.

L'analyse de la phase, représentée figure II.25 (b), donne des résultats identiques dans les trois cas. L'évaluation du coefficient de diffusion de phase à partir de la comparaison à une référence ou de la transformée de Hilbert donne une erreur inférieure à un pourcent par rapport à la valeur théorique. Le coefficient de diffusion est évalué à partir de la moyenne quadratique de la phase sur plusieurs traces temporelles comme celle présentée figure II.25 (b). Cette moyenne est une fonction linéaire du temps dont la pente donne le coefficient de diffusion $\langle \phi^2(t) \rangle = 2D_\phi t$.

Au-delà de ce cas simple, les deux analyses montrent rapidement leurs limites. Lorsque la bande passante de bruit est supérieure à la fréquence d'oscillation, l'estimation de la distribution d'amplitude $\sigma_{\delta A}$ est faussée et on ne peut pas espérer une précision meilleure que 15% dans les conditions étudiées ici. Ensuite, lorsque l'on ajoute un bruit externe d'amplitude voisine de celle du bruit d'amplitude de l'oscillateur (pour simuler le bruit de la chaîne de mesure par exemple), la distribution résultante est une convolution des deux contributions et on ne peut plus quantifier $\sigma_{\delta A}$ à partir de la mesure directe de l'amplitude.

En résumé, on adoptera l'analyse de Hilbert pour estimer l'amplitude et la phase des oscillateurs à transfert de spin car elle permet une meilleure précision sur l'amplitude que l'utilisation de l'enveloppe du signal. Dans les conditions expérimentales, cette analyse nous permettra d'extraire précisément l'amplitude d'oscillation ainsi que les fluctuations de phases. Cependant, l'étude des fluctuations d'amplitude requiert une meilleure qualification des bruits à la fois présents dans la chaîne de mesure et au niveau de l'oscillateur ce qui fera l'objet de travaux futurs et dépasse le cadre de l'étude de ce manuscrit.

II.4.3 Analyse de stabilité

L'analyse de stabilité vise à extraire les temps caractéristiques de fluctuation de l'oscillateur et identifier les mécanismes de décohérence. Nous allons introduire ici deux outils particulièrement importants pour la discussion de la largeur de raie des STO que nous reverrons au chapitre IV.

II.4.3.1 Corrélacion et densité spectrale de puissance

L'auto-corrélacion $\Gamma(\tau)$ d'un signal $s(t)$ revient à comparer le signal avec lui-même décalé d'un temps τ . Elle permet d'estimer l'échelle de temps sur laquelle le signal reste cohérent :

$$\Gamma(\tau) = \int s(t)s^*(t-\tau)dt \iff DSP(f) = |S(f)|^2 \quad (2.17)$$

Par définition l'auto-corrélacion de $s(t)$ est maximale en $\tau=0$. Dans ce manuscrit, nous normaliserons cette valeur $\Gamma(0)$ à 1. Le temps caractéristique de décroissance de $\Gamma(\tau)$ nous permettra de définir le temps de cohérence de $s(t)$. Pour un système parfaitement cohérent le temps de cohérence est infini, ce qui signifie que le signal reste identique à lui-même sur toute sa gamme d'existence. A l'inverse, pour un signal totalement incohérent, comme un bruit blanc, l'auto-corrélacion est une distribution de Dirac soit un temps de cohérence nul. Nous verrons au paragraphe IV.2.4.1, que la fonction d'auto-corrélacion d'un STO présente généralement une décroissance exponentielle.

On peut également définir une fonction de corrélacion croisée entre deux grandeurs différentes. Dans ce cas on parle d'inter-corrélacion, comme par exemple l'inter-corrélacion amplitude/phase définie par l'équation (2.18). Si l'amplitude et la phase sont effectivement corrélées leur inter-corrélacion sera non nulle :

$$\Gamma_{A\phi}(\tau) = \int A(t)\phi^*(t-\tau)dt \quad (2.18)$$

La densité spectrale de puissance est la grandeur conjuguée de l'auto-corrélacion par transformée de Fourier, cf. équation (2.17). Elle est définie comme le module carré de la transformée de Fourier du signal temporel. Les mesures de largeur de raie Δf dans le domaine spectral ou du temps de cohérence τ_c dans le domaine temporel sont donc équivalentes.

II.4.3.2 Spectrogramme

Le spectrogramme est une analyse temps/fréquence qui représente l'évolution temporelle de la densité spectrale de puissance de l'oscillateur. Pour cela, on applique une transformée de Fourier à une fenêtre temporelle de largeur w . Le spectre obtenu, appelé pseudo-spectre, est une estimation du spectre réel du signal $s(t)$. La largeur finie de la fenêtre temporelle conduit à la fois à une résolution en fréquence limitée du pseudo-spectre ($\Delta f = 1/w$) et à une déformation de son allure par rapport au

spectre réel. Le pseudo-spectre est la convolution du spectre réel avec un sinus cardinal ce qui donne naissance à des lobes secondaires généralement gênants pour l'analyse des composantes fréquentielles. En pratique, la faible dynamique (rapport entre l'amplitude du pic de précession sur le niveau de bruit) ne permet pas d'observer les lobes secondaires qui sont noyés dans le bruit. Pour construire le spectrogramme, la fenêtre d'analyse est décalée le long de la trace temporelle complète. La figure II.26 illustre les spectrogrammes de la mesure d'un oscillateur dans le régime de précession entretenue avec une fréquence centrale de 7.58 GHz pour différentes conditions de fenêtrage. Sur la ligne supérieure la fenêtre temporelle de largeur $w = m \times 1024 \text{ pts} = m \times 20.5 \text{ ns}$ est décalée de manière contiguë alors qu'elle est décalée de 3 ns sur la ligne inférieure. Dans le deuxième cas, il y a recouvrement des différentes fenêtres ce qui équivaut à une interpolation.

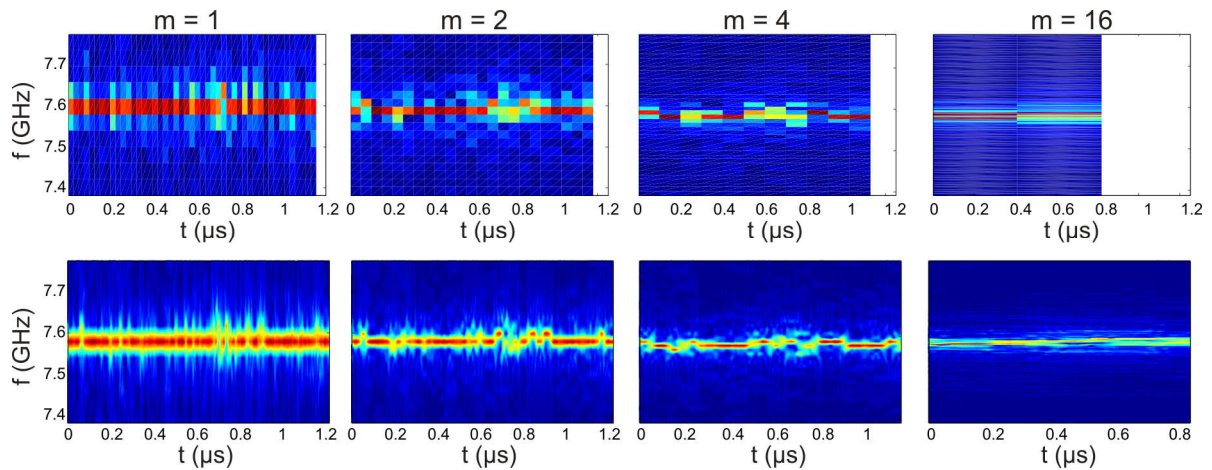


Fig. II.26 – Le spectrogramme permet de visualiser l'évolution temporelle de la densité spectrale de puissance du signal. L'échelle de couleur correspond à la puissance émise. La fenêtre temporelle a une largeur de $m \times 1024 \text{ pts} = m \times 20.5 \text{ ns}$. (Haut) Les différentes fenêtres sont contiguës et les pseudo-spectres ne se superposent pas. (Bas) La fenêtre temporelle est décalée de 3 ns ce qui équivaut à une interpolation des spectrogrammes présentés dans la partie supérieure. Nous avons également utilisé un mode de tracé par contours pour mieux faire ressortir les transitions.

L'avantage de la première représentation est d'associer chaque spectre à un intervalle de temps qui fait clairement apparaître la résolution temporelle limitée. L'inconvénient est de rendre le spectrogramme fortement dépendant de l'instant initial de l'analyse. En ce qui concerne la seconde approche, la résolution fréquentielle limitée reste clairement visible et la fréquence du pic de précession semble évoluer par sauts discrets. Par contre, l'axe temporel est sur-échantillonné et deux spectres consécutifs sont par construction fortement corrélés. Le spectrogramme obtenu permet cependant de mieux estimer le temps caractéristique des fluctuations.

La construction d'un spectrogramme nécessite de trouver un bon compromis au niveau de la largeur de la fenêtre temporelle. Une grande fenêtre donne une bonne résolution fréquentielle mais une pauvre résolution temporelle. La taille de la fenêtre est à comparer au temps caractéristique des phénomènes que l'on cherche à observer. Dans le cas présent, une fenêtre de 1024 points ($m = 1$) donne une résolution fréquentielle trop faible et bien que l'on observe des changements de fréquence et d'amplitude dans le spectrogramme, on ne peut pas les quantifier précisément. A l'opposé, une fenêtre de 16384 points ($m = 16$) intègre un trop grand nombre de fluctuations et le spectrogramme

montre en tout point des fluctuations importantes (présence de plusieurs fréquences). Le meilleur compromis est clairement 4096 points ($m = 4$) car dans ces conditions le spectrogramme permet d'isoler une composante fréquentielle (la plupart du temps unique dans la limite de la résolution fréquentielle) qui fluctue dans le temps. Dans cet exemple nous avons uniquement travaillé avec des tailles de fenêtre en puissance de deux du fait de l'utilisation d'un algorithme de transformée de Fourier rapide qui requiert cette condition pour le signal temporel. On peut toutefois ajuster plus finement la taille de la fenêtre à d'autres valeurs et ensuite combler la trace temporelle avec des zéros ('zero padding') pour atteindre un nombre de points en puissance de deux.

Il arrive qu'il ne soit pas possible de trouver une taille de fenêtre convenable à la réalisation d'un spectrogramme interprétable. Par exemple, lorsque le temps de stabilité de l'oscillateur est trop court, il peut ne pas être possible d'isoler une trace temporelle suffisamment longue pour résoudre indépendamment les différentes composantes fréquentielles. En d'autres termes, le signal temporel dans chaque fenêtre sera non stationnaire et chaque pseudo-spectre montrera de multiples composantes fréquentielles. Nous avons rencontré ce cas pour certains échantillons, appelés HTMR au chapitre IV.

La méthode du spectrogramme présente le défaut de décrire toutes les fréquences avec la même résolution. Une alternative plus évoluée est l'utilisation de la transformée en ondelettes [123, 124] qui permet une analyse multi-résolution et améliore la précision temporelle sur les hautes fréquences. Cette méthode consiste à décomposer le signal temporel sur une base de fonctions appelées ondelettes, le choix de la base d'ondelettes dépendant des phénomènes à mettre en évidence. Une application de cette approche à l'analyse temps/fréquence des STO a récemment été proposée dans la référence [125].

II.5 Bilan

Nous avons présenté dans ce chapitre deux approches pour étudier les oscillateurs à transfert de spin. La première méthode basée sur une mesure à l'analyseur de spectre permet d'obtenir la densité spectrale de puissance de l'oscillateur. L'avantage de cette mesure est sa grande sensibilité qui permet d'étudier à la fois les structures vanne de spin et jonction tunnel. Il s'agit du moyen le plus rapide pour caractériser dans son ensemble un STO, c'est-à-dire caractériser la fréquence, la largeur de raie et la puissance des différents modes dynamiques ainsi que leur évolution en fonction des courants et champs appliqués. L'approche fréquentielle n'est pas adaptée à l'étude de régimes transitoires et donne accès uniquement aux paramètres moyens de l'oscillateur.

Pour étudier la stabilité des STO, nous aurons recours à une approche temporelle qui permet de mesurer leurs propriétés sur différentes gammes de temps. Le montage expérimental que nous avons présenté fournit une résolution temporelle de 20 ps mais est adapté principalement aux jonctions tunnel magnétiques du fait de la faible sensibilité en amplitude de l'oscilloscope. L'acquisition de longues traces temporelles, plusieurs dizaines de μs , permet d'obtenir les mêmes informations que les mesures spectrales. Pour illustration, la figure II.27 compare la densité spectrale d'un STO dans le régime de précession entretenue mesurée à l'analyseur de spectre et calculée à partir d'une trace temporelle. Dans les deux cas, on trouve un profil Lorentzien de largeur de raie 30 et 27.5 MHz centré sur une fréquence de 8.5 GHz. Au-delà de simplement reproduire les résultats de l'analyse spectrale, les mesures temporelles ouvrent une nouvelle voie pour l'étude de la stabilité des STO.

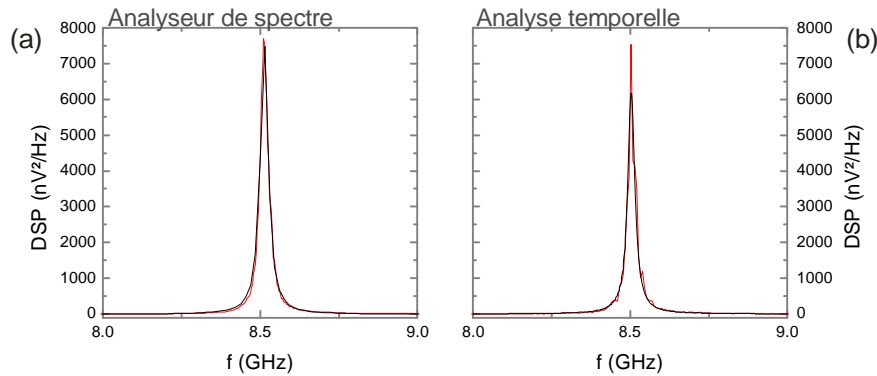


Fig. II.27 – (a) Pic de précession mesuré à l’analyseur de spectre pour une RBW de 3 MHz. La courbe rouge est la moyenne de 20 spectres consécutifs et la courbe noire est l’ajustement par une fonction Lorentzienne de largeur 30 MHz. (b) Pic de précession (rouge) déduit du moyennage de 40 densités spectrales de puissance réalisées sur des traces temporelles de 16.5 ns (8192 points), ce qui donne une RBW équivalente de 6 MHz. La courbe noire est l’ajustement d’une Lorentzienne de largeur de raie 27.5 MHz. Les densités spectrales de puissance ont été corrigées du gain de la chaîne de mesure.

La possibilité de mesurer directement la phase et l’amplitude des oscillations grâce à la transformée de Hilbert ainsi que la fréquence locale grâce au spectrogramme nous permettra d’identifier certains mécanismes à l’origine de la largeur de raie des STO au chapitre IV. Du fait de la nouveauté des résultats discutés dans ce manuscrit [83], l’analyse temporelle que nous avons présentée ici ne constitue qu’une première ébauche et n’exploite pas toutes les possibilités offertes par les mesures temporelles. Par exemple, un important travail de caractérisation des différentes sources de bruit au niveau du montage expérimental reste nécessaire pour quantifier correctement le bruit d’amplitude des STO. En ce qui concerne l’analyse des traces temporelles, nous nous sommes également limités aux outils de caractérisation élémentaire. D’autres outils plus évolués restent à être implémentés au cas des STO, comme la variance d’Allan qui permet de déterminer les temps caractéristiques des différents mécanismes de décohérence ou encore l’évaluation du bruit de phase de l’oscillateur.

Dans cette partie nous avons discuté de la caractérisation expérimentale des oscillateurs à transfert de spin. Nous avons tout d’abord décrit le banc de mesure spectrale mis en place pour l’étude des vannes de spin et des jonctions tunnel. La grande sensibilité de l’analyseur de spectre en fait un outil de caractérisation idéal pour établir le comportement général des oscillateurs, comme l’étude des différents modes et de leurs dépendances fréquentielles. Cependant, la caractérisation de la pureté spectrale se limite à une description du pic de précession et de sa largeur de raie mais ne donne aucune information sur les fluctuations qui en sont à l’origine. Pour cela nous avons mis en place un banc de mesure temporelle dédié aux jonctions tunnel du fait de la faible sensibilité de l’oscilloscope temps réel. Cette mesure et le protocole d’analyse que nous avons développé, nous permettent de déterminer l’évolution temporelle des paramètres intrinsèques à l’oscillateur comme son amplitude, sa phase et sa fréquence, dans le régime stationnaire tout comme dans un régime transitoire. Ces données, inaccessibles par l’approche spectrale, nous permettront de mieux décrire l’origine de la pureté spectrale, au chapitre IV.

Chapitre III

Oscillateur à transfert de spin à polariseur perpendiculaire

III.1 Description macrospin	82
III.1.1 Motivation.....	82
III.1.2 Approche macrospin	84
III.1.3 Raffinement du modèle macrospin	91
III.2 Etude expérimentale	95
III.2.1 Réalisation du dispositif.....	96
III.2.2 Caractérisation statique.....	98
III.2.3 Caractérisation dynamique.....	103
III.3 Simulations micromagnétiques	110
III.3.1 Configurations magnétiques inhomogènes	111
III.3.2 Comparaison aux expériences.....	113
III.4 Conclusion	118

Chapitre III - Oscillateur à transfert de spin à polariseur perpendiculaire

Ce chapitre est consacré à la vérification expérimentale du concept d'oscillateur à polariseur perpendiculaire. Nous détaillerons les avantages de cette configuration pour les oscillateurs à transfert de spin et un modèle macrospin présentera la dynamique de l'aimantation sous courant polarisé. Nous verrons que cette approche permet de décrire les observations expérimentales à faible courant. A plus fort courant appliqué, le modèle macrospin est insuffisant et nous aurons recours à des simulations micromagnétiques pour décrire les états dynamiques d'aimantation inhomogène.

III.1 Description macrospin

III.1.1 Motivation

Les performances des oscillateurs à transfert de spin sont intimement liées à la dynamique de l'aimantation. En particulier, la fréquence et l'amplitude du signal micro-onde dépendent de la trajectoire de l'aimantation. L'approche du polariseur perpendiculaire est illustrée figure III.1 (a). Elle consiste à utiliser une couche polarisante fixe (polariseur) à aimantation perpendiculaire au plan des couches et une couche libre à aimantation planaire. La symétrie du polariseur favorise la précession de l'aimantation suivant une trajectoire hors du plan, OPP (Out of Plane Precession) illustrée en rouge figure III.1 (b), alors qu'un polariseur planaire favorise les trajectoires planaires, IPP (In Plane Precession) illustrées en bleu figure III.1 (b). Le signal micro-onde délivré par l'oscillateur dépend de l'amplitude d'oscillation de l'aimantation ou, plus précisément, de l'amplitude de la variation de la projection de l'aimantation sur la direction de référence qui donne lieu à la magnétorésistance dynamique ΔR_{dyn} . Lors d'un mouvement de précession OPP, la projection de l'aimantation sur la direction du polariseur reste presque constante ce qui donne une magnétorésistance négligeable. Pour pouvoir générer une tension micro-onde, une troisième couche magnétique à aimantation planaire, appelée analyseur, doit être ajoutée à la structure. Dans ce cas, la tension u délivrée pour un courant de polarisation I est définie par $u = \Delta R_{dyn} I$ où ΔR_{dyn} est la magnétorésistance dynamique entre la couche libre et l'analyseur. Nous verrons que le polariseur perpendiculaire permet d'induire, pour un courant proche du courant critique et en champ magnétique nul, des trajectoires OPP de très forte amplitude $\Delta R_{dyn}^{OPP} \simeq \Delta R$ maximisant ainsi le signal micro-onde. ΔR représente la magnétorésistance totale, variation entre l'état parallèle et anti-parallèle, et par conséquent constitue la borne supérieure de l'amplitude de magnétorésistance dynamique. A l'inverse, la plupart des structures planaires^{20,21}

²⁰ Ici nous discutons les cas où le champ magnétique est appliqué suivant la direction d'anisotropie de la couche libre.

étudiées ont tendance à favoriser, proche du courant critique, des trajectoires de type IPP de faible amplitude $\Delta R_{dyn}^{IPP} \ll \Delta R$.

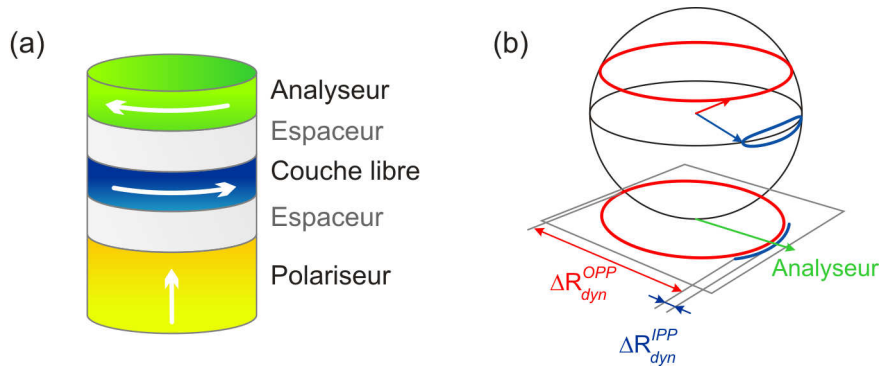


Fig. III.1 – (a) Illustration de la structure à polariseur perpendiculaire, couche libre planaire et analyseur planaire. (b) Visualisation des trajectoires IPP et OPP ainsi que leur magnétorésistance dynamique par rapport à une couche de référence planaire (analyseur).

Outre cet aspect applicatif qui consiste à maximiser le signal de l'oscillateur et s'affranchir du champ externe, les trajectoires OPP possèdent un intérêt fondamental au niveau de la dynamique de l'aimantation. Pour la couche libre planaire, les trajectoires IPP constituent un ensemble de trajectoires autour du minimum d'énergie magnétique. Elles peuvent être étudiées de nombreuses manières car une faible perturbation du système magnétique à l'équilibre suffit à les observer [48, 60, 126-128]. Par contre, les trajectoires OPP sont des trajectoires autour du maximum d'énergie [61, 62] donc difficilement accessibles par les méthodes d'excitation conventionnelles. Le transfert de spin et en particulier l'approche du polariseur perpendiculaire permet de sonder ces états dynamiques de haute énergie et les effets fortement non linéaires qui leur sont associés. Bien qu'en théorie il soit possible d'exciter des trajectoires OPP à l'aide d'un polariseur planaire, cf. paragraphe I.3.2.2, en pratique les densités de courant requises sont trop importantes et une configuration micromagnétique inhomogène apparaît généralement avant d'atteindre le régime OPP.

Le concept du polariseur perpendiculaire fut initialement introduit pour application aux mémoires magnétiques et a fait l'objet de plusieurs brevets [129-131]. Plus généralement les matériaux à aimantation perpendiculaire sont intéressants pour les mémoires car ils permettent de réduire le courant d'écriture par transfert de spin tout en assurant une bonne stabilité thermique de l'information [132]. En ce qui concerne les oscillateurs, Lee [133] fut le premier à prédire l'intérêt d'un polariseur perpendiculaire pour observer une dynamique de l'aimantation OPP en champ appliqué nul. D'autres configurations plus complexes furent ensuite envisagées de manière théorique [134, 135]. Dans ce chapitre, nous présenterons la première réalisation expérimentale d'un oscillateur à transfert de spin à polariseur perpendiculaire et couche libre planaire [46, 136].

²¹ Certaines structures planaires à dépendance angulaire 'anormale' du couple de transfert de spin semblent également favoriser des oscillations OPP à faible courant [18].

III.1.2 Approche macrospin

Nous utiliserons l'approche macrospin comme première approximation pour dégager les principales tendances du système à polariseur perpendiculaire. Nous allons discuter la dynamique de l'aimantation d'une couche mince magnétique de dimensions latérales finies sous l'effet d'un courant polarisé perpendiculairement au plan de la couche. La couche libre est supposée uniformément aimantée dans la direction \hat{x} qui est la direction d'anisotropie ainsi que la direction du champ magnétique externe appliqué, cf. figure III.2. La direction \hat{z} est perpendiculaire au plan de la couche. Les simulations macrospin consistent à résoudre numériquement l'équation LLG (2.19) tenant compte du terme de transfert de spin \vec{T}_{\parallel} , le terme \vec{T}_{\perp} pouvant être négligé pour les vannes de spin :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma_0 \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} + \gamma_0 \frac{a_j}{M_s} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{p}) \quad (2.19)$$

$$\text{avec } a_j = \frac{\hbar}{2e} \frac{g(\theta = \pi/2)}{M_s t} J \quad \text{et} \quad \vec{p} = (0 \ 0 \ 1)$$

Par simplicité, la dépendance angulaire du préfacteur du couple de transfert de spin a_j sera négligée et on choisira $g(\theta) = g(\theta = \pi/2)$. Nous verrons que considérer la dépendance angulaire de a_j revient à renormaliser l'axe du courant dans le diagramme de phase, cf. paragraphe III.1.3.1. En plus des simplifications de l'équation LLG, le modèle macrospin utilisé ne prend en compte ni les effets thermiques ni les effets de couplage dipolaire statique et dynamique ; ce qui revient à se placer à température nulle et en négligeant la présence du polariseur et de l'analyseur.

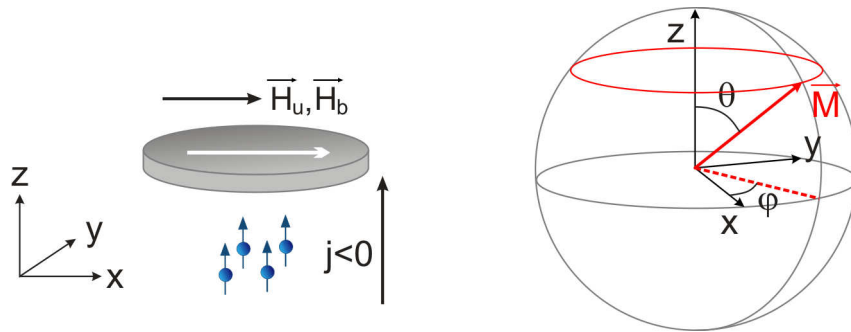


Fig. III.2 – Description de la géométrie étudiée. Le modèle macrospin décrit la dynamique de l'aimantation de la couche libre à aimantation planaire soumise à un courant polarisé perpendiculairement au plan. Les autres couches magnétiques ne sont pas prises en compte.

Nous allons utiliser ce modèle macrospin pour décrire les différents états du système magnétique. Nous construirons pour cela son diagramme de phases en nous intéressant particulièrement aux états dynamiques. Une approche alternative pour obtenir le diagramme de phases consiste à déterminer les limites de stabilité des états statiques. Cette approche se base sur la linéarisation de l'équation LLG qui est valable pour une faible perturbation de l'aimantation autour de son état d'équilibre statique. Elle permet d'obtenir une formulation analytique ou quasi-analytique des lignes critiques du diagramme de phases et a été appliquée à différentes configurations d'empilements magnétiques [84, 137-139].

III.1.2.1 Diagramme de phases

Considérons l'aimantation dans un état initial suivant la direction \hat{x} . Le champ externe H_b et le champ d'anisotropie uniaxiale H_u sont également dans la direction \hat{x} . La valeur du champ d'anisotropie a été fixée à 100 Oe pour rendre compte de l'anisotropie de forme de la couche libre de l'échantillon qui sera discuté dans la partie expérimentale. Cette valeur correspond à une couche magnétique parallélépipédique de dimensions $60 \times 70 \times 3.5 \text{ nm}^3$. Les autres paramètres importants des simulations sont détaillés dans le tableau III.1.

Paramètre		Valeur
Aimantation à saturation	M_S	880 emu/cm ³
Amortissement	α	0.02
Taux polarisation	η	0.3
Dépendance angulaire de a_j	$g(\theta) = g(\theta = 90^\circ)$	0.17
Champ d'anisotropie	H_u	100 Oe

Tab. III-1 – Paramètres utilisés dans les simulations macros spin.

Etats accessibles. Le diagramme de phases est présenté figure III.3 (a). On remarque qu'il est très différent de celui d'une configuration à polariseur planaire. Il est symétrique par rapport aux axes de courant et champ et ne présente pas d'états dynamiques IPP. On peut distinguer trois états stables : deux états statiques, IPS (In Plane Stable) et OPS (Out of Plane Stable) où l'aimantation est orientée respectivement dans le plan et perpendiculairement au plan de la couche magnétique, et un unique état dynamique OPP (Out of Plane Precession) où l'aimantation précesse hors du plan de la couche.

Pour comprendre l'origine de ces trois états, il faut s'intéresser à la direction du couple de transfert de spin. Partant d'un état statique IPS, le courant polarisé suivant \hat{z} induit un couple de transfert de spin perpendiculaire au plan de la couche magnétique, dont le sens dépend du signe du courant. Le couple de transfert de spin s'oppose au couple de précession qui lui aussi est perpendiculaire au plan de la couche. Dans ce cas, l'aimantation effectue une rotation dans le plan par rapport à sa position statique d'un angle φ_0 , cf. figure III.3 (b), pour que le couple de précession vienne compenser le couple de transfert de spin. Si tel est le cas, l'aimantation conserve un état statique dans le plan (IPS) qui n'est plus suivant sa direction d'anisotropie et ne correspond donc plus au minimum d'énergie.

Le couple de précession présente un maximum entre 0 et 90° dépendant de la valeur du champ externe appliqué. En conséquence pour une densité de courant élevée, notée j_{c1} , le couple de précession n'est plus suffisant pour compenser le couple de transfert de spin et l'état IPS devient instable. L'expression de cette première ligne critique d'instabilité est donnée par j_{c1} [136, 138] :

$$j_{c1} = \frac{2e}{\hbar} \frac{M_S t}{g(\pi/2)} (H_u \sin \varphi_c \cos \varphi_c + H_b \sin \varphi_c) \quad (2.20)$$

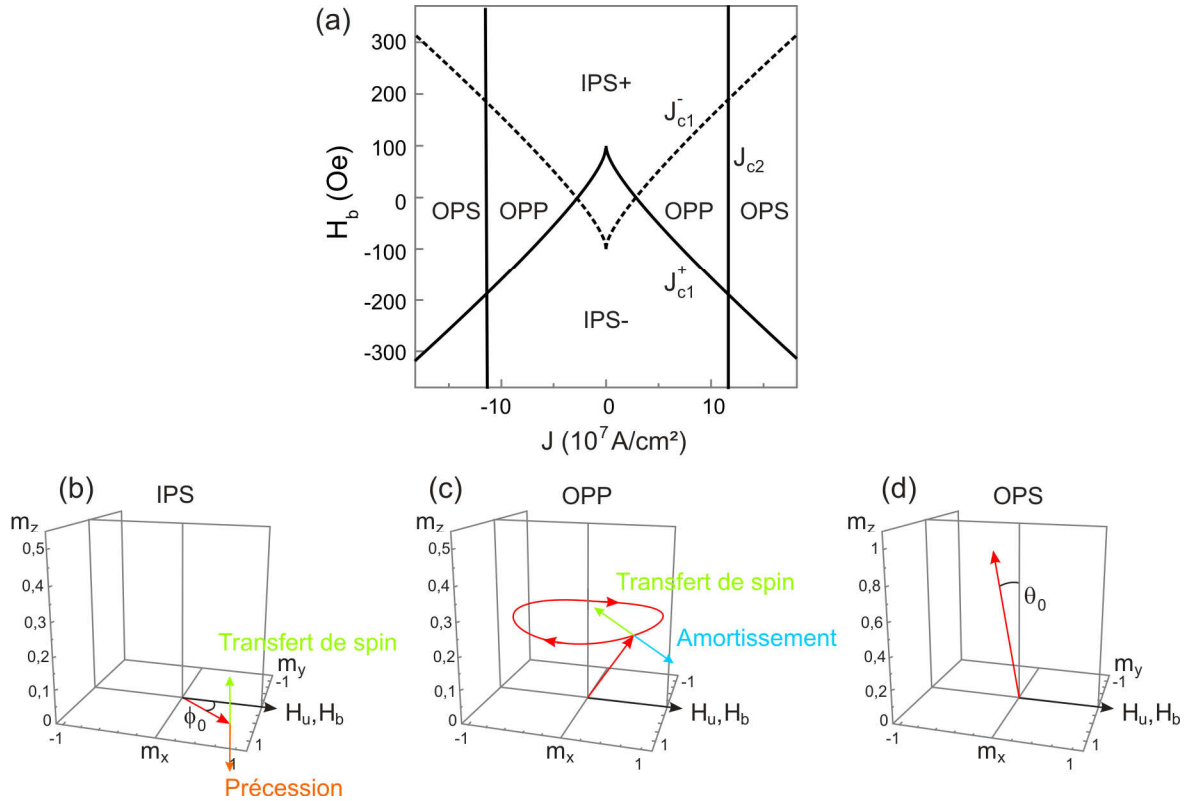


Fig. III.3 – (a) Diagramme de phases de la couche libre. Ce diagramme est obtenu en partant d'un état statique IPS et en augmentant le courant. (b), (c) et (d) Illustration des trois états accessibles pour l'aimantation de la couche libre.

Ici φ_c représente l'angle de désalignement maximal de l'aimantation par rapport à sa position d'équilibre dans le plan qui correspond au maximum du couple de précession :

$$\cos \varphi_c = -\frac{H_b}{2H_u} \pm \sqrt{\left(\frac{H_b}{2H_u}\right)^2 + \frac{1}{2}} \quad (2.21)$$

L'équation (2.21) permet de définir une branche de la ligne critique j_{c1} dans chacun des quatre quadrants du diagramme de phases champ-courant, cf. figure III.3 (a). On appellera IPS+ (respectivement IPS-) l'état planaire statique pour lequel la composante de l'aimantation suivant sa direction d'anisotropie \hat{x} est positive (respectivement négative). L'état initial IPS+ devient instable lorsque la densité de courant atteint la valeur j_{c1}^+ .

Pour $j > j_{c1}(H_b)$, les simulations macrospin montrent que l'aimantation saute brutalement sur une trajectoire de type OPP avec une composante moyenne hors du plan $\langle m_z \rangle$ donnée par l'équation (2.22) où $H_d = 4\pi M_s$ est l'amplitude du champ démagnétisant. Le couple de transfert de spin ne s'oppose plus au couple de précession (tangent à la trajectoire) mais s'oppose au couple d'amortissement et permet de soutenir une précession entretenue de l'aimantation, cf. figure III.3 (c).

$$\langle m_z \rangle = -\frac{a_j}{\alpha(H_d + H_u/2)} \simeq -\frac{a_j}{\alpha H_d} \quad (2.22)$$

Il est important de noter que le mode OPP excité n'est pas de même nature que les modes propres du système en l'absence de courant qui sont de type IPP et que la transition depuis le régime statique se passe de manière abrupte. Pour une densité de courant croissante, au-delà de j_{c1} , le couple de transfert de spin a tendance à pousser l'aimantation de plus en plus hors du plan augmentant la valeur de $\langle m_z \rangle$ et fermant le cône de précession. Pour une densité de courant j_{c2} le cône de précession sera complètement fermé et l'aimantation atteint un état stable statique perpendiculaire au plan appelé OPS, cf. figure III.3 (d), qui correspond au maximum d'énergie du système magnétique. En champ appliqué nul l'aimantation est strictement perpendiculaire au plan. En champ appliqué non nul, le maximum d'énergie est décalé dans la direction opposée au champ magnétique et l'aimantation s'incline d'un angle θ_0 comme illustré figure III.3 (d). Pour des champs appliqués faibles devant le champ démagnétisant²² la ligne critique j_{c2} est indépendante du champ appliqué et définie par :

$$j_{c2} = \alpha \left(\frac{2e}{\hbar} \frac{M_s t}{g(\pi/2)} \right) \left(H_d + \frac{H_u}{2} \right) \quad (2.23)$$

Au-delà de j_{c2} , l'état OPS reste stable. Dans ce paragraphe nous avons discuté le diagramme de phases pour des densités de courant croissantes. Nous verrons au prochain paragraphe que des zones hystérétiques apparaissent suivant le sens de balayage du diagramme en courant et champ.

Bi-stabilités. Un champ d'anisotropie H_u non nul donne naissance à une zone 1 de bi-stabilité IPS+/IPS- au centre du diagramme, cf. figure III.4. Pour un champ appliqué donné dans cette région 1 de bi-stabilité, $-H_u < H_b < H_u$, les densités de courant critiques pour atteindre l'état OPP dépendent de l'état initial IPS+ ou IPS-. Ainsi il apparaît quatre nouvelles zones de bi-stabilité entre les états IPS et OPS, notées 2 sur la figure III.4.

On peut ensuite définir quatre autres zones de bi-stabilité IPS/OPS, numérotées 4, par le croisement des lignes critiques j_{c1} et j_{c2} . Partant d'un état initial IPS sous fort champ appliqué, le champ permet au couple de précession de compenser le couple de transfert de spin même pour des densités de courant excédant j_{c2} . Lorsque finalement le transfert de spin devient suffisamment fort pour vaincre le couple de précession, le couple d'amortissement ne permet pas de soutenir une trajectoire OPP et le système transite directement vers un état OPS. Réciproquement, partant d'un état OPS à fort champ appliqué dans le plan, cet état peut être maintenu pour des densités $j_{c2} < j < j_{c1}$.

Enfin, nous avons vu que lorsque l'aimantation entre dans le régime OPP pour $j > j_{c1}$, elle possède une composante $\langle m_z \rangle \simeq -a_j / \alpha H_d$ qui peut être importante. Il est alors possible de diminuer le courant et tout en conservant un état OPP avec une composante $\langle m_z \rangle$ réduite jusqu'à une densité de courant j_{c4} . Au niveau du diagramme de phase, cette zone 3 de bi-stabilité permet d'étendre la région de précession OPP. Pour donner une description plus physique de cette bi-stabilité, il faut se rapporter à la surface d'énergie, cf. figure III.5.

²² Cette condition sera toujours vérifiée dans les systèmes réels étudiés par la suite.

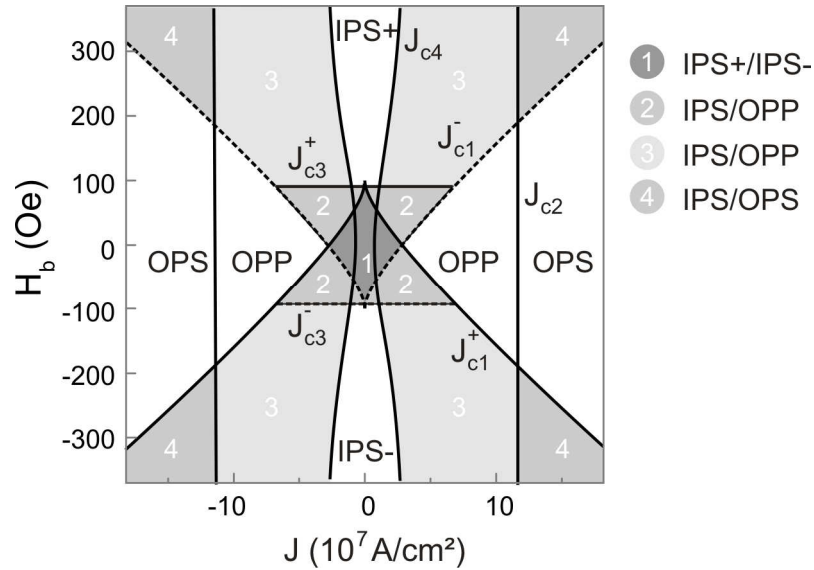


Fig. III.4 – Diagramme de phases complet de la couche libre. Contrairement au cas du diagramme simplifié présenté figure III.3, ici l'état initial n'est pas obligatoirement un état IPS ce qui permet de mettre en évidence quatre types de bi-stabilité.

Pour plus de simplicité, on considère le champ magnétique externe nul et on s'intéresse uniquement au profil d'énergie selon l'angle dans le plan φ . Partant de l'état IPS ($\varphi = 0$), l'augmentation du courant fait tourner l'état initial d'un angle φ_0 . Pour $\varphi = 45^\circ$, le couple de précession est maximal et, au-delà, le système transite vers une trajectoire OPP de haute énergie (forte composante $\langle m_z \rangle$). Cependant, il existe des trajectoires OPP de plus faible énergie accessibles en diminuant le courant. Ainsi l'état OPP peut être maintenu pour des densités de courant $j_{c1} < j < j_{c4}$. Pour $j = j_{c4}$, il n'y a plus de trajectoire OPP accessible et l'aimantation retourne vers un état statique IPS.

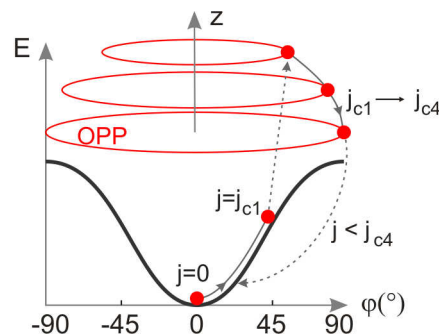


Fig. III.5 – La courbe noire représente le profil d'énergie de la couche libre suivant l'angle φ . En courant croissant, pour $j > j_{c1}$, l'aimantation transite vers un état OPP à forte composante hors du plan. Cet état peut ensuite être maintenu pour des densités de courant plus faibles $j_{c1} < j < j_{c4}$.

III.1.2.2 Dépendances fréquentielles des modes OPP

Dans l'approximation $g(\theta) = g(\theta = \pi/2)$, le diagramme de phases obtenu pour la couche libre planaire soumise à un courant polarisé hors du plan est complètement symétrique et relativement complexe du fait des nombreuses zones de bi-stabilité, figure III.4. Cependant d'un point de vue

dynamique, il n'existe qu'un seul type de trajectoire possible : les trajectoires OPP. Dans cette section, nous allons discuter les dépendances fréquentielles en fonction des courants et champs appliqués.

Plusieurs approches permettent de calculer la fréquence de précession d'une trajectoire. On peut l'extraire de simulations numériques par l'analyse fréquentielle de la trajectoire de l'aimantation. On peut également se baser sur l'approximation de trajectoires d'énergie constante²³ pour dériver de manière quasi-analytique les dépendances en courant et champ des trajectoires OPP [138].

L'équation (2.22) montre que la composante hors du plan de l'aimantation est proportionnelle au courant, ce qui signifie que le champ démagnétisant est lui aussi proportionnel au courant. Excepté pour de faibles valeurs de $\langle m_z \rangle$, le champ démagnétisant sera généralement très supérieur aux champs appliqués et d'anisotropie dans les systèmes que nous étudierons. On peut donc assimiler le champ effectif au champ démagnétisant. Dans cette approximation, la fréquence de précession est donnée par :

$$f = \frac{\gamma}{2\pi} 4\pi M_s \langle m_z \rangle = \frac{\gamma}{2\pi} \frac{\hbar}{2e} \left(\frac{g(\theta = \pi/2)}{M_s t} \right) \frac{J}{\alpha} \quad (2.24)$$

Cette augmentation linéaire de la fréquence avec le courant est confirmée par les simulations macrospin, comme le montre la figure III.6 (a). Physiquement, on peut dire que l'augmentation du courant a tendance à pousser l'aimantation hors du plan ce qui entraîne une augmentation du champ démagnétisant et de la fréquence de précession. En même temps, le cône de précession de l'aimantation diminue comme indiqué figure III.6 (b).

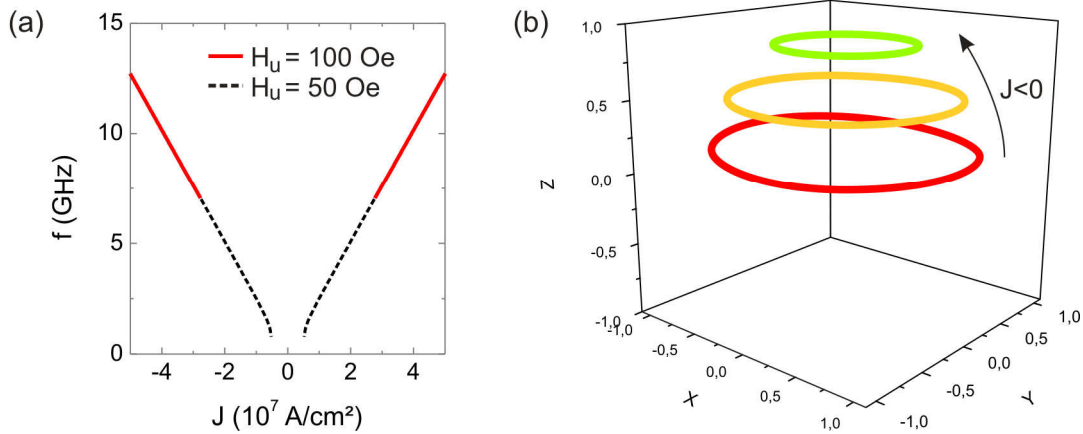


Fig. III.6 – (a) Dépendance en courant de la fréquence de précession du mode OPP pour deux valeurs de champ d'anisotropie. Le courant critique j_{cl} d'apparition de ce mode est proportionnel à l'anisotropie. (b) Illustration des trajectoires OPP pour des courants négatifs.

Le même type d'argument permet d'expliquer la dépendance en champ présentée figure III.7 (a). Dans ce cas, le champ magnétique appliqué a tendance à ramener l'aimantation vers le plan de la couche, cf. figure III.7 (b). Ainsi la composante moyenne hors du plan de l'aimantation, $\langle m_z \rangle$,

²³ Les trajectoires OPP, sous l'action d'un courant polarisé hors du plan, sont très proches des trajectoires d'énergie constante. Les différences entre ces deux types de trajectoires ne sont visibles qu'à très faible courant.

diminue et par conséquent la fréquence de précession diminue. Le lecteur attentif aura noté que pour un champ appliqué suivant $-\hat{x}$, l'aimantation précesse autour d'un axe incliné suivant $+\hat{x}$. Comme nous l'avons déjà mentionné, le mode OPP est un état dynamique autour du maximum d'énergie du système qui se trouve opposé à la direction du champ magnétique appliqué.

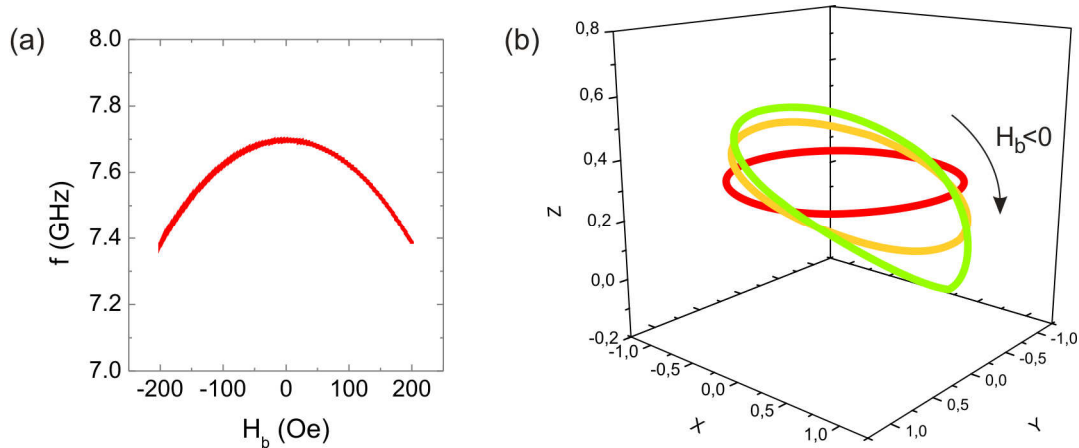


Fig. III.7 – (a) Dépendance en champ de la fréquence de précession du mode OPP et (b) illustration des trajectoires en champ négatif.

En conclusion, on peut considérer que la fréquence de précession du mode OPP présente une augmentation linéaire avec le courant et une diminution quasi-parabolique avec le champ. Ces dépendances sont opposées à celles des modes IPP observés dans les systèmes planaires. Cette différence nous permettra par la suite d'identifier de manière expérimentale, la nature du mode observé.

III.1.2.3 Application aux oscillateurs à transfert de spin

Pour conclure cette partie descriptive, il est intéressant de noter quelques spécificités du polariseur perpendiculaire avantageuses pour les oscillateurs à transfert de spin. Premièrement, on constate que la gamme de fréquences théoriquement accessibles est extrêmement importante. La figure III.6 suggère une accordabilité de l'oscillateur de 1000%, la fréquence maximale étant uniquement déterminée par l'aimantation à saturation du matériau considéré. Il s'agit évidemment d'une accordabilité théorique et, en pratique, la validité du modèle macrospin sera atteinte bien avant la fréquence maximale. En effet, les modes à haute fréquence sont des modes à haute énergie et nous verrons par la suite que des effets micromagnétiques apparaissent à fort courant et ne permettent plus d'utiliser l'hypothèse macrospin. Cependant la forte pente df/dI devrait permettre d'atteindre une accordabilité d'au moins 100% sur une faible gamme de courants. Cette accordabilité df/dI peut de plus être ajustée en adaptant le matériau : augmenter l'aimantation à saturation permet de repousser la ligne critique j_{c2} et ainsi diminuer l'accordabilité, cf. équation (2.24).

Le second atout de la structure à polariseur perpendiculaire est la possibilité d'agir simplement sur le courant critique. L'expression de j_{c1} , équation (2.20), montre que pour une couche libre de matériau et épaisseur donnés, le courant critique est déterminé par l'anisotropie. Ainsi une faible anisotropie de forme permet de réduire considérablement le courant critique, alors qu'un oscillateur

fortement anisotrope présentera un courant critique accru. Enfin, il faut ajouter que l'oscillateur est capable de fonctionner en l'absence de champ magnétique externe, ce qui est indispensable au vu des contraintes exposées dans la partie I.4.

III.1.3 Raffinement du modèle macrospin

Le modèle présenté ci-dessus constitue une sur-simplification de l'oscillateur à transfert de spin à polariseur perpendiculaire et permet, dans la plupart des cas, uniquement une description très qualitative des résultats expérimentaux. Il est possible de raffiner le modèle macrospin pour obtenir un meilleur accord avec les expériences. Pour cela, nous allons d'abord décrire l'effet de la dépendance angulaire du couple de transfert de spin qui était supposée constante dans le cas précédent. Ensuite nous discuterons des effets thermiques sur le diagramme de phase. Finalement, nous verrons de manière succincte quelle est l'influence de la couche de référence à aimantation plane sur la dynamique de l'aimantation de la couche libre. Nous nous intéresserons isolément au couple de transfert de spin généré par la couche de référence sur la couche libre et au couplage dipolaire dynamique de ces deux couches dans le régime de précession.

III.1.3.1 Dépendance angulaire du couple de transfert de spin

Dans le modèle de Slonczewski, le préfacteur du couple de transfert de spin a_j dépend de l'angle θ entre la direction de la polarisation et l'aimantation de la couche libre. Cette dépendance est exprimée par le terme $g(\theta)$ présenté figure III.8 (a).

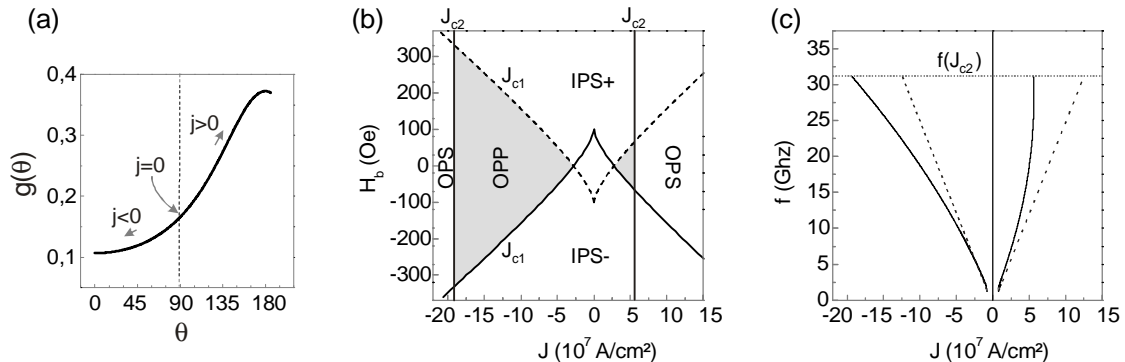


Fig. III.8 – (a) Dépendance angulaire $g(\theta)$ du couple de transfert de spin. (b) Diagramme de phases de la couche libre en tenant compte de la dépendance angulaire de $g(\theta)$. (c) Dépendance en courant de la fréquence de précession. Les lignes pointillées représentent le cas où $g(\theta)$ est supposé constant et les lignes continues tiennent compte de la dépendance angulaire.

Dans le cas du polariseur perpendiculaire, à l'état statique, on a $g(\theta) = g(\theta = \pi/2)$. Par contre, en régime OPP, un courant positif a tendance à augmenter la valeur de $g(\theta)$ et un courant négatif à la diminuer, cf. figure III.8 (a). Le transfert de spin est plus intense en courant positif qu'en courant négatif. En conséquence, on a $J_{c2}(j > 0) < J_{c2}(j < 0)$. La figure III.8 (b) montre que la dépendance angulaire se manifeste comme une renormalisation non linéaire, de l'axe du courant du diagramme de

phase. Au niveau de la dynamique, la fréquence maximale atteinte pour $j = j_{c2}$ dépend uniquement du matériau considéré et n'est donc pas modifiée par la forme de $g(\theta)$. La gamme de fréquence des modes OPP est inchangée mais la dépendance en courant n'est plus linéaire, cf. figure III.8 (c). La prise en compte de la dépendance angulaire du couple de transfert de spin introduit une forte asymétrie dans le diagramme de phases et une non linéarité de la dépendance fréquence/courant. On notera cependant que les lignes critiques j_{c1} et j_{c4} ne sont pas, ou très peu, modifiées [140].

III.1.3.2 Effets thermiques

Des études théoriques et expérimentales, cf. paragraphe I.3.3.1, ont montré que l'activation thermique modifie profondément le diagramme de phases des structures planaires calculé dans une approximation macrospin à température nulle. Pour modéliser l'effet d'une température finie T , nous avons ajouté à l'équation (2.19) un terme de champ stochastique dont la norme est donnée par une variable aléatoire de distribution Gaussienne de largeur H_T et de direction aléatoire :

$$H_T = \sqrt{\frac{2\alpha k_B T}{\gamma_0 \mu_0 M_S V dt}} \quad (2.25)$$

V est le volume de la couche magnétique et dt le pas d'intégration des simulations (1 fs). Comme discuté dans la référence [85], la température T est à considérer comme une température effective et non comme la température réelle du système physique du fait de la durée relativement courte des simulations qui ne permet pas forcément aux effets stochastiques de se manifester. Dans cette approche, nous avons simulé le diagramme de phases pour des températures de 300, 1000 et 3000 K. La figure III.9 compare les résultats de simulations pour les cas à température nulle et à 3000 K.

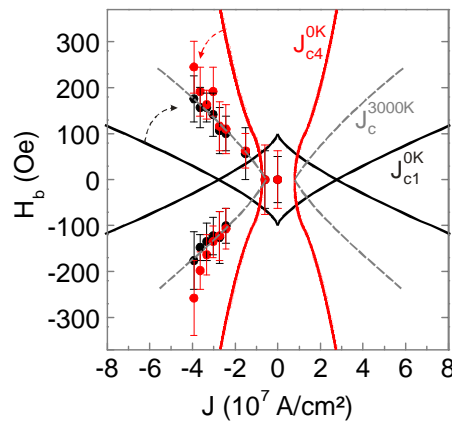


Fig. III.9 – Comparaison du diagramme de phases macrospin à température nulle (lignes continues) et à 3000 K (points). Les valeurs obtenues en courant croissant (décroissant) sont représentées en noir (rouge). Chaque point représente la valeur moyenne de la densité de courant critique j_{c1} (noir) ou j_{c4} (rouge) pour vingt simulations et la barre d'erreur associée correspond à la dispersion maximale des résultats. Les traits en pointillés illustrent le diagramme de phases obtenu dans la limite des hautes températures.

Nous avons montré que l'activation thermique peut provoquer des transitions stochastiques entre les deux états d'une zone de bi-stabilité. Par exemple, pour l'aimantation initialement dans un état IPS, l'activation thermique peut déclencher une oscillation OPP de manière prématurée pour une densité de courant $j < j_{c1}$ et $j > j_{c4}$. Ces transitions étant aléatoires, plusieurs simulations doivent être réalisées pour pouvoir déduire une valeur moyenne des lignes critiques j_{c1} et j_{c4} . On trouve ainsi que l'augmentation de la température a tendance à rapprocher ces deux lignes critiques et à réduire la zone de bi-stabilité IPS/OPP. Pour des températures effectives de 300 et 1000 K, la zone de bi-stabilité persiste à fort courant. Par contre, pour la valeur de 3000 K, les lignes critiques j_{c1} et j_{c4} se superposent et le diagramme obtenu devient complètement réversible comme le montre la figure III.9. On notera que la zone de bi-stabilité IPS+/IPS- disparaît également ce qui suggère qu'en champ nul, la couche libre est super-paramagnétique. A haute température, le diagramme de phases ne présente qu'une unique ligne critique délimitant deux zones triangulaires de précession OPP. Nous verrons dans la partie expérimentale que ce type de diagramme est fréquemment rencontré pour des échantillons de faible taille.

III.1.3.3 Transfert de spin de l'analyseur

Pour prendre en compte l'effet du courant polarisé par l'analyseur sur la couche libre, nous avons réalisé des simulations macrospin à deux termes de transfert de spin : l'un correspondant à une polarisation perpendiculaire pour modéliser le polariseur et l'autre à une polarisation planaire pour modéliser l'analyseur. La figure III.10 montre la superposition des trois diagrammes de phases. Les lignes rouges correspondent au cas du polariseur perpendiculaire seul, les lignes bleues au cas de l'analyseur planaire seul, et les lignes noires représentent le diagramme obtenu en tenant compte des deux polarisations. Seule la région de courant positif est représentée.

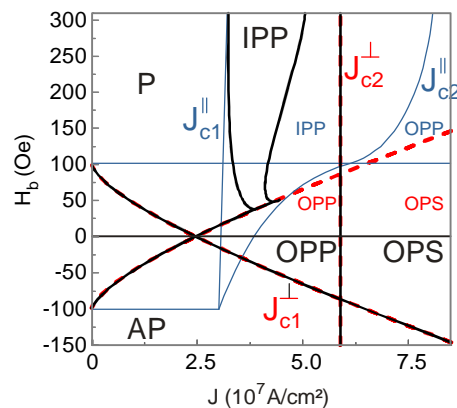


Fig. III.10 – Diagramme de phases simulé de la couche libre en tenant compte uniquement du couple de transfert de spin issu du polariseur (rouge), de l'analyseur (bleu) ou les deux (lignes noires).

Lorsque les deux termes de polarisation sont pris en compte, on constate qu'en champ négatif le transfert de spin provenant de l'analyseur n'a aucun effet et que le diagramme de phases complet se superpose à celui du polariseur perpendiculaire seul. A fort champ positif, $H_b > H_u$, on observe un mode IPP au-delà du courant critique j_{c1} qui évolue en mode OPP pour une densité de courant bien

inférieure à j_{c2}^{\parallel} . Dans cette région, le comportement de la structure complète est similaire à celui d'un polariseur planaire, avec une transition IPP vers OPP, sauf que la densité de courant critique j_{c2}^{\parallel} est fortement modifiée par la présence du polariseur perpendiculaire. A plus fort courant, on obtient un état statique OPS. L'effet de transfert de spin de la couche analysante est d'ajouter une zone d'excitation dans deux des quatre quadrants du diagramme de phases. L'allure générale du diagramme reste cependant dominée par l'effet de la polarisation perpendiculaire.

III.1.3.4 Couplage dipolaire dynamique

Dans la structure à polariseur perpendiculaire, on peut dissocier deux contributions magnétostatiques au niveau de la couche libre. D'une part, le polariseur rayonne un champ magnétique inhomogène, principalement perpendiculaire à la couche libre. D'autre part, en l'absence de champ externe, la couche libre et l'analyseur sont couplés de manière antiparallèle pour permettre aux lignes de champ rayonné de boucler, cf. figure III.11 (b). Au niveau du diagramme de phases, ce couplage statique revient à ajouter un décalage sur l'axe du champ. Le champ perpendiculaire du polariseur n'a pas d'effet significatif sur le diagramme de phases, si ce n'est une modification de la ligne critique j_{c2} .

L'impact du couplage dipolaire sur la dynamique de l'aimantation est lui plus délicat à quantifier et nécessiterait une étude qui dépasse largement le cadre de ce manuscrit. Il est clair que lorsque la couche libre précesse dans un mode OPP, le champ dipolaire dynamique qu'elle rayonne est de forte amplitude puisqu'elle peut effectuer une rotation complète à 360° . Ce champ magnétique radiofréquence peut exciter de manière résonante les autres couches de l'empilement. Pour estimer l'importance ou non du couplage dipolaire entre les couches nous avons résolu de manière couplée les équations LLG pour un système composé d'une couche libre et d'une couche analysante. Seule la couche libre subit l'action du transfert de spin du polariseur. Le transfert de spin entre la couche libre et l'analyseur est négligé mais ces deux couches sont couplées par une interaction dipolaire réciproque. L'effet du champ dynamique sur le polariseur est quant à lui négligé sous l'hypothèse qu'il présente une anisotropie bien supérieure au champ dipolaire rayonné et donc qu'il y est peu susceptible. Les simulations sont réalisées à champ effectif nul, c'est-à-dire que nous avons ajouté un champ magnétique externe de manière à compenser le champ statique rayonné par l'analyseur H_{dip} sur la couche libre. On ramène ainsi la couche libre en champ appliqué effectif nul, $\vec{H}_b^{eff} = \vec{0} \Leftrightarrow \vec{H}_b + \vec{H}_{dip} = \vec{0}$.

On trouve dans ce cas, que la précession OPP de la couche libre induit une précession de type IPP au niveau de l'analyseur, cf. figure III.11 (d). Cette excitation couplée modifie profondément le comportement dynamique de l'oscillateur, comme le montre la figure III.11 (c). En particulier la pente de la dépendance fréquence/courant est réduite par rapport au cas non couplé et il apparaît une saturation à fort courant. Cette étude préliminaire ne nous a pas permis de conclure de manière définitive sur la nature de la saturation. Il semble cependant que cette fréquence de saturation coïncide avec la fréquence de résonance de l'analyseur. On peut donc supposer que la saturation de fréquence est due à la synchronisation de la fréquence de précession de la couche libre sur celle de l'analyseur. Des travaux réalisés par D. Gusakova [139] sur la dynamique de couches magnétiques couplées par interaction RKKY montrent des résultats similaires qui confortent l'hypothèse précédente.

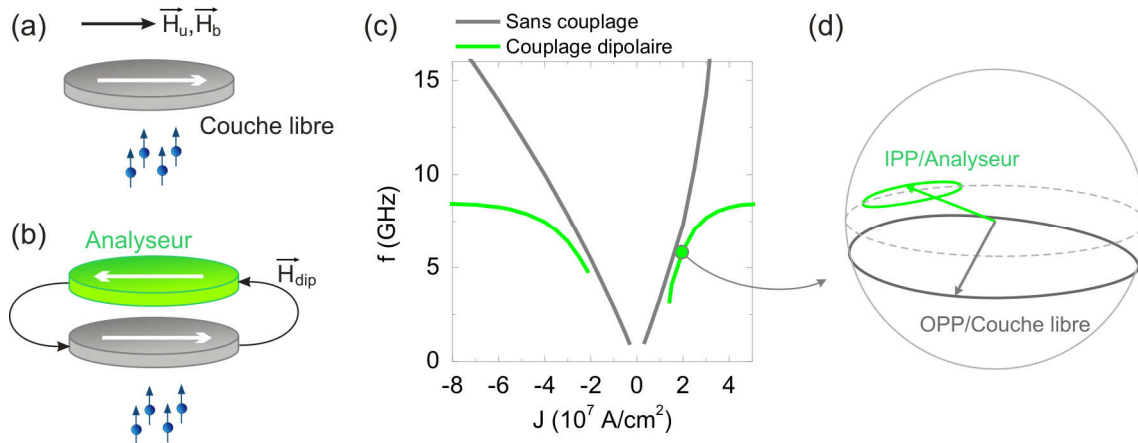


Fig. III.11 – Illustration du modèle macrospin en l’absence (a) et en présence (b) du couplage dipolaire de la couche libre avec l’analyseur. (c) Dépendance en courant de la fréquence du mode de précession sans (gris) et avec (vert) couplage dipolaire. (d) Trajectoires des aimantations de la couche libre et de l’analyseur pour le mode de précession couplé.

Nous avons également étudié l’effet du couplage dynamique par transfert de spin entre l’analyseur et la couche libre, en plus du couplage magnétodynamique. Le couplage par transfert de spin semble n’avoir qu’un rôle infime au moins pour le champ considéré. Nous verrons dans la partie consacrée aux simulations micromagnétiques que le modèle macrospin ne s’applique que dans la limite des faibles densités de courant. On retiendra donc que le couplage dipolaire a pour conséquences principales une diminution générale des fréquences de précession ainsi qu’une diminution des pentes df/dI .

Les discussions précédentes sur les différents raffinements possibles du modèle macrospin n’ont pas vocation à proposer un modèle permettant de décrire de manière précise le comportement de l’oscillateur à polariseur perpendiculaire. Le but est de mettre en avant les éléments robustes et caractéristiques, à la fois statiques et dynamiques, qui permettront de valider de manière non ambiguë le concept du polariseur perpendiculaire, c’est-à-dire la possibilité d’induire une précession d’amplitude maximale dans la couche libre. A ce stade, on peut conclure que le diagramme de phases doit présenter une zone d’excitation OPP ‘triangulaire’ et symétrique en courant. Ces excitations OPP seront alors caractérisées par une augmentation de fréquence en courant (plus ou moins marquée suivant l’effet du couplage dipolaire) et une diminution en champ. D’autres modes de précession de type IPP peuvent également apparaître à cause de la composante planaire de la polarisation due à l’analyseur.

III.2 Etude expérimentale

Nous allons, dans cette partie, confronter le modèle théorique aux données expérimentales. Nous détaillerons les résultats obtenus sur un échantillon de forme elliptique de dimension 60×70 nm² (il s’agit des dimensions des grand et petit axes de l’ellipse). Les résultats que nous présenterons ont été

reproduits sur de nombreux autres échantillons de dimensions comparables. Nous débuterons par une étude de la réponse magnétorésistive statique sous champ et courant appliqués puis nous discuterons les modes dynamiques observés.

III.2.1 Réalisation du dispositif

La structure à polariseur perpendiculaire peut être décomposée en trois parties : le polariseur, la couche libre et une couche de référence à aimantation planaire appelée analyseur. La sous-structure polariseur/couche libre sert à induire les oscillations de type OPP et la sous-structure couche libre/analyseur sert à la détecter.

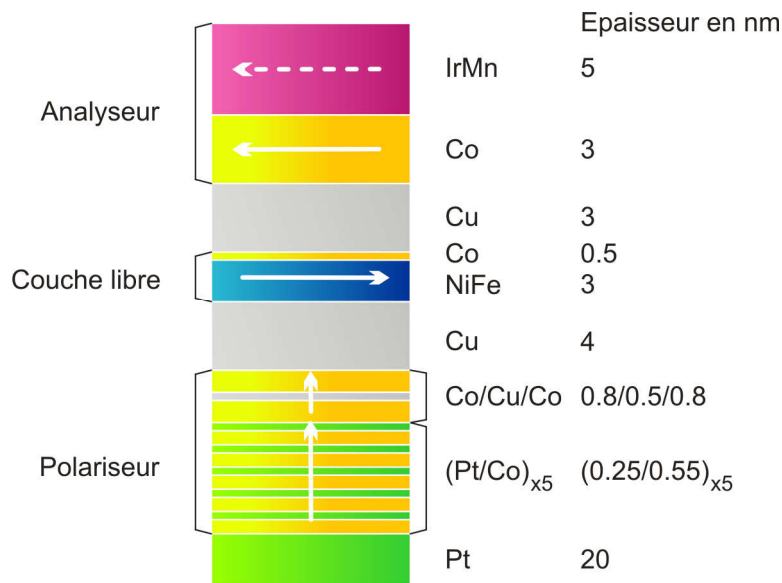


Fig. III.12 – Structure détaillée de l’oscillateur à polariseur perpendiculaire. Le polariseur est composé d’une multicouche Co/Pt à forte anisotropie perpendiculaire qui permet de maintenir l’aimantation de la couche de cobalt laminée hors du plan. Le cobalt laminé permet une bonne polarisation en spin du courant. L’analyseur est une simple couche de cobalt piégée par un antiferromagnétique pour augmenter sa rigidité. Son rôle est de fournir un signal magnétorésistif lors de la précession hors du plan de la couche libre.

Le polariseur doit avoir une forte anisotropie hors du plan de manière à ce que son aimantation reste fixement perpendiculaire même sous l’effet de la structuration de l’empilement et des champs dipolaires rayonnés par les couches voisines. Pour cela on peut utiliser soit des matériaux présentant naturellement une anisotropie perpendiculaire, comme l’alliage ordonné de fer/platine [141], soit des multicouches pour lesquelles le couplage interfacial fait sortir l’aimantation du plan, par exemple à base de cobalt/platine [46] ou cobalt/nickel [132]. Pour cette étude, nous avons choisi d’utiliser une multicouche Co/Pt pour laquelle l’épaisseur des couches et le nombre de répétitions ont été optimisés de manière à présenter une anisotropie perpendiculaire maximale. L’empilement complet est présenté figure III.12. Cependant cette multicouche présente un faible taux de polarisation en spin étant donné que l’épaisseur cumulée de cobalt (2.75 nm) est faible devant sa longueur de diffusion de spin (de l’ordre de 30 nm) et le platine est fortement dépolarisant. Une bonne polarisation en spin est

essentielle pour obtenir un courant critique pour le régime dynamique le plus faible possible. Un courant critique trop important peut conduire à la dégradation de l'empilement. De plus, l'effet du champ d'Oersted favorise une configuration magnétique inhomogène qui pourrait modifier le comportement de l'oscillateur par rapport aux prédictions macrospin. Pour augmenter la polarisation du courant, nous avons ajouté par-dessus la multicouche Co/Pt une couche de cobalt laminée avec du cuivre qui permet une forte polarisation du courant. Même si l'épaisseur cumulée de cobalt reste inférieure à sa longueur de diffusion de spin, il a été montré que la lamination de cuivre permet d'augmenter fortement le taux de polarisation [142], ce qui revient à une longueur de diffusion de spin effective réduite. Isolée, la couche de cobalt laminée présente une anisotropie planaire cependant le couplage avec la multicouche Co/Pt permet de maintenir son aimantation perpendiculaire compte tenu de sa faible épaisseur.

La seule restriction au niveau de la couche libre est le fait qu'elle doit présenter une faible aimantation à saturation et une faible épaisseur pour maintenir un courant critique faible (de l'ordre de 10^7 A/cm²).

En ce qui concerne la couche analysante, elle doit d'abord avoir une direction d'aimantation bien définie. Pour cela, elle est piégée par une couche antiferromagnétique orientée, grâce à un recuit sous champ, selon la direction d'anisotropie de la couche libre. Ensuite, elle ne doit pas perturber la couche libre, en ce sens que la dynamique de la couche libre doit être régie par le courant polarisé perpendiculairement et non par la composante planaire liée à l'analyseur. L'analyseur doit donc être une couche faiblement polarisante. Nous avons choisi une couche de cobalt d'épaisseur faible (3 nm) devant sa longueur de diffusion de spin.

La croissance des films magnétiques fut réalisée au laboratoire Spintec par B. Rodmacq et la nanofabrication par B. Delaët, M. Brunet et F. Ponthenier au Leti. Les étapes de fabrication sont illustrées figure III.13. La première étape consiste à réaliser l'électrode inférieure damascène, c'est-à-dire enterrée dans le substrat. Pour cela, on dépose une couche d'oxyde (SiO₂) sur le substrat. Cette couche est ensuite gravée et on vient faire croître du cuivre de manière électrolytique. La couche obtenue est finalement planarisée par CMP (Chemical-Mechanical Planarization), cf. figure III.13 (1).

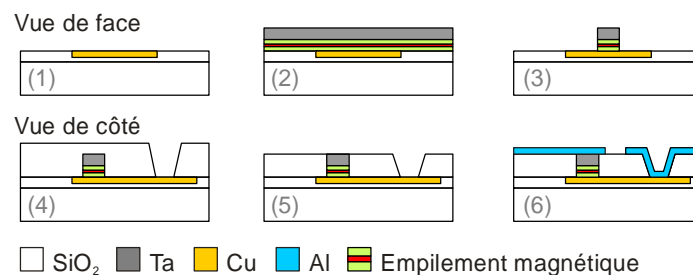


Fig. III.13 – Étapes de fabrication d'un oscillateur à transfert de spin en géométrie nano-pilier.

La seconde étape (2) est le dépôt de l'empilement magnétique. Les différentes couches sont successivement déposées par pulvérisation cathodique. On dépose également une couche épaisse de Ta (125 nm) qui servira de protection pour la CMP. L'empilement magnétique (3) est ensuite structuré par lithographie électronique puis gravure ionique pour obtenir des piliers de taille comprise entre 50 et 400 nm. Cette étape est primordiale car elle définit la géométrie du pilier. Elle doit assurer la réalisation de piliers avec un bon facteur de forme et en évitant au maximum les redépôts qui

pourraient court-circuiter l'empilement magnétique. On dépose ensuite une couche d'oxyde recouvrant l'ensemble de l'empilement. La gravure de cette couche permet d'ouvrir les contacts inférieurs (4) et une CMP permet d'amener en surface la couche de Ta au sommet de l'oscillateur (5) qui sera connectée à l'électrode supérieure. La CMP est une étape critique pour le test électrique des échantillons. Un temps de CMP insuffisant ne permet pas d'ouvrir le contact supérieur et la couche d'oxyde résiduelle en surface empêche le contact électrique avec l'électrode ce qui rend le dispositif non fonctionnel. Au contraire, une CMP excessive élimine totalement la couche de Ta protectrice et endommage l'empilement magnétique. Enfin, la dernière étape consiste à réaliser les électrodes en aluminium (6). Elles sont lithographiées en forme de guide d'onde, cf. figure II.10, pour extraire le signal micro-onde de l'oscillateur avec le minimum de pertes.

III.2.2 Caractérisation statique

L'échantillon peut être soumis à un champ magnétique externe planaire suivant le grand axe de l'ellipse qui correspond à la direction d'anisotropie de la couche libre ainsi que la direction de piégeage de la couche analysante. L'amplitude maximale du champ est de 1 kOe. L'étude sous courant de précédents échantillons, nous a montré qu'une densité de courant de l'ordre de 5×10^7 A/cm² n'entraîne aucun changement irréversible du comportement magnétique de l'échantillon. Nous limiterons notre étude à un courant d'intensité de 1.5 mA pour une géométrie elliptique de 60x70nm².

III.2.2.1 Réponse à faible à courant

La figure III.14 présente la dépendance en champ de la résistance de l'échantillon pour un champ appliqué suivant l'axe d'anisotropie et un courant statique de -0.15 mA. On observe deux retournements : l'un hystérétique en champ positif et l'autre quasi-réversible en champ négatif. On peut ainsi définir deux états de résistance P et AP espacés d'une différence de résistance de 0.20 Ω , donnant une magnéto-résistance²⁴ de 0.33%.

Le retournement en champ négatif est attribué à la couche libre. La faible valeur du champ coercitif $2H_c \approx 10$ Oe est sans aucun doute un effet de l'activation thermique, importante compte tenu des faibles dimensions de l'échantillon. En champ positif, on observe le retournement de la couche analysante. Le piégeage avec la couche antiferromagnétique ainsi que la plus forte aimantation de l'analyseur, lui donnent un champ coercitif plus important, $2H_c = 155$ Oe. Le décalage du retournement de la couche libre en champ négatif est dû à l'interaction dipolaire H_{dip} avec l'analyseur qui favorise un état parallèle en champ appliqué nul. Nous sommes donc amenés à définir un champ appliqué effectif H_b^{eff} de sorte qu'en champ appliqué effectif nul, le champ magnétique externe ressenti par la couche libre soit nul.

$$H_b^{eff} = H_b - H_{dip} \quad (2.26)$$

²⁴ Cette valeur faible est en partie due au procédé de nano-fabrication qui introduit une résistance série avec l'empilement magnétique, via la couche épaisse de Ta, ce qui fait chuter la magnéto-résistance.

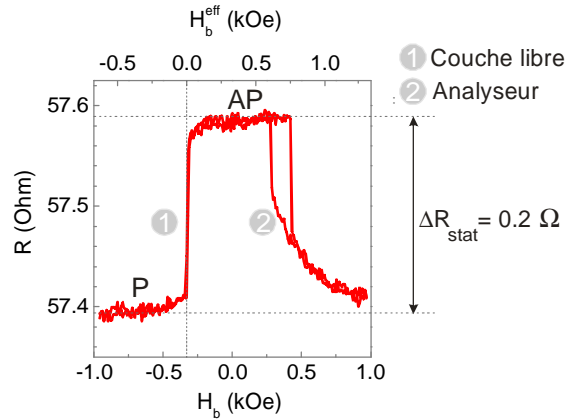


Fig. III.14 – Dépendance en champ de la résistance d'un échantillon à polariseur perpendiculaire. L'échantillon étudié à une section elliptique de 60x70 nm² et le courant appliqué est de -0.15 mA.

La figure III.14 donne $H_{dip} = -330 \text{ Oe}$. Le décalage en champ positif du retournement de l'analyseur est dû à la fois au couplage d'échange avec l'antiferromagnétique et au champ dipolaire rayonné par la couche libre. Enfin, on notera que la réponse magnétorésistive obtenue est caractéristique d'une vanne de spin planaire avec une couche libre et une couche de référence piégée par échange antiferromagnétique (ici l'analyseur) ce qui signifie que le polariseur n'est pas, ou très peu, affecté par la présence du champ planaire.

III.2.2.2 Influence du courant sur les mesures statiques

Par la suite on se focalisera sur le comportement de la couche libre. Par commodité, les résultats seront discutés en terme de champ appliqué effectif, défini par l'équation (2.26). Les cycles mineurs $R(H_b^{eff})$ de la couche libre pour différents courants statiques appliqués sont présentés figure III.15 (a). Rappelons que pour un courant négatif, les électrons se propagent du polariseur vers la couche libre. Pour des faibles courants, $-0.35 < I < 0.15 \text{ mA}$, le cycle présente un retournement net de la couche libre de l'état P à AP. A plus fort courant, le retournement s'effectue en deux temps et il apparaît un état de résistance intermédiaire, noté IRL (Intermediate Resistance Level). Cet état est présent aussi bien en courant positif que négatif, cf. figure III.15 (a) et (b), et sa valeur de résistance est proche de $(R_P + R_{AP})/2$.

Pour des courants négatifs, la largeur du plateau IRL augmente linéairement avec le courant et un faible hystérésis d'environ 10 Oe apparaît aux transitions. En courant positif, la situation est plus complexe. Tout d'abord, on constate que les transitions AP vers IRL et P vers IRL sont asymétriques : alors que la transition P vers IRL est relativement franche, la transition AP vers IRL présente une courbure importante notée épaulement sur la courbe verte figure III.15 (b). Ensuite, à fort courant, $I > 1 \text{ mA}$, l'état IRL ne se présente plus comme un plateau de résistance constante, mais il apparaît une structure complexe avec des creux ou des pics de résistance, cf. courbe bleue figure III.15 (b). Les mesures de résistance à courant variable et champ magnétique fixe donnent des résultats similaires. La figure III.15 (c) montre qu'à partir d'état soit P soit AP, l'augmentation du courant permet d'atteindre un niveau de résistance intermédiaire et l'évolution de la résistance est également asymétrique en courant.

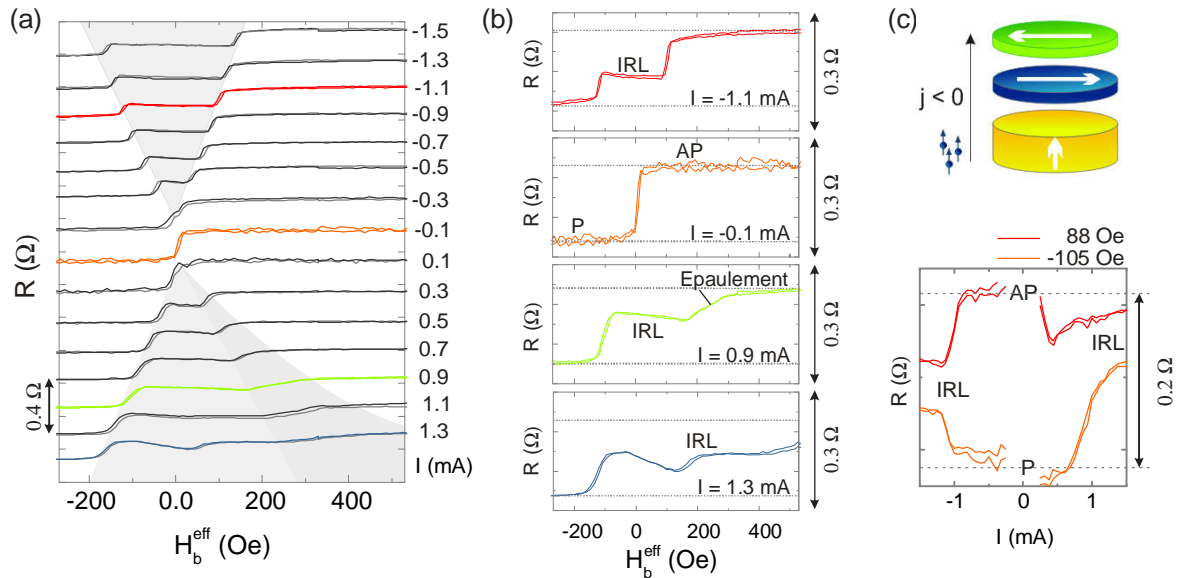


Fig. III.15 – (a) Courbes de magnétorésistance pour différents courants appliqués. Par soucis de lisibilité, les courbes sont décalées de 0.2Ω , ce qui correspond à la variation de résistance entre les états P et AP. De haut en bas, le courant appliqué varie de -1.5 à 1.3 mA par pas de 0.2 mA. (b) Détails des quelques courbes présentées en (a) et identification des différents états de résistance. (c) Convention du signe de courant et courbe de dépendance en courant de la résistance. Pour différentes valeurs de champ appliqué, les courbes $R(I)$ permettent également d’identifier les états magnétiques discutés sur les courbes $R(H)$. Il faut noter que les courbes $R(I)$ sont corrigées d’une courbure parabolique due à l’échauffement du dispositif par effet Joule.

III.2.2.3 Diagramme de phases statique

Les niveaux de résistance observés représentent des configurations magnétiques statiques ou dynamiques de l’oscillateur. La description précédente nous a permis d’identifier quatre états distincts : P, AP, IRL et un épaulement à la transition AP vers IRL en courant positif. La figure III.16 regroupe ces quatre états sur un diagramme de phases statique.

La limite du plateau IRL définit une région triangulaire symétrique par rapport au champ effectif nul, en courant négatif et positif. On peut toutefois noter une légère asymétrie en courant positif où la région IRL semble s’étendre plus du côté des champs positifs. Il est cependant délicat de définir la limite entre l’état IRL et l’épaulement. Pour de forts courants positifs l’état IRL n’est plus un simple plateau, comme en courant négatif, mais possède une structure complexe. Ce changement indique qu’une analyse plus précise devrait permettre de définir plusieurs sous-zones dans le diagramme présenté. On constate également que les mesures des lignes critiques de cette région IRL à partir des courbes $R(H_b^{eff})$ ou $R(I)$ donnent exactement les mêmes résultats et que le diagramme ne présente aucune zone hystérique marquée. En ce qui concerne la zone de l’épaulement, elle n’est observée que pour des champs positifs, c’est-à-dire du côté AP, et des courants positifs. Une zone similaire a été obtenue pour d’autres échantillons dans l’état P en courant négatif plus important. Ici, la gamme de courant explorée ne permet pas de l’observer.

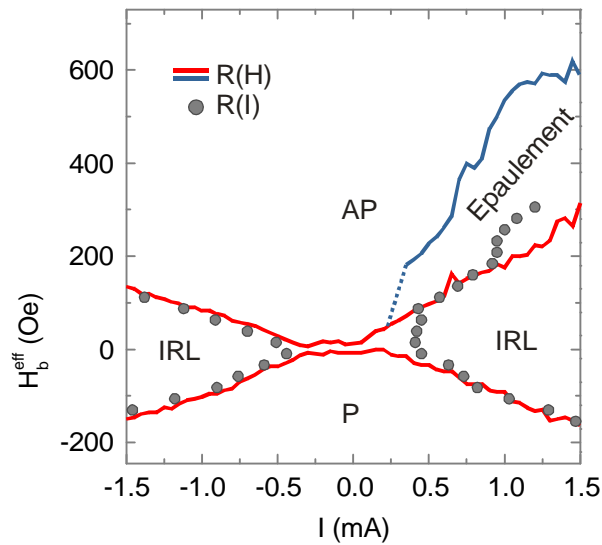


Fig. III.16 – Diagramme de phases obtenu à partir des mesures magnétorésistives statiques. Les lignes critiques en traits continus sont déduites des mesures $R(H)$ alors que les points proviennent des mesures $R(I)$.

III.2.2.4 Comparaison au diagramme macrospin

La comparaison du diagramme statique expérimental présenté figure III.16 et du diagramme théorique présenté figure III.3 suggère que la zone IRL correspond aux oscillations de type OPP. Nous verrons dans la section suivante que c'est effectivement le cas et que seule une mesure des dépendances fréquentielles en courant et champ de ce mode permet d'identifier sans ambiguïté cet état IRL comme un mode OPP. Dans un premier temps, nous allons montrer comment l'analyse précise des courbes statiques permet de soutenir l'hypothèse de modes OPP dans la zone IRL.

La ligne critique j_{c1} qui détermine l'apparition des modes OPP définit sur le diagramme théorique deux zones quasi-triangulaires et symétriques par rapport aux axes du courant et du champ. La limite de la zone IRL peut donc être associée à la ligne critique j_{c1} . De plus, lors d'une précession de type OPP, la projection de l'aimantation de la couche libre sur la direction de l'analyseur est alternativement positive puis négative ce qui donne une valeur de résistance moyenne de l'empilement magnétique $(R_p + R_{AP})/2$ indépendamment de la valeur du courant (en négligeant la magnétorésistance entre la couche libre et le polariseur). Cette valeur est en effet proche de la valeur de résistance de l'état IRL. La figure III.17 (b) montre cependant que le niveau de résistance R_0 de l'état IRL dépend du courant appliqué. Cette observation s'explique par la prise en compte de la magnétorésistance ΔR_{\perp} issue de la sous-structure polariseur/couche libre. Cette magnétorésistance est constante lors de la précession OPP de la couche libre, par contre elle varie avec le courant statique. Un courant négatif a tendance à pousser l'aimantation de la couche libre vers la direction $+\hat{z}$, ce qui favorise un état parallèle entre le polariseur et la couche libre et fait diminuer la contribution ΔR_{\perp} , comme illustré figure III.17 (a). Cette considération purement géométrique permet d'expliquer la dépendance du niveau IRL présenté figure III.17 (b). La même argumentation permet d'expliquer la pente négative de l'état IRL en champ, cf. figure III.15 (b). En présence d'un champ effectif non nul,

la trajectoire OPP n'est plus symétrique. Un champ positif (respectivement négatif) favorise une projection de l'aimantation de la couche libre anti-parallèle (respectivement parallèle) à celle de l'analyseur, ce qui explique la pente négative, cf. figure III.17 (c).

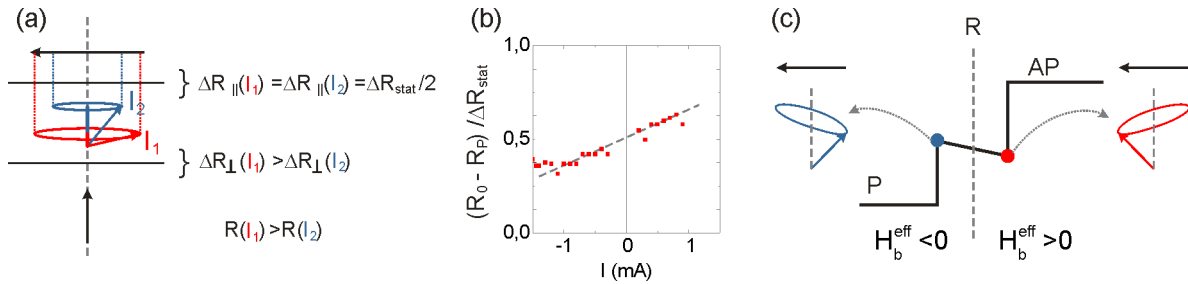


Fig. III.17 – (a) Illustration du rôle des magnétorésistances issues des sous-structures couche libre/analyseur et couche libre/polariseur. (b) Evolution en courant de la résistance R_0 du niveau IRL. L'augmentation de R_0 avec le courant est liée à la contribution de la magnétorésistance de la sous-structure couche libre/polariseur. (c) La dépendance en champ du niveau IRL est également en accord avec l'hypothèse que l'état IRL est un état de précession OPP.

Les correspondances entre le diagramme théorique macrospin à température nulle et le diagramme expérimental sont nombreuses et l'hypothèse que l'état IRL est un état de précession OPP semble confirmé par l'analyse des courbes statiques. Cependant, il existe également des différences par rapport aux prédictions théoriques. La figure III.4 montre que le diagramme théorique est bien plus complexe que la simple zone triangulaire définie par j_{c1} . Il présente de nombreuses zones de bi-stabilité qui devraient se traduire par des hystérésis dans les courbes statiques. Le fait que le diagramme expérimental est complètement réversible est vraisemblablement dû aux effets d'activation thermique discutés au paragraphe III.1.3.2. La figure III.18 compare le diagramme macrospin pour une température effective de 3000 K avec le diagramme expérimental.

L'activation thermique a tendance à faire s'effondrer les zones de bi-stabilités et les lignes critiques j_{c1} (noire) et j_{c4} (rouge) convergent vers une valeur unique (grise). La température de 3000 K permet de reproduire les valeurs expérimentales des lignes critiques. Il est important de se souvenir qu'il s'agit d'une température effective qui ne doit pas être confondue avec la température réelle du système [85]. Enfin, rappelons que les faibles dimensions de la couche libre de l'échantillon considéré ($60 \times 70 \text{ nm}^2$) lui confèrent une médiocre stabilité thermique. Un calcul en champ effectif nul pour une anisotropie de 100 Oe prévoit un temps d'activation pour l'aimantation de la couche libre de l'ordre de la milliseconde. Pour des dispositifs de taille plus importante ($100 \times 150 \text{ nm}^2$), nous avons pu observer, à fort courant, l'apparition de zones hystérétiques sur les courbes $R(H_b^{\text{eff}})$ aux transitions IRL vers P ou AP, comme le prévoit le modèle macrospin.

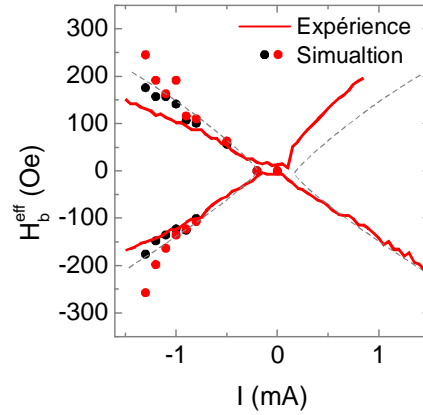


Fig. III.18 – Comparaison du diagramme de phases expérimental (traits continus rouges) et du diagramme de phases simulé pour une température effective de 3000 K (points). Les lignes critiques simulées en courant croissant (points noirs) et décroissant (points rouges) se superposent et le diagramme résultant à haute température est schématisé par les lignes pointillées grises.

En conclusion, tenant compte des effets thermiques, l'approximation macrospin permet de rendre compte de manière qualitative des zones de stabilité des états statiques et suggère que l'état IRL est un état de précession OPP. Seule la région de l'épaule ne peut être décrite par l'effet du polariseur perpendiculaire.

III.2.3 Caractérisation dynamique

Toutes les mesures micro-ondes présentées dans cette section ont été réalisées avec le montage discuté dans la section II.2. Les spectres micro-ondes obtenus ont été corrigés suivant la procédure détaillée dans la section II.3.

III.2.3.1 Diagramme de phases dynamique

Proche du champ effectif nul, $H_b^{eff} = 9 Oe$, l'augmentation du courant statique appliqué provoque une modification du spectre d'émission de l'oscillateur, cf. figure III.19 (a). Par exemple, pour un courant négatif, le spectre mesuré reste plat jusqu'à -0.3 mA puis, pour une intensité supérieure, il apparaît un pic d'émission dont la fréquence et l'amplitude dépendent de manière non monotone du courant appliqué. Lorsque le courant augmente jusqu'à -0.8 mA, l'amplitude du pic et sa fréquence f_1 croissent. A -0.8 mA, un second pic apparaît à une fréquence f_2 légèrement supérieure à f_1 et coexiste avec le précédent ce qui donne un spectre total de faible intensité. Au-delà de -0.8 mA, seul le second pic persiste et sa fréquence diminue pour des valeurs de courant supérieures. Le comportement en courant positif est qualitativement similaire mais la valeur du courant de transition ainsi que l'amplitude des pics sont différentes. A forte valeur de champ effectif, $H_b^{eff} = 453 Oe$, dans la région qui correspond à l'épaule des courbes statiques, on observe un unique pic de précession dont la fréquence diminue avec le courant, cf. figure III.19 (c). Ce mode sera appelé f_3 .

Les mesures radiofréquences du spectre de l'oscillateur en fonction des courants et champs permettent de construire le diagramme de phases dynamique présenté figure III.19 (b). Les points de couleur représentent les conditions de champ et courant pour lesquelles l'un des modes f_1 (jaune), f_2 (bleu) ou f_3 (vert) a été observé. Nous avons également reporté les lignes critiques du diagramme statique (en rouge) sur le diagramme dynamique.

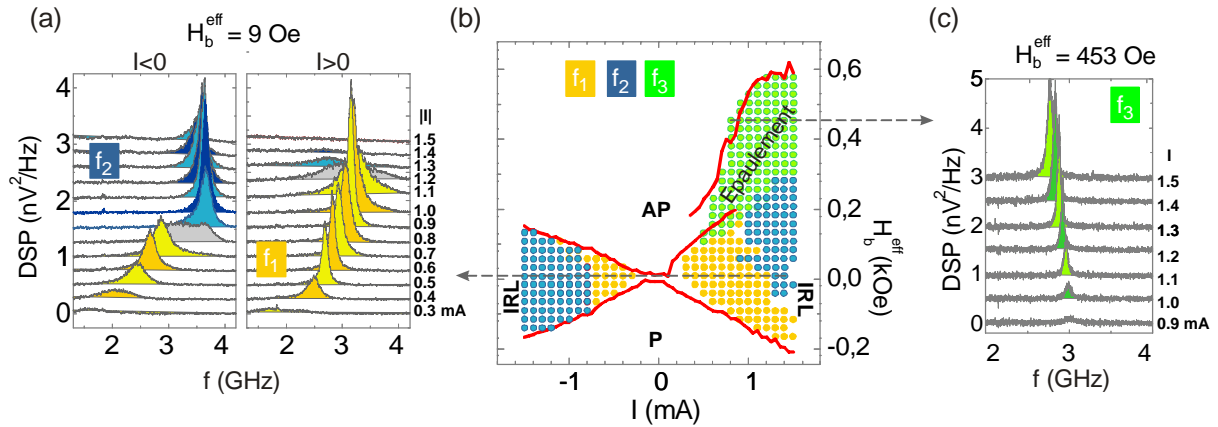


Fig. III.19 – (a) Modes de précession associés à l'état statique IRL à faible champ effectif $H_b^{\text{eff}} = 9 \text{ Oe}$. Les spectres ont été décalés pour rendre la figure plus lisible et l'intensité du courant varie de 0.3 à 1.5 mA, de bas et haut. (b) Diagramme de phases dynamique (points) pour les modes f_1 (jaune), f_2 (bleu) et f_3 (vert). Les lignes rouges représentent les limites du diagramme de phases statique. (c) Mode de précession associé à l'épaule des courbes statiques en courant positif.

On constate ainsi que l'état IRL et l'épaule observés sur les courbes de magnétorésistance correspondent à des états de précession, et les spectres micro-ondes associés sont représentés figure III.19 (a) pour l'état IRL et (c) pour l'épaule. En plus des trois modes discutés d'autres modes secondaires de plus faible amplitude peuvent être observés, en général à fort courant. Nous verrons par la suite que l'identification des modes demande une analyse poussée et le recours à des simulations micromagnétiques est souvent nécessaire pour aboutir à une description fine. Par la suite nous nous limiterons donc aux trois modes de forte amplitude et nous verrons qu'ils couvriront les principaux aspects du système à polariseur perpendiculaire. La détermination de la nature des modes observés, OPP ou IPP, passe par l'étude de leurs dépendances fréquentielles en courant et champ.

III.2.3.2 Modes OPP

Dépendances fréquentielles. Le modèle macrospin prévoit un unique mode OPP dans la région délimitée par j_{c1} . Ce mode est caractérisé par une augmentation de sa fréquence avec le courant et une diminution parabolique en champ, cf. figure III.20 (a). Le diagramme de phases dynamique, figure III.19 (b), montre pourtant de manière évidente deux modes f_1 et f_2 dont les dépendances fréquentielles sont présentées sur les figures III.20 (b) et (e). Pour observer une dépendance fréquentielle du mode bien marquée, il faut choisir des conditions de courant et de champ pour lesquelles il présente une grande gamme d'existence. Sinon le trop faible nombre de points ne permet généralement pas de conclure. A champ effectif nul, la fréquence du mode f_1 augmente avec

le courant, cf. figure III.20 (b). Cette augmentation est cependant asymétrique pour des courants positifs ou négatifs. En ce qui concerne la dépendance en champ, f_1 montre une diminution parabolique pour un courant $I = 0.8$ mA, cf. figure III.20 (e). Ces deux observations sont en accord qualitatif avec le mode de précession OPP du modèle macrospin.

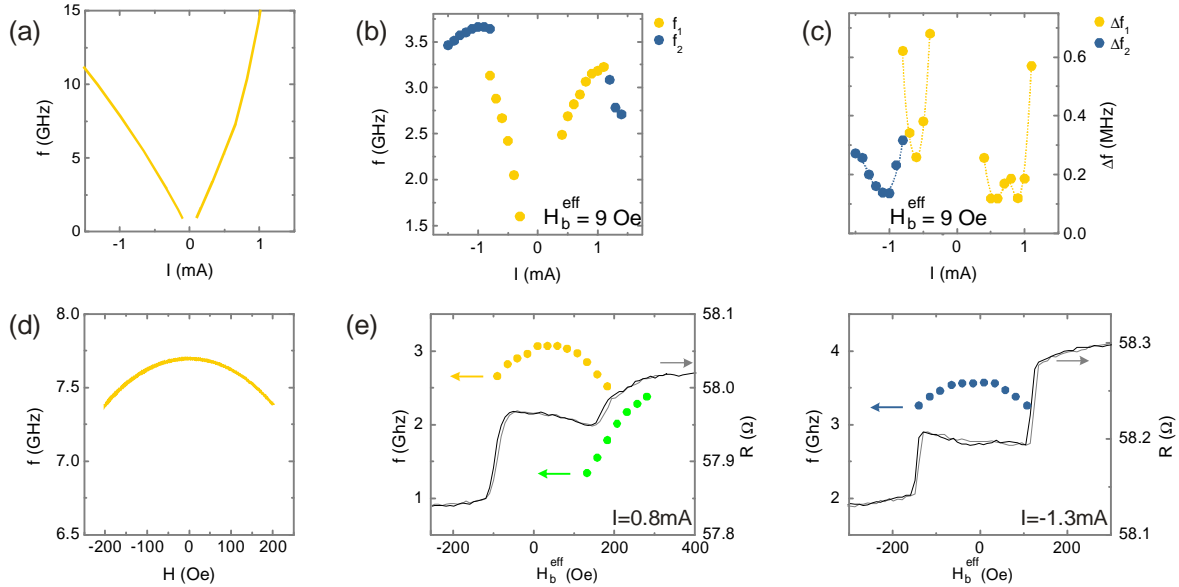


Fig. III.20 – Dépendance en courant à champ appliqué nul (a) et dépendance en champ (d) du mode OPP dans l’approximation macrospin. (b) Dépendance en courant des fréquences expérimentales et (c) largeurs de raie associées. Les grandeurs relatives au mode f_1 sont représentées en jaune et en bleu pour celles du mode f_2 . (e) Superposition des courbes statiques $R(H_b^{eff})$ et dépendances fréquentielles en champ pour les modes f_1 (gauche) et f_2 (droite). On constate que ces deux modes sont présents uniquement sur le plateau IRL. Pour le courant de 0.8mA (gauche), on constate également la présence du mode f_3 uniquement dans la région de l’épaulement des courbes statiques.

A fort courant, le mode f_1 cède sa place au mode f_2 qui présente une diminution de sa fréquence avec le courant et est donc en contradiction avec le modèle macrospin²⁵. Pourtant, sa dépendance en champ montre bien une diminution parabolique comme pour le mode f_1 , cf. figure III.20 (e). Nous reviendrons en détail sur le cas du mode f_2 dans la section III.3 consacrée aux simulations micromagnétiques. Nous verrons que le mode f_2 est de nature OPP mais, du fait de la haute énergie du mode uniforme à forte composante hors du plan, le système adopte une configuration spatialement inhomogène moins coûteuse en énergie.

De manière générale, l’ensemble des spectres observés sur les échantillons présentent un profil Lorentzien et il est possible de caractériser leur pureté spectrale par la largeur Δf de la Lorentzienne.

²⁵ Ce changement de comportement ressemble à l’effet du champ dipolaire dynamique qui couple la couche libre et l’analyseur. Cependant la saturation de fréquence observée dans les simulations macrospin, paragraphe III.1.3.4, apparaît aux fortes densités de courant et nous verrons dans la partie consacrée aux simulations micromagnétiques que le modèle macrospin n’y est plus applicable. Nous pensons que l’origine du mode f_2 est principalement une configuration magnétique inhomogène, sans pour autant exclure un effet du champ dipolaire dynamique.

Le résultat est présenté figure III.20 (c) pour différentes valeurs de courant. On constate qu'au niveau du courant critique les spectres sont extrêmement dispersés avec des largeurs de raie Δf_1 de plusieurs centaines de MHz, aussi bien en courant négatif que positif. Une légère augmentation du courant permet de rapidement améliorer cette largeur de raie mais elle a tendance à ré-augmenter à l'approche de la transition vers le mode f_2 . Ce comportement 'en vallées' s'observe également pour le mode f_2 dont la largeur de raie Δf_2 est maximale à la transition puis diminue avant de finalement ré-augmenter pour de fortes valeurs de courant.

Les modes de nature OPP induits par le polariseur perpendiculaire ne peuvent pour l'instant pas être décrits dans le cadre des modèles d'ondes de spin non-linéaires à cause de leur forte amplitude de précession et du fait qu'ils ne se développent pas des modes propres de la couche libre. On peut toutefois discuter, de manière qualitative, les questions de leur largeur de raie et courant critique en comparaison aux résultats des modes IPP obtenus pour des structures planaires, cf. paragraphe I.3.3.3. Pour les modes IPP, le courant critique est une quantité délicate à définir à cause de la transition continue du régime de résonance sous-critique vers le régime de précession entretenue. En ce qui concerne le polariseur perpendiculaire, l'observation d'un mode OPP dont la fréquence augmente en courant permet d'affirmer de manière certaine qu'il s'agit de mode excité par transfert de spin et non d'un mode de résonance activé thermiquement, qui serait de type IPP. De plus, dans le régime sous-critique le transfert de spin ne contribue pas à soutenir les modes de résonance, contrairement au cas du polariseur planaire, ce qui rend l'identification du courant critique d'autant plus simple (les modes de résonance sont tellement faibles qu'ils ne sont pas mesurables). On remarque cependant que la largeur de raie au courant critique est très importante pour un mode de précession entretenue. Il est possible que proche du courant critique l'oscillation ne soit que partiellement entretenue, à cause par exemple d'effets thermiques qui peuvent ramener l'aimantation de la couche libre vers un état statique IPS. Nous montrerons une mesure d'un tel effet dans le cas des oscillateurs à jonction tunnel, section IV.3. L'augmentation du courant tend à soutenir le mode OPP qui devient de plus en plus cohérent, ce qui pourrait expliquer la diminution de sa largeur de raie Δf_1 . A l'approche de la transition vers le mode f_2 , les effets thermiques vont contribuer à la perte de cohérence du mode f_1 et provoquer un élargissement de Δf_1 . Cet élargissement de la largeur de raie proche d'une transition entre deux modes est un phénomène couramment observé et s'explique par une succession stochastique des deux modes avec des temps de vie qui peuvent être très courts (quelques nanosecondes) [81]. La largeur de raie minimale observée pour les modes OPP est d'environ 100 MHz (70 MHz dans le meilleur des cas), ce qui est du même ordre de grandeur que les largeurs de raie obtenues pour des systèmes planaires à température ambiante.

Comparaison au modèle macrospin. Le parallèle précédent entre les résultats expérimentaux et le modèle macrospin a permis d'identifier le mode f_1 comme mode de précession OPP homogène. Cependant, les dépendances fréquentielles présentées figure III.20 montrent un fort désaccord au niveau des valeurs de fréquence de précession. En champ effectif nul, les mesures montrent une variation en courant de 1.5 à 3 GHz pour le mode f_1 alors que le modèle macrospin prévoit une fréquence maximale supérieure à 10 GHz. De plus, les expériences donnent une pente df/dI plus marquée en courant négatif qu'en courant positif alors que la forme théorique du terme $g(\theta)$ prévoit une asymétrie opposée.

L'équation (2.24) montre que la fréquence de précession du mode OPP dépend des paramètres du matériau de la couche libre (son aimantation à saturation M_s et son coefficient d'amortissement α) ainsi que du terme $g(\theta)$, lié à l'accumulation de spin dans la structure et au taux de polarisation de la couche polarisante η . Pour réaliser les simulations macrospin nous nous sommes basés sur les propriétés magnétiques du matériau volumique. Cependant, du fait de la structuration de l'empilement magnétique à de faibles dimensions, il est probable que les propriétés magnétiques aient été modifiées. En particulier, il a été montré que l'aimantation à saturation dans une nanostructure peut se trouver réduite à cause de l'apparition d'une couche morte magnétique induite par les procédés de nanofabrication ou la diffusion aux interfaces [143]. Cette réduction d'aimantation se traduirait, dans notre cas, par une augmentation de la fréquence de précession et semble donc peu probable. La structuration des couches magnétiques peut également conduire à une augmentation du coefficient d'amortissement à cause de la contribution d'effets interfaciaux, ce qui pourrait expliquer la plus faible valeur des fréquences observées dans les expériences. Enfin, le taux de polarisation η apparaît au dénominateur du terme $g(\theta)$, ce qui signifie qu'une augmentation de ce taux de polarisation contribuerait à faire diminuer les fréquences calculées dans le modèle macrospin. Pour les simulations nous avons choisi une valeur de $\eta=0.3$. La couche de cobalt laminée constitue un excellent polariseur et nous pourrions raisonnablement augmenter la valeur de polarisation jusqu'à 0.5. La variation de ces trois paramètres de manière réaliste ne nous a cependant pas permis d'obtenir un accord quantitatif entre fréquences simulées et fréquences expérimentales.

Dans les simulations macrospin, l'asymétrie en courant de la dépendance fréquentielle est déterminée par la dépendance angulaire du couple de transfert de spin $g(\theta)$. Pour $g(\theta)$ constant, les pentes df/dI sont identiques en courant positif et négatif, cf. figure III.8 (c). Ici, nous avons utilisé la formulation de Slonczewski pour le terme $g(\theta)$, ce qui suppose un système dans lequel la polarisation est imposée uniquement par le polariseur. En réalité, la dépendance angulaire du couple de transfert de spin est liée au profil d'accumulation de spin qui dépend de l'ensemble des couches de la structure et pas seulement du polariseur [14]. Dans le cas de l'empilement à polariseur perpendiculaire, le fait que la couche libre constitue un 'bon polariseur' ($e \approx l_{sf}$) et la présence de trois couches magnétiques peuvent remettre en question le choix de la formulation de Slonczewski. Des travaux préliminaires, nous ont permis de montrer que le calcul de l'accumulation de spin pourrait conduire à une asymétrie inversée dans les simulations et donc plus proche des résultats expérimentaux. Cependant, ce modèle diffusif demande de connaître certains paramètres de la structure, comme les coefficients d'asymétrie en spin ou les résistivités d'interface (cf. paragraphe I.2.1), que nous n'avons pas pu déterminer précisément pour l'empilement à polariseur perpendiculaire. De plus l'asymétrie des pentes df/dI observée dans les expériences, n'est pas une grandeur générale et peut varier d'un échantillon à l'autre ce qui nous laisse penser que d'autres facteurs contribuent à cette asymétrie.

En conclusion, nous ne sommes pas parvenus à un accord quantitatif entre les fréquences simulées et les fréquences expérimentales. Il semblerait que le modèle macrospin utilisé néglige un effet physique important au niveau des expériences. La prise en compte des effets de couplage dipolaire entre les couches magnétiques a permis de souligner leur importance sur la dynamique de l'aimantation de la couche libre. Au paragraphe III.1.3.4 nous avons vu que l'apparition d'un mode de précession couplé entre la couche libre et l'analyseur peut fortement diminuer les fréquences de précession et les pentes df/dI .

III.2.3.3 Mode IPP

En plus de la région symétrique d'excitations OPP induites par le polariseur perpendiculaire, le diagramme de phases expérimental montre une zone d'excitation dans le quadrant courant et champ positifs, cf. figure III.19 (b). Les figures III.21 (b) et (e) montrent la dépendance en courant et champ du mode f_3 en comparaison avec une simulation macrospin d'un mode IPP pour le cas d'une polarisation planaire, figures III.21 (a) et (d). On constate que l'expérience et la simulation montrent toutes les deux une diminution de la fréquence avec le courant et une augmentation avec le champ, ce qui permet de conclure que le mode f_3 est un mode de type IPP. La simulation macrospin est une simple illustration du comportement fréquentiel d'un mode IPP. Elle tient compte uniquement de la polarisation planaire du courant et néglige la composante perpendiculaire, il ne faut donc pas chercher une comparaison quantitative de ces deux résultats.

Le sous-système polariseur perpendiculaire/couche libre planaire ne permet pas d'exciter de tels modes IPP, cf. paragraphe III.1.2.1. Pour cela, le courant polarisé doit présenter une composante planaire. La prise en compte dans le modèle d'un effet de polarisation planaire dû à la présence de l'analyseur, permet d'observer un mode IPP pour le sous-système couche libre/analyseur comme nous l'avons montré au paragraphe III.1.3.3. Notons que pour l'échantillon présenté, seule la zone d'excitation en état AP est observée pour la gamme de champs et courants étudiée. Cependant, sur d'autres échantillons, nous avons également pu observer une zone d'excitation dans l'état P pour des densités de courant plus importantes.

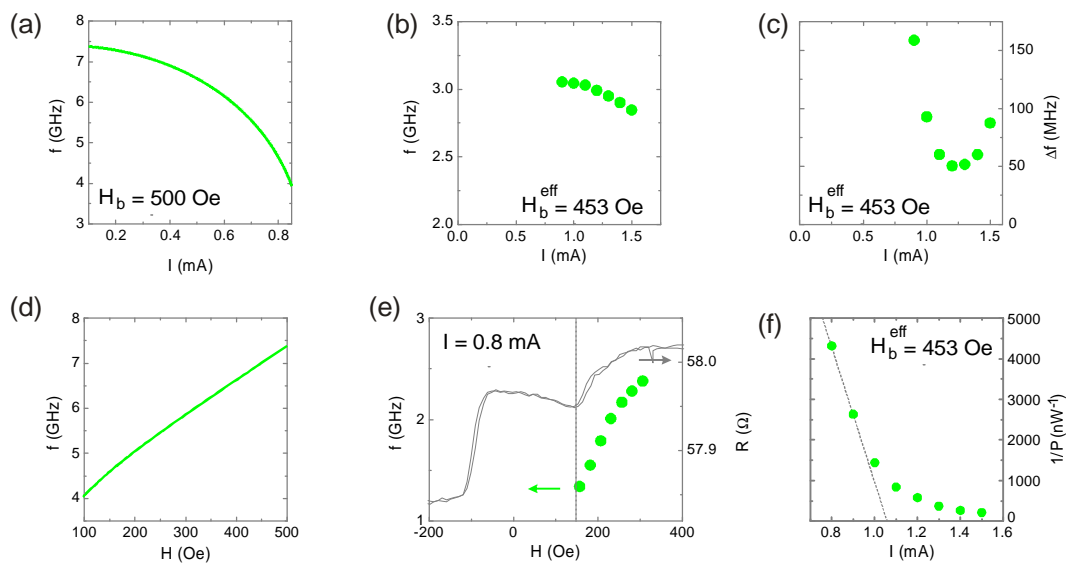


Fig. III.21 – Dépendance en courant (a) et champ (d) du mode de précession IPP dans l'approximation macrospin. Dépendance en courant de la fréquence du mode f_3 (b) et largeur de raie associée (c). (e) Superposition de la mesure magnétorésistive statique et dépendance en champ du mode f_3 . On note que le mode f_3 est présent uniquement dans la zone délimitée par l'épaulement des courbes statiques et que sa fréquence de précession augmente avec le champ appliqué. (f) Evolution en courant de l'inverse de la puissance émise.

L'effet de la polarisation planaire de l'analyseur sur la couche libre est une hypothèse qui permet d'expliquer la présence du mode IPP observé sur le diagramme de phases expérimental. Bien

que nous pensions qu'il s'agisse de l'explication la plus probable, il n'est cependant pas possible d'exclure une légère inclinaison du polariseur perpendiculaire qui serait à l'origine de la composante de polarisation planaire. La caractérisation magnétique du polariseur en couche continue ne montre aucune composante d'aimantation planaire mais la structuration du polariseur en plots submicroniques peut conduire à une inclinaison de l'aimantation à cause d'effets de surface. Dans ce cas on pourrait s'attendre à observer une forte distribution des directions d'inclinaison d'un échantillon à l'autre, ce qui ne semble pas être le cas. Le mode IPP est observé sur tous les échantillons dans l'état AP pour un courant positif. En plus, les courbes de magnétorésistance statique ne montrent pas de signe d'inclinaison du polariseur.

Terminons, cette discussion sur le mode IPP en nous intéressant à la largeur de raie Δf_3 . Son évolution en courant peut être comparée aux prédictions du modèle d'ondes de spin non-linéaires contrairement au cas des modes OPP. Le résultat présenté figure III.21 (c) est très similaire à ceux obtenus dans le cas de structures planaires [45, 101]. Proche du courant d'apparition du mode IPP, 0.8 mA, les valeurs importantes de Δf_3 (>100 MHz) suggèrent que le mode de précession n'est que partiellement entretenu. Il s'agit d'un mode activé thermiquement mais soutenu par l'effet de transfert de spin. Cette observation est en accord avec l'estimation du courant critique. Le courant critique pour le régime d'oscillation entretenue est déduit d'une approximation linéaire de l'inverse de la puissance émise à faible courant, cf. figure III.21 (f). Ce résultat montre une tendance semblable à l'étude de Mistral [45, 96], discutée au paragraphe I.3.4.2 figure I.23. Cependant, le faible nombre de points de notre mesure ne permet pas une estimation précise. On trouve un courant critique proche de 1.05 mA ; valeur légèrement inférieure au courant du minimum de largeur de raie. On notera que le minimum de largeur de raie obtenu pour le mode IPP est significativement plus faible que celui des modes OPP. Dans le régime entretenu, l'augmentation de la largeur de raie est peut-être due à l'apparition d'un nouveau mode de précession hors de la gamme de mesure. Nous reviendrons sur cette discussion pour des systèmes planaires à base de jonction tunnel magnétique au chapitre IV.

III.2.3.4 Amplitude du signal de sortie

Dans les paragraphes précédents nous avons mis en évidence la possibilité d'observer dans une même structure des modes de précessions OPP et IPP. Les modes IPP ne sont a priori pas utiles pour l'oscillateur à polariseur perpendiculaire. Cependant, ils vont nous permettre de quantifier le gain en amplitude de précession entre les modes OPP et IPP. L'une des motivations principales pour la réalisation de l'oscillateur à polariseur perpendiculaire est la possibilité de maximiser l'amplitude de précession et d'atteindre une variation de magnétorésistance dynamique ΔR_{dyn} égale à la magnétorésistance statique ΔR_{stat} . Pour déduire la magnétorésistance dynamique à partir des spectres micro-ondes mesurés, nous avons réalisé une procédure de calibration complète, présentée au chapitre II, qui permet de déduire la tension crête générée par l'oscillateur $v = \Delta R_{dyn} I / 2$ à partir de la puissance P mesurée à l'analyseur de spectre sur une charge Z de 50Ω :

$$v = \frac{\Delta R_{dyn} I}{2} = \sqrt{2} \frac{Z + R}{Z} \sqrt{ZP} \quad (2.27)$$

La figure III.22 compare l'évolution en courant de la magnétorésistance dynamique pour les modes OPP et IPP. On remarque que pour les modes OPP ΔR_{dyn} est proche de ΔR_{stat} à faible courant puis diminue pour des courants plus importants. Ce résultat est en accord avec le modèle macrospin qui prévoit que, pour des courants croissants, l'amplitude de précession est maximale au courant critique puis diminue au fur et à mesure que l'aimantation sort hors du plan, cf. paragraphe III.1.2.2. À l'inverse, pour un mode IPP, l'amplitude de précession croît avec le courant. La différence d'amplitude entre les modes IPP et OPP est maximale au courant critique et peut atteindre un facteur 7 pour le cas présenté. Cette comparaison n'est cependant pas des plus pertinentes car l'oscillateur présente une mauvaise pureté spectrale au niveau du courant critique. Elle permet néanmoins de valider le concept du polariseur perpendiculaire pour atteindre une forte amplitude de précession $\Delta R_{dyn} \approx \Delta R_{stat}$. Le fait réellement intéressant est que le mode OPP f_1 présente une amplitude d'oscillation supérieure à 75% de la valeur maximale sur une grande partie de sa gamme d'existence alors que le mode IPP reste confiné en-dessous des 25%. En ce qui concerne le mode f_2 , que nous discuterons dans la section suivante, il s'agit d'un mode spatialement inhomogène et la magnétorésistance dynamique extraite est une moyenne qui ne reflète pas forcément l'amplitude de la précession. Nous reviendrons à la fin de ce chapitre sur l'intérêt du polariseur perpendiculaire pour les oscillateurs à transfert de spin.

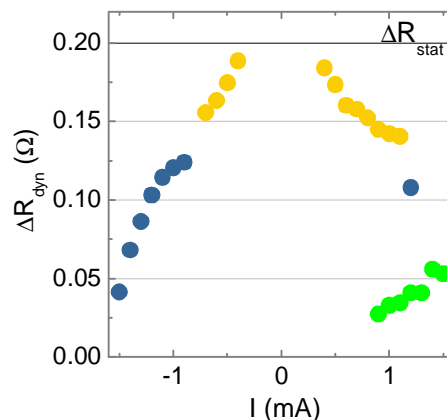


Fig. III.22 – Comparaison de la magnétorésistance dynamique pour les modes de précession OPP à faible champ effectif (9 Oe) et le mode IPP (453 Oe).

III.3 Simulations micromagnétiques

Nous avons vu, dans la section précédente, que l'approximation d'une aimantation homogène (macrospin) ne donne qu'une description qualitative des observations expérimentales de la dynamique de l'aimantation à faible courant. Nous verrons ici que la prise en compte de la distribution spatiale de l'aimantation au travers de simulations micromagnétiques permet un meilleur accord général entre expériences et simulations au niveau de la dépendance fréquentielle en courant. Nous étudierons d'abord un système circulaire de 60 nm de diamètre pour être proche de la géométrie de l'échantillon discuté auparavant (ellipse de 60x70nm²). La couche libre est divisée en cellules élémentaires parallélépipédiques de base section carrée de 2 nm de côté et 3.5 nm de hauteur. La dépendance

angulaire du couple de transfert de spin sous la forme de Slonczewski sera systématiquement prise en compte et nous limiterons l'analyse au champ effectif nul. Le champ d'anisotropie est fixé à 15 Oe pour la géométrie circulaire et les autres paramètres sont identiques à ceux des simulations macrospin, cf. tableau III.1. Les simulations micromagnétiques ont été réalisées par I. Firastrau et L. Buda-Prejbeanu [140].

III.3.1 Configurations magnétiques inhomogènes

III.3.1.1 Influence du courant

L'évolution de la configuration magnétique de la couche est présentée figure III.23 pour une densité de courant croissante. En l'absence de courant appliqué, la configuration micromagnétique de la couche libre est quasiment homogène et s'apparente à l'état IPS du modèle macrospin. Pour une densité de courant $j = j_{c1}$, un mode de précession OPP apparaît avec une faible composante d'aimantation hors du plan et présente une rotation cohérente et uniforme des spins. Ce mode est appelé f_1 . Pour une densité de courant plus importante j^* , la configuration magnétique change de manière abrupte. Il apparaît deux zones à plus forte composante hors du plan diamétralement opposées et représentées par les régions orangées sur la figure III.23. D'un point de vue dynamique, il s'agit d'un mode de précession OPP car chacun des spins de la couche magnétique décrit une trajectoire OPP mais la distribution de leur composante hors du plan est spatialement inhomogène. Ce mode de précession, noté f_2 , peut être visualisé comme une rotation cohérente de l'ensemble de la configuration magnétique autour de l'axe de révolution de la couche. Une augmentation du courant provoque le rapprochement des deux zones inhomogènes, illustrées par les régions rouges figure III.23, qui acquièrent une composante hors du plan plus importante. Le reste de l'échantillon conserve une aimantation dans le plan de la couche.

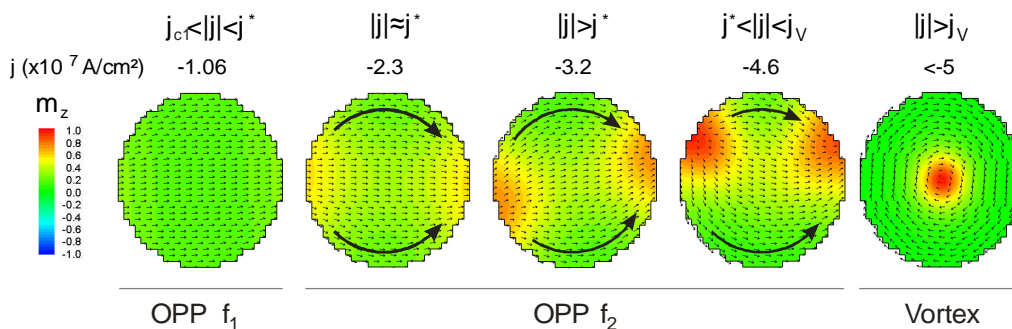


Fig. III.23 – Configurations micromagnétiques en courant croissant de gauche à droite. Les flèches représentent la projection de l'aimantation de chaque cellule sur le plan de la couche et l'échelle de couleur correspond à la composante de l'aimantation hors du plan. Au-dessus du courant critique j_{c1} , on observe un mode de précession OPP homogène f_1 . A plus fort courant, l'aimantation devient inhomogène et présente deux zones à forte composante hors du plan, qui se rapprochent quand le courant augmente. On peut visualiser le mode de précession f_2 comme une rotation de cette configuration d'aimantation autour de l'axe de révolution de la couche magnétique. Finalement, pour $j > j_v$, la précession laisse place à un état vortex statique.

Cet état asymétrique s'apparente à un état C en rotation. Finalement, pour $j > j_V$, la dynamique s'éteint et le système entre dans un état vortex statique. On peut également montrer que pour de très fortes densités de courant (35.10^{11} A/cm²), il est possible d'atteindre un état statique OPS pour lequel tous les spins pointent hors du plan.

L'étude micromagnétique montre plusieurs similarités avec le modèle macrospin précédemment discuté. Tout d'abord, à faible courant $j < j^*$, les états statiques IPS et dynamiques OPP (mode f_1) possèdent une configuration magnétique uniforme et le modèle macrospin est dans ces deux cas une bonne approximation. Il en va de même pour l'état OPS à très fort courant. Par contre pour la gamme de courant intermédiaire, la configuration de précession inhomogène et l'état vortex montrent la limitation du modèle macrospin.

Les configurations magnétiques présentées figure III.23 ne tiennent pas compte de l'effet du champ d'Oersted induit par le courant circulant dans la structure. Cependant nous avons pu montrer que cet effet n'apporte aucun changement notable des résultats présentés ici, si ce n'est un léger abaissement du courant critique de transition vers l'état vortex j_V [140], cf. figure III.24.

III.3.1.2 Dynamique des modes OPP

Le résultat principal des simulations micromagnétiques est la mise en évidence de deux modes de précession OPP, l'un avec une configuration homogène et l'autre non. A l'aide de l'évolution temporelle de la composante moyenne de l'aimantation, il est possible d'extraire la fréquence de précession. La figure III.24 (a) présente la fréquence obtenue en simulation micromagnétique (points) et la compare aux résultats du modèle macrospin (ligne continue).

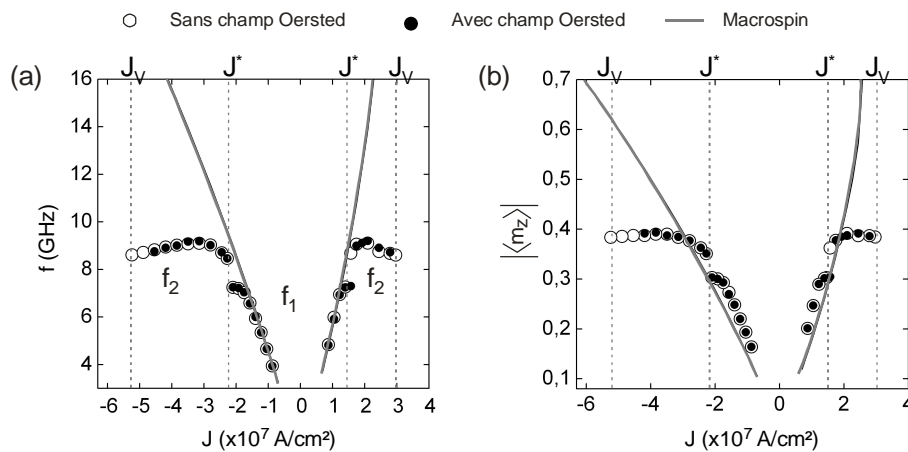


Fig. III.24 – (a) Dépendance en courant de la fréquence du mode OPP dans l'approche macrospin (traits continus) et micromagnétique (points). (b) Valeur moyenne de la composante hors du plan de l'aimantation. La prise en compte du champ d'Oersted (cercles) dans les simulations micromagnétiques a très peu d'incidence sur la fréquence de précession et contribue uniquement à une diminution du courant critique d'apparition de l'état vortex j_V .

On remarque la présence de deux branches pour l'approche micromagnétique : l'une à faible courant $j < j^*$ avec une augmentation nette de la fréquence f_1 et l'autre à fort courant $j > j^*$ pour

laquelle la fréquence f_2 présente une saturation. La comparaison de ces résultats au modèle macrospin montre, qu'à faible courant, lorsque la configuration micromagnétique est quasiment homogène, les deux approches donnent des valeurs similaires. La déviation de fréquence par rapport au cas macrospin apparaît pour des densités de courant proches de j^* lorsque l'aimantation devient spatialement inhomogène.

La fréquence de précession des modes homogènes OPP est liée à la composante moyenne de l'aimantation hors du plan par l'équation (2.24). La figure III.24 (b) montre que cette relation est conservée dans le cas de modes inhomogènes et que la saturation des fréquences est due à une saturation de la composante hors du plan $\langle m_z \rangle$. L'explication physique de la configuration magnétique inhomogène réside dans l'énergie démagnétisante. Lorsque que le courant augmente, $\langle m_z \rangle$ augmente et crée un champ démagnétisant hors du plan de plus en plus fort. Pour $j > j^*$, l'énergie démagnétisante est tellement forte, qu'il devient préférable pour le système d'adopter une configuration inhomogène, au détriment de l'énergie d'échange. La composante de l'aimantation hors du plan est réduite par rapport à la configuration homogène, cf. figure III.24 (b), ce qui explique la déviation de fréquence par rapport au cas macrospin.

III.3.2 Comparaison aux expériences

III.3.2.1 Dépendance fréquentielle

L'observation de deux branches dans la dépendance en courant des fréquences de précession permet d'expliquer qualitativement la nature des deux modes OPP rencontrés dans les expériences. Le mode f_1 est un mode homogène qui peut être décrit dans l'approximation macrospin. Le mode f_2 est spatialement inhomogène et présente une composante moyenne d'aimantation hors du plan relativement insensible au courant ce qui explique la saturation de fréquence.

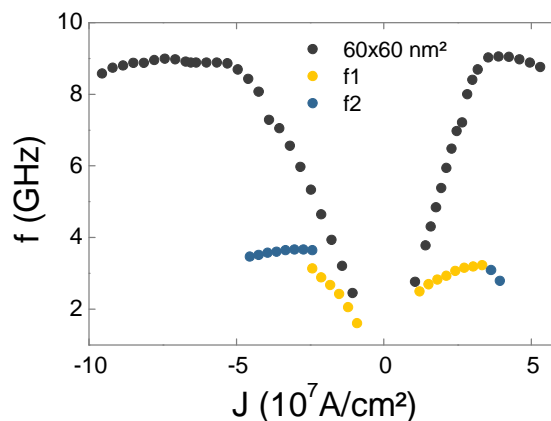


Fig. III.25 – Comparaison des résultats de simulation pour une couche magnétique circulaire de 60 nm de diamètre (gris) avec les mesures expérimentales (f_1 en jaune et f_2 en bleu). L'échantillon est une ellipse de dimensions nominales 60x70 nm². Pour les expériences, la gamme de courant accessible sans endommager l'échantillon ne nous a pas permis de vérifier l'existence de l'état vortex statique.

La figure III.25 montre une tendance similaire entre expérience et simulation pour l'évolution de la fréquence en courant. La valeur maximale du courant appliqué dans les expériences ne nous a pas permis, pour l'instant, d'observer l'état vortex. Les spectres micro-ondes présentent toujours une composante dynamique, comme le montre le diagramme de phases figure III.19 (b), alors que l'état vortex est un état d'aimantation statique.

L'accord entre simulations micromagnétiques et résultats expérimentaux n'est que qualitatif. Les valeurs des fréquences simulées restent bien supérieures aux valeurs expérimentales et la gamme de courant est également supérieure dans les simulations. Comme dans le cas du modèle macrospin, il est possible de modifier légèrement les paramètres d'amortissement et de polarisation pour abaisser les fréquences, cf. paragraphe III.1.2.2, mais l'accord ne restera cependant que qualitatif. Outre cette simple variation des paramètres, la description micromagnétique permet de tenir compte d'effets physiques supplémentaires. Dans le modèle macrospin la géométrie de l'échantillon se répercute uniquement sur le champ d'anisotropie (qui n'affecte pas la fréquence du mode f_1) alors que dans l'approche micromagnétique, elle a un impact beaucoup plus important sur la configuration de l'aimantation. Le modèle micromagnétique permet également de calculer de manière rigoureuse le champ dipolaire dynamique au sein de la structure.

III.3.2.2 Effet de forme

Le système micromagnétique simulé est un cercle de 60 nm de diamètre alors que l'échantillon étudié est une ellipse de dimensions nominales 60x70 nm². La figure III.26 montre la dépendance en courant des modes de précession OPP pour trois géométries de couches magnétiques.

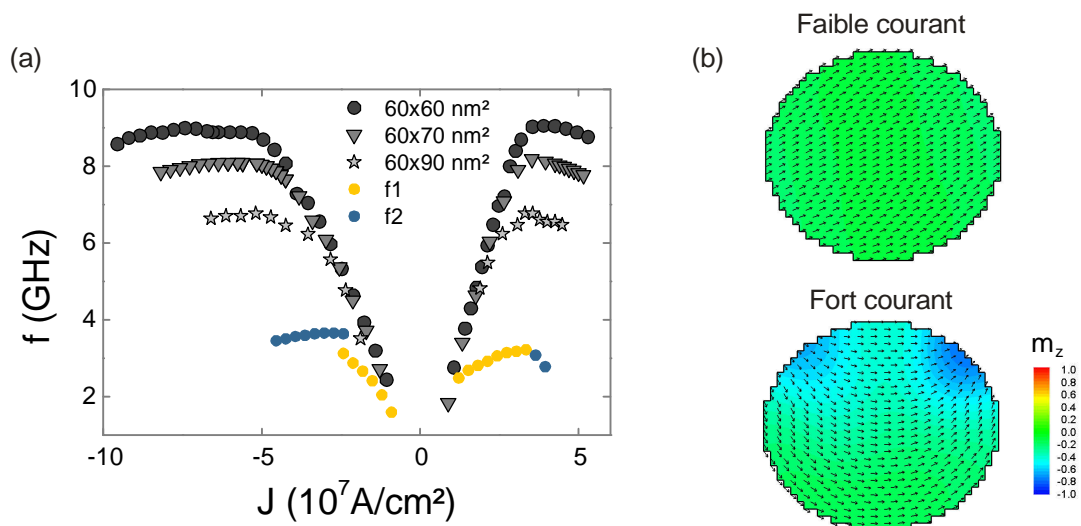


Fig. III.26 – (a) Influence de la géométrie de la couche magnétique sur la dépendance en courant de la fréquence de précession. Trois géométries ont été simulées (gris) et sont comparées aux résultats expérimentaux (couleur). (b) Configuration micromagnétique pour le mode de précession uniforme (haut) et inhomogène (bas) pour la géométrie de 60x70nm².

En ce qui concerne la première branche, on note que les fréquences de précession du mode uniforme sont très peu influencées par le facteur d'aspect de la couche magnétique. Cependant, on observe à la fois une légère augmentation du courant critique et une diminution du courant j^* qui entraîne une réduction de la gamme d'existence du mode uniforme. Pour la deuxième branche, l'abaissement de la valeur de j^* provoque une diminution de la fréquence de précession du mode inhomogène qui peut s'expliquer par des considérations d'énergie démagnétisante. On peut montrer que la transition entre les branches une et deux a lieu pour une valeur critique d'énergie démagnétisante. Ainsi, pour la densité de courant j^* , le carré de la composante d'aimantation hors du plan $\langle m_z \rangle$ est inversement proportionnel à la section de la couche magnétique. L'augmentation des dimensions de la couche magnétique implique une réduction de la composante d'aimantation hors du plan à la transition entre les deux branches et donc une réduction de la fréquence de précession du mode f_2 . Une augmentation de l'aimantation à saturation dans les simulations donne un effet similaire. La variation de géométrie dans les simulations micromagnétiques montre que ce n'est pas tant l'ellipticité de l'échantillon que la section de la couche magnétique qui joue un rôle au niveau des fréquences de précession. Le facteur de forme influe quant à lui sur l'anisotropie, ce qui explique que le courant critique augmente avec l'ellipticité. Au niveau des configurations micromagnétiques, on n'observe très peu de différence par rapport au cas circulaire, cf. figure III.26 (b) et figure III.23. A faible courant, le mode de précession reste homogène et deux régions à forte composante d'aimantation hors du plan apparaissent en périphérie de structure à fort courant.

Le fait que la fréquence du mode f_2 dépende inversement de la taille de l'échantillon concorde avec les faibles fréquences de saturation observées dans les expériences. Cependant pour des dimensions de $60 \times 70 \text{ nm}^2$, les simulations prédisent une fréquence de 8 GHz alors que les expériences montrent une saturation vers 4 GHz. Il faut noter que les valeurs de $60 \times 70 \text{ nm}^2$ sont des valeurs nominales et que les procédés de nanostructuration utilisés nous garantissent une précision de l'ordre de 5 nm sur chacune des dimensions. En conclusion, l'effet de forme contribue à la réduction de la fréquence de précession du mode f_2 mais ne permet pas, à lui seul, de rendre compte des fréquences expérimentales.

III.3.2.3 Couplage dipolaire

Le dernier point discuté dans cette partie consacrée aux simulations micromagnétiques est le couplage dipolaire entre les différentes couches magnétiques. Comme pour le modèle macrospin, cf. paragraphe III.1.3.4, nous n'avons tenu compte que du couplage dipolaire réciproque entre la couche libre et l'analyseur. Le couplage par transfert de spin a été négligé ainsi que le couplage dipolaire avec le polariseur. Le système modélisé est composé de trois couches, cf. figure III.27 (a), représentées chacune par un ensemble de cellules de $2 \times 2 \times 3.5 \text{ nm}^3$. La section de la couche est circulaire avec un diamètre de 60 nm. De bas en haut, on trouve la couche libre sur laquelle agit le transfert de spin, une couche non magnétique qui sert d'espaceur métallique et la couche analysante. Il est nécessaire d'appliquer un champ externe de manière à compenser le champ de couplage dipolaire statique entre la couche libre et l'analyseur. Ce champ externe nous permet de ramener la couche libre en champ effectif appliqué nul.

L'évolution en courant de la fréquence de précession est présentée figure III.27 (b). Cette figure compare les résultats des simulations macrospin tenant compte du couplage dipolaire (lignes vertes) avec les simulations micromagnétiques sans (points gris) et avec (points verts) couplage dipolaire. On constate que les simulations macrospin avec le terme de couplage dipolaire permettent à elles seules d'expliquer les deux branches f_1 et f_2 . Cependant, l'hypothèse que les deux modes de précession observés dans les expériences soient uniquement dus au champ dipolaire et non à la configuration micromagnétique nous semble peu probable. La saturation de fréquence n'intervient qu'à forte densité de courant, par exemple au-delà de $2.5 \cdot 10^7$ A/cm² en courant positif, et dans ce cas la configuration magnétique de la couche libre n'est plus homogène et par conséquent le modèle macrospin est inadapté. Il est fort probable que les modes f_1 et f_2 observés dans les expériences résultent de la combinaison d'un effet de configuration d'aimantation inhomogène et de couplage dipolaire. Dans les simulations micromagnétiques, le couplage dipolaire conserve la présence des deux branches f_1 et f_2 . Il provoque à la fois une diminution générale des fréquences de précession ainsi qu'une diminution de la pente du mode f_1 .

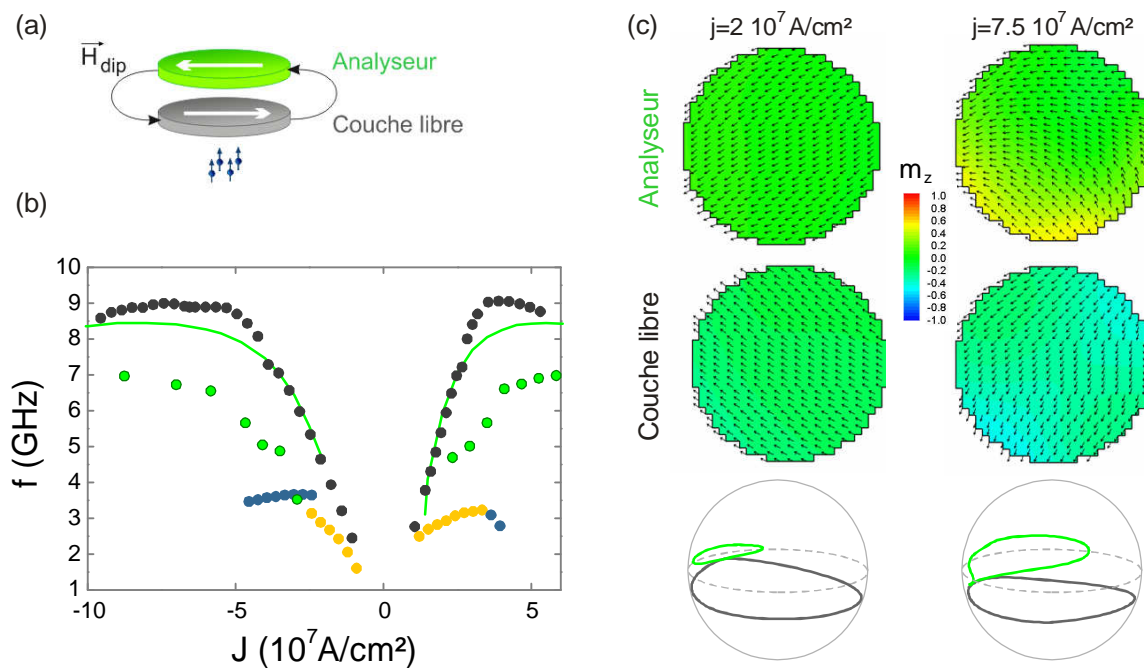


Fig. III.27 – (a) La simulation micromagnétique modélise la sous-structure couche libre/espaceur/analyseur en tenant compte du couplage dipolaire dynamique. (b) Dépendance en courant de la fréquence de précession du mode couplé (points verts), valeurs expérimentales (points jaunes et bleus) et fréquence du mode OPP de la couche libre en l'absence de couplage (points noirs). Un champ externe est appliqué à la structure pour compenser le couplage dipolaire statique entre la couche libre et l'analyseur. Les lignes vertes sont les résultats des simulations macrospin en tenant compte du couplage dipolaire réciproque entre la couche libre et l'analyseur. (c) Configurations micromagnétiques de l'analyseur (haut) et de la couche libre (milieu) pour le mode de précession couplé. (Bas) Trajectoire moyenne de l'aimantation de l'analyseur (vert) et de la couche libre (gris).

L'interaction dipolaire entre la couche libre et l'analyseur donne naissance à un mode couplé où les deux couches précessent. La couche libre décrit un mode OPP sous l'action du courant polarisé alors que l'analyseur, perturbé par le champ dipolaire de la couche libre, adopte une trajectoire IPP,

comme illustré figure III.27 (c). A faible courant, les spins de chacune des couches magnétiques précessent de manière quasi-cohérente dans le plan mais on note une légère inhomogénéité de la composante hors du plan pour permettre aux lignes de champ de boucler. Dès le courant critique j_{c1} l'amplitude de précession IPP de l'analyseur est importante. A courant plus fort, on observe une augmentation de l'inhomogénéité des aimantations de la couche libre et de l'analyseur. Au niveau de la couche libre, il apparaît une zone à forte composante hors du plan en périphérie de structure, similaire au cas du mode f_2 sans couplage. Cependant la dynamique de l'aimantation est plus complexe car cette inhomogénéité se déforme au cours du mouvement de précession. L'aimantation de l'analyseur est elle aussi fortement inhomogène et les spins montrent un phénomène de battement lors de leur précession IPP.

Les résultats préliminaires de cette étude montrent que la prise en compte des effets de couplages magnétostatiques a tendance à faire converger les fréquences simulées vers les fréquences expérimentales. Cependant, les différences quantitatives restent importantes.

III.3.2.4 Conclusion

Il est indéniable que les effets de configuration magnétique inhomogène jouent un rôle primordial dans les observations expérimentales et que seule une approche micromagnétique permet d'interpréter finement les mesures. Le modèle macrospin constitue cependant une bonne première approximation pour décrire les phénomènes observés à faible courant.

De manière qualitative, le modèle micromagnétique permet de rendre compte des tendances principales observées dans les expériences. Nous avons pu expliquer la présence de deux branches dans la dépendance en courant de la fréquence. A faible courant, le mode de précession est quasiment homogène et sa fréquence augmente presque linéairement avec le courant. A courant plus important, $j \geq j^*$, une forte inhomogénéité apparaît dans la composante d'aimantation hors du plan et la fréquence a tendance à saturer. Il est très difficile d'atteindre un accord quantitatif entre les simulations et les expériences. Généralement les fréquences simulées sont supérieures aux fréquences expérimentales. Cependant les systèmes simulés ne sont qu'une approximation du système physique réel. Tout d'abord la forme et les dimensions des couches magnétiques sont différentes. Nous avons focalisé les études numériques sur un cercle de 60 nm et les résultats expérimentaux proviennent d'un échantillon elliptique de 60x70nm². Nous avons montré qu'augmenter la taille de l'échantillon contribue à diminuer les fréquences de précession du mode f_2 mais n'affecte pas le mode uniforme f_1 . Ensuite, en simulation nous nous sommes principalement intéressés à la couche libre prise de manière isolée en négligeant les interactions avec les couches magnétiques voisines. Cette approximation est limitative dans le cas du polariseur perpendiculaire car le champ dipolaire dynamique induit un fort couplage entre les différentes couches. La prise en compte de ce couplage entre la couche libre et l'analyseur se traduit à la fois par une diminution des fréquences de précession et des pentes df/dI . En conclusion, il est fort probable qu'un accord quantitatif entre simulation micromagnétique et expérience puisse être atteint en tenant compte de la géométrie exacte de l'échantillon, des effets de couplages dynamiques ainsi qu'éventuellement du profil d'accumulation de spin que nous n'avons pas discuté dans le cadre de cette étude.

III.4 Conclusion

Pour juger de la pertinence de la structure à polariseur perpendiculaire pour l'application aux oscillateurs à transfert de spin, quatre critères peuvent être considérés : l'amplitude de précession ΔR_{dyn} , la pureté spectrale Δf , l'accordabilité en fréquence et la possibilité d'obtenir des oscillations en champ appliqué nul.

En ce qui concerne l'amplitude d'oscillation, nous avons montré la possibilité d'obtenir une amplitude de précession maximale $\Delta R_{dyn} \approx \Delta R_{stat}$ au courant critique. A plus fort courant appliqué, l'amplitude de précession diminue mais conserve une valeur importante. Nous avons montré que pour la majorité de la gamme de courants exploitable, qui correspond au mode f_1 , l'amplitude de précession reste supérieure à 75% de la valeur maximale, $\Delta R_{dyn} \geq 0.75\Delta R_{stat}$. Nous avons également montré la présence de modes IPP dus à la polarisation planaire provenant de l'analyseur pour lesquels l'amplitude de précession reste faible $\Delta R_{dyn} \leq 0.25\Delta R_{stat}$ et requiert des courants appliqués plus importants. L'intérêt du polariseur perpendiculaire pour obtenir de fortes amplitudes de précession pour des densités de courant raisonnables ($\sim 10^7 \text{ A/cm}^2$) est donc indéniable.

Le deuxième paramètre essentiel pour les oscillateurs à transfert de spin est la pureté spectrale Δf . Au courant critique, la largeur de raie est bien trop importante ($\Delta f > 200 \text{ MHz}$) pour envisager de réaliser un oscillateur exploitable. Il est nécessaire d'aller à plus fort courant pour observer une diminution significative de la largeur de raie. En champ effectif appliqué nul, la largeur de raie diminue à 120 MHz pour un courant de 0.5 mA. Cette valeur est comparable à celles obtenues dans les structures planaires en champ appliqué suivant la direction d'anisotropie [45, 64, 75, 144] mais reste plutôt médiocre. Pour des courants plus importants $j = j^*$, proches de la transition vers le mode f_2 , on remarque que la largeur de raie augmente. De manière générale, lorsque qu'un oscillateur à transfert de spin présente simultanément deux modes d'excitation, la largeur de raie se trouve augmentée [80, 81] à cause des transitions stochastiques entre les deux modes. Une modification de l'empilement magnétique en vue de repousser l'apparition du mode inhomogène devrait permettre d'améliorer la cohérence des oscillations du mode homogène. Finalement, des largeurs de raies mieux définies ont été observées pour des faibles valeurs de champ effectif (40 Oe) avec un minimum de 70 MHz, ce qui montre que les modes OPP ne sont pas incompatibles avec de bonnes puretés spectrales. Les modes IPP observés pour cette structure montrent une largeur de raie comparable avec un minimum d'environ 50 MHz pour des champs effectifs appliqués de quelques centaines d'œrstedts.

Au niveau de l'accordabilité en fréquence, le mode f_1 présente une très forte accordabilité en champ effectif nul d'environ 3 GHz/mA , bien plus importante que pour les modes IPP (-300 MHz/mA [45]). L'apparition du mode f_2 à fort courant est gênante pour le fonctionnement de l'oscillateur car elle limite la gamme de fréquences d'émission. L'échantillon présenté montre toutefois une variation de fréquence d'à peu près 100%, ce qui est remarquable en comparaison des systèmes planaires ($< 10\%$ [45]). Il est intéressant de noter que la forte accordabilité en fréquence ne semble pas corrélée aux grandes largeurs de raie car les modes f_1 et f_2 possèdent des Δf comparables alors que l'accordabilité du mode f_2 est quasi-nulle. L'accordabilité en fréquence est liée aux non-linéarités de l'oscillateur : un changement de trajectoire de l'aimantation entraîne à la fois un changement de l'amplitude de précession et un changement de fréquence. Ainsi un oscillateur à transfert de spin très agile est généralement susceptible aux fluctuations de l'amplitude d'oscillation, par exemple d'origine thermique, ce qui contribue à augmenter sa largeur de raie. On peut donc

s'attendre à ce que la pureté spectrale soit inversement proportionnelle à l'accordabilité. Les modes f_1 et f_2 montrent que ce n'est pas systématiquement le cas, ce qui suggère que l'effet non-linéaire n'est pas toujours l'origine principale de la pureté spectrale.

Enfin, la réalisation expérimentale de l'oscillateur à polariseur perpendiculaire, ne nous a pas permis de rigoureusement mettre en évidence l'existence d'oscillations OPP en champ appliqué nul à cause du couplage dipolaire avec l'analyseur. Pour le système présenté, il est nécessaire d'appliquer un champ statique externe pour contrer le champ rayonné par l'analyseur mais une modification de la structure devrait permettre de résoudre ce problème.

En conclusion, les résultats expérimentaux discutés dans cette partie valident le concept de l'oscillateur à polariseur perpendiculaire. Il permet d'observer les modes d'oscillation de l'aimantation autour du maximum d'énergie et constitue une amélioration des performances des STO. Cependant la structure présentée nécessite quelques modifications pour tirer pleinement partie des avantages du polariseur perpendiculaire. La nature de l'analyseur a besoin d'être repensée car le champ dipolaire qu'il rayonne pose plusieurs difficultés. On pourrait, par exemple, envisager de remplacer la couche magnétique de cobalt piégée par une structure composite de type antiferromagnétique synthétique (SAF) piégée. Cette structure rigide serait, d'une part, moins sensible au champ dynamique rayonné par la couche libre et, d'autre part, il est possible d'annuler son champ rayonné au niveau de la couche libre en choisissant un empilement compensé. L'optimisation de la structure à polariseur perpendiculaire demande de trouver un moyen de supprimer ou retarder l'apparition du mode f_2 pour augmenter la gamme de fréquences accessibles ainsi que peut-être améliorer la pureté spectrale. Une solution potentielle serait de choisir une géométrie de type nano-contact de manière à laisser la couche libre étendue et ainsi diminuer les effets de champ démagnétisant.

Cette étude nous a permis de valider le concept du polariseur perpendiculaire pour la réalisation d'oscillateurs à transfert de spin alliant faible courant de fonctionnement et forte amplitude de précession. Nous avons pu montrer qu'à faible courant l'aimantation de la couche libre se comporte de manière macrospin mais qu'à fort courant elle adopte une configuration inhomogène qui limite les performances de l'oscillateur (gamme de fréquences, pureté spectrale). Des simulations micromagnétiques nous ont permis de rendre compte en détail des données expérimentales. Cependant, un accord quantitatif dans l'optique de mettre au point un modèle prédictif nécessiterait une étude encore plus approfondie.

Chapitre IV

Oscillateur à base de jonction tunnel magnétique

IV.1 Caractérisation statique	122
IV.1.1 Contexte.....	122
IV.1.2 Description des échantillons.....	126
IV.1.3 Stress électrique.....	129
IV.2 Caractérisation fréquentielle	132
IV.2.1 HTMR.....	132
IV.2.2 LTMR.....	136
IV.2.3 Conditionnement.....	140
IV.3 Etudes temporelles	143
IV.3.1 Régime d'auto-oscillation.....	144
IV.3.2 Oscillateurs multi-modes.....	149
IV.3.3 Stabilité des oscillateurs.....	152
IV.3.4 Bilan sur les mesures temporelles.....	157
IV.4 Conclusion	160

Chapitre IV - Oscillateur à base de jonction tunnel magnétique

Dans ce chapitre nous nous intéresserons à une structure d'oscillateur à transfert de spin à base de jonction tunnel magnétique pour une configuration d'aimantation planaire. La première partie de cette étude sera consacrée à l'influence de la nature de la barrière tunnel sur le transport électronique. Ensuite, nous montrerons qu'il est possible d'obtenir des propriétés micro-ondes intéressantes avec une puissance émise de l'ordre de 50 nW et une largeur de raie minimale d'une dizaine de MHz. Finalement, nous adopterons une approche originale résolue en temps pour l'étude de la stabilité des STO. Nous démontrerons l'existence d'oscillations auto-entretenues dans les jonctions tunnel et nous présenterons certains mécanismes responsables de la largeur de raie des STO.

IV.1 Caractérisation statique

IV.1.1 Contexte

Dans cette partie nous allons discuter de la réalisation d'un oscillateur à transfert de spin pour lequel la couche non magnétique séparant les couches magnétiques libre et de référence est de nature isolante. Ces structures sont appelées jonctions tunnel magnétiques (Magnetic Tunnel Junctions) et sont couramment utilisées pour des applications aux têtes de lecture des disques durs ou aux mémoires magnétiques MRAM. Nous ne nous attarderons pas sur la problématique de réalisation des MTJ mais nous nous contenterons de souligner les principales contraintes liées à leur utilisation en tant qu'oscillateur à transfert de spin. Pour plus d'information sur les MTJ et les effets de transfert de spin associés, nous renvoyons le lecteur vers l'article de revue de Sun et Ralph [145]. Après une mise en contexte, nous présenterons des mesures statiques de caractérisation électrique et magnétique des STO et nous verrons comment il est possible d'obtenir des informations sur la nature de la barrière tunnel ('qualité', mode de conduction, résistance au stress électrique). Nous mettrons en évidence la présence de deux états de barrière ainsi que l'influence du stress électrique sur le mode de conduction (tunnel, ohmique ou mélangée). Cette caractérisation statique sera comparée aux résultats des mesures micro-ondes de la section suivante et nous montrerons le lien entre la nature de la barrière et le régime d'oscillation.

IV.1.1.1 Oscillateur à transfert de spin et jonction tunnel

La très forte magnétorésistance tunnel TMR (Tunnel MagnetoResistance) atteinte dans les MTJ a fortement contribué au développement de cette thématique, soutenue par l'industrie des têtes de

lecture de disque dur. L'augmentation de la magnétorésistance (>100%) par rapport aux empilements de type vanne de spin (quelques %) a permis de concevoir des capteurs de champ magnétique plus sensibles, menant ainsi à l'augmentation des densités de stockage des disques durs. L'élaboration de MTJ mobilise toujours de nombreux laboratoires qui cherchent à combiner une très forte TMR (plusieurs centaines de %) avec une faible résistivité de la barrière (inférieure au $\Omega \cdot \mu\text{m}^2$) [28, 34].

L'intérêt des jonctions tunnel pour les STO est de bénéficier des fortes TMR pour augmenter leur signal de sortie. Pour donner un ordre de grandeur, on peut raisonnablement considérer qu'un STO ne sera envisageable dans une application technologique que s'il est capable de délivrer une puissance 0 dBm (1 mW) à une charge de 50 Ω . On pourrait cependant adjoindre au STO un amplificateur qui permettrait d'abaisser le seuil à -30 dBm (1 μW). En imaginant qu'il soit possible de réaliser un oscillateur à base de vanne de spin présentant une GMR de 3% (soit dix fois supérieur à celle des échantillons à polariseur perpendiculaire discutés au chapitre III), une résistance de 50 Ω et que le mode de précession soit optimal (magnétorésistance dynamique égale à la magnétorésistance totale), on peut espérer obtenir une puissance de -52 dBm (6 nW) pour un courant de polarisation de 1 mA. Dans les mêmes conditions, une jonction tunnel de résistance 300 Ω et de TMR 100% délivrerait une puissance de -18.5 dBm (14 μW)²⁶. Cette estimation grossière²⁷ constitue une borne supérieure des puissances accessibles. Il apparaît difficile d'envisager un oscillateur basé sur une unique vanne de spin car la puissance serait au moins deux ordres de grandeur inférieurs au seuil requis. On peut toujours imaginer coupler de nombreux oscillateurs pour augmenter le signal de sortie, mais pour l'instant aucune réalisation de couplage de plus de deux oscillateurs n'a été démontrée. La solution d'un STO à base de jonction tunnel semble à ce jour l'une des pistes les plus probables pour remplir la contrainte de puissance du signal de sortie.

La difficulté principale pour la réalisation d'oscillateurs à base de jonction tunnel est la transparence de la jonction. Il faut disposer d'une barrière isolante extrêmement fine (typiquement moins d'un nm) pour pouvoir faire circuler dans la structure une densité de courant suffisante pour observer des effets de transfert de spin ($\sim 10^7$ A/cm²). La résistance électrique de la barrière est définie par son produit RA (produit de la résistance R d'une MTJ par sa section A). Comme la résistance d'un échantillon de section A est inversement proportionnelle à A, la notion de produit RA définit une quantité indépendante de la taille latérale de l'échantillon caractéristique de la nature de la barrière. La densité de courant maximale pouvant circuler dans un empilement MTJ dépend de la tension de claquage de la barrière. Pour une épaisseur de barrière de l'ordre du nm, cette tension est généralement de l'ordre du V dans le cas du diélectrique MgO [146, 147] que nous étudierons ici. Ainsi pour faire circuler une densité de courant de 10^7 A/cm² en maintenant une tension $V < V_{break} = 1\text{V}$, il faut un produit RA de moins de $10 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$ ($V = RA \cdot j$). Obtenir des RA si faibles en maintenant une TMR élevée est techniquement très difficile et nécessite une optimisation poussée des méthodes de croissance de barrière tunnel [28, 34].

²⁶ Ce calcul simplifié ne tient compte que du diviseur de tension entre la résistance statique R_p de la jonction et la charge de mesure, cf. équation (2.13).

²⁷ En général, la magnétorésistance dynamique est de l'ordre de quelques dizaines de % la magnétorésistance totale (sauf dans le cas de mode de précession OPP, cf. chapitre III). Pour les MTJ, il faudrait également tenir compte de la chute de TMR avec la tension appliquée.

Pour l'étude des STO à base de jonction tunnel, nous avons noué une collaboration avec Hitachi GST (San José) qui possède une expertise dans le domaine des MTJ bas RA. La croissance des films magnétiques a été réalisée par D. Mauri et la nanostructuration des échantillons par J. Katine. Nous avons choisi d'étudier une structure à aimantation planaire. Bien qu'il ne s'agisse pas de la configuration la plus avantageuse pour les STO²⁸, cette structure a été étudiée de manière extensive dans la littérature et son procédé de fabrication est parfaitement stabilisé à Hitachi. Ce choix nous permettra de comparer les résultats des oscillateurs à jonction tunnel avec les mesures effectuées sur les vanes de spin. Nous étudierons l'influence du courant polarisé sur le spectre d'émission micro-onde du STO. Nous comparerons ces résultats au cas des vanes de spin pour déterminer si la dynamique de l'aimantation est affectée ou non par la nature de la barrière (métal ou isolant). Nous comparerons également la puissance émise pour ces deux configurations pour estimer le gain dû aux fortes TMR. Au-delà d'une simple comparaison avec les vanes de spin, nous montrerons que les jonctions tunnel permettent une mesure directe résolue en temps de l'oscillation de l'aimantation et non sa simple représentation fréquentielle. Cette analyse nous permettra d'aborder sous un angle nouveau des notions fondamentales comme la définition du courant critique, le régime d'oscillations auto-entretenues ou encore la stabilité des STO.

IV.1.1.2 Etat de l'art

Les premiers travaux sur l'influence du transfert de spin sur la dynamique de l'aimantation dans les jonctions tunnel magnétiques concernèrent les modes propres de la couche libre ferromagnétique. Ces études furent limitées à l'observation du (ou des) mode(s) de résonance ferromagnétique excité(s) par l'activation thermique [48, 148] ou une onde électromagnétique radiofréquence [60]. Nazarov [82] fut le premier à mettre en évidence expérimentalement la dynamique de l'aimantation induite par transfert de spin dans un empilement à base de jonctions tunnel MgO avec un RA de $4.5 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$ et une TMR de 50%. Il a montré la présence d'un fort pic d'émission dans le spectre micro-onde de l'oscillateur, figure IV.1 (a), dont l'amplitude augmente fortement au-delà d'un courant de -1.5 mA, cf. figure IV.2 (b). Cette transition abrupte dans la puissance d'émission suggère que l'aimantation entre dans un régime de précessions entretenues à forte amplitude.

D'autres résultats [149] montrèrent ensuite une augmentation de la puissance du pic micro-onde avec le courant, cf. figure IV.2 (c). La figure IV.2 (a) montre la présence de deux modes d'excitation, leurs premières harmoniques ainsi qu'un fort bruit basse fréquence. La fréquence de chacun des modes, cf. figure IV.2 (b), diminue avec le courant appliqué, ce qui confirme un effet de transfert de spin. Cependant, l'amplitude du bruit basse fréquence et le fait que les deux modes coexistent même au courant maximum avec des largeurs de raies importantes ne permet pas de conclure qu'il s'agit d'oscillations entretenues. Cet exemple montre un comportement général semblable à celui observé sur les structures vanne de spin à aimantation planaire. La forte TMR des jonctions tunnel permet d'observer les modes de résonance des couches magnétiques à faible courant ce qui complique l'analyse du courant critique. Il est difficile de savoir si les pics micro-ondes observés sont dus aux

²⁸ Un polariseur planaire favorise des précessions IPP au courant critique et un champ magnétique externe doit être appliqué à l'oscillateur pour atteindre le régime entretenu.

modes de précession activés thermiquement et soutenus par transfert de spin ou s'il s'agit de modes d'oscillation auto-entretenus. Nous reviendrons sur ce point dans la partie IV.2.

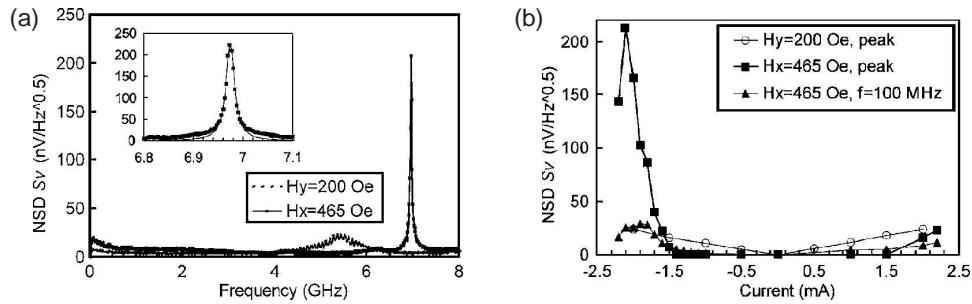


Fig. IV.1 – (a) Mesure de la densité spectrale de tension de bruit pour un échantillon circulaire de 200 nm de diamètre, un RA de $4.5 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$ et une TMR de 50% [82]. Un courant de -2 mA est appliqué à l'échantillon. L'axe de facile aimantation est défini par x et y définit l'axe difficile. Le champ H_y a pour but de reproduire le champ de polarisation des têtes de lecture. (b) Les carrés et ronds représentent l'évolution en courant de l'amplitude crête du pic de précession. Les triangles correspondent au niveau de bruit mesuré à 100 MHz.

Ensuite, nous avons montré [80] la possibilité d'obtenir un unique mode de précession avec une largeur de raie très bien définie et un bruit basse fréquence très faible voire absent dans des jonctions tunnel de RA $1.5 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$, cf. figure IV.2 (d). Ce résultat confirme de manière non ambiguë un état de précession auto-entretenue par transfert de spin et sera rediscuté en détail dans les parties suivantes. Nous verrons que ce mode de précession est fortement dépendant de la nature de la barrière tunnel. D'autres groupes [110] ont par la suite obtenu des résultats similaires.

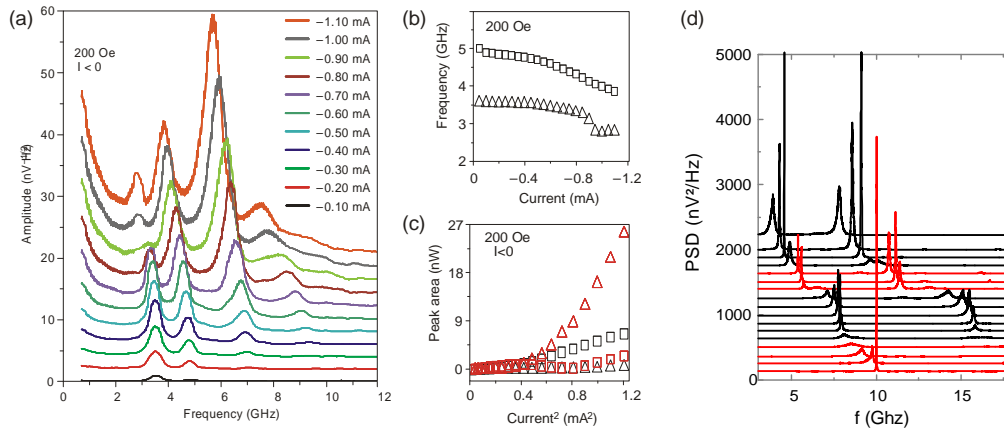


Fig. IV.2 – (a), (b) et (c) : résultats tirés de [149]. (a) Spectres micro-ondes d'une jonction tunnel à base de MgO elliptique de $70 \times 160 \text{ nm}^2$ dans l'état AP pour différentes valeurs de courant. Le mode de plus basse fréquence est attribué à un mode de précession localisé au centre de l'échantillon alors que le mode à plus haute fréquence serait localisé sur les bords suivant le grand axe de l'ellipse. (b) Dépendance en courant des deux fréquences de précession. (c) Puissance intégrée des pics de précession pour le fondamental (carré) et l'harmonique (triangle) en fonction du carré du courant appliqué. (d) Résultats tirés de [80]. Evolution en champ du spectre micro-onde d'un STO à base de jonction tunnel MgO pour un courant supérieur au courant critique. Le champ varie de 200 à 1000 Oe par pas de 50 Oe, de haut en bas. On observe à la fois la fréquence fondamentale et sa première harmonique.

De cette brève revue des premières études sur les STO à base de jonctions tunnel MgO, nous pouvons conclure que la puissance du pic d'émission micro-onde est de l'ordre de quelques nW. Ce chiffre confirme l'augmentation du signal de sortie grâce aux fortes TMR. Pour rappel, la puissance émise par un oscillateur à base de vanne de spin est plutôt de l'ordre du pW. Il semble également possible d'atteindre de faibles largeurs de raies : 21 MHz [82], 12 MHz [80], 6 MHz [110].

IV.1.2 Description des échantillons

IV.1.2.1 Mesures magnétorésistives à faible courant

L'empilement magnétique que nous étudierons est représenté figure IV.3 (a) et sa composition est la suivante : IrMn (6.1) / CoFe (1.8) / Ru / CoFeB (2) / MgO (0.9) / CoFe (0.5) / CoFeB (3.4), les épaisseurs entre parenthèses sont en nm. La couche de référence est un empilement de deux couches ferromagnétiques couplées de manière anti-parallèle par interaction RKKY (Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida) au travers d'une fine couche de ruthénium. Cette structure est appelée antiferromagnétique synthétique ou SAF (Synthetic AntiFerromagnet). Une couche antiferromagnétique supplémentaire couplée par échange à la couche ferromagnétique inférieure sert à rigidifier le SAF. La barrière de MgO est déposée par pulvérisation. La couche libre est une bi-couche CoFe/CoFeB principalement composée de CoFeB qui présente une plus faible aimantation que le CoFe, ce qui permet d'abaisser le courant critique pour observer la dynamique induite par transfert de spin. Ce type de structure est couramment utilisé pour les têtes de lecture et les MRAM. Nous focaliserons notre étude sur des échantillons de géométrie soit circulaire de 80 et 90 nm de diamètre soit elliptique de dimensions 65x130 nm².

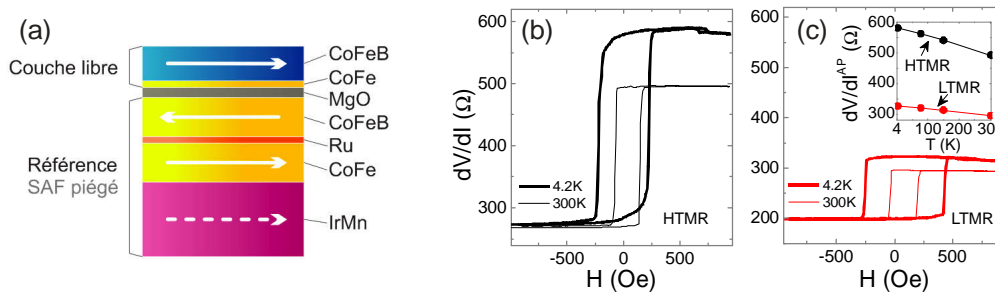


Fig. IV.3 – (a) Schéma de l'empilement. (b) et (c) Courbes magnétorésistives pour une géométrie elliptique de 65x130 nm². Mesure à température ambiante (trait fin) et à 4.2 K (trait épais). Échantillon de type HTMR (b) et LTMR (c). (Insert-c) Evolution en température de la résistance de l'état anti-parallèle [80].

Les courbes de magnétorésistance à faible courant (0.05 mA) font apparaître deux familles d'échantillons naturellement présents sur un wafer. La différence entre ces deux familles se fait au niveau des résistances et TMR. Environ deux tiers (64%) des échantillons appartiennent à la catégorie que nous appellerons HTMR (High TMR) et présentent une TMR d'environ 90 % et un RA proche de 1.5 $\Omega \cdot \mu\text{m}^2$, valeur nominalement prévue. La seconde catégorie, soit un tiers (36%), appelée LTMR (Low TMR), est caractérisée par un niveau de résistance plus faible et une TMR réduite avoisinant les

65%. La figure IV.4 (a) montre la distribution des populations d'échantillons. La statistique a été réalisée sur 120 échantillons de géométrie circulaire de 80 et 90 nm de diamètre. Le nombre d'échantillons est toutefois trop réduit pour tirer des conclusions quantitatives sur la forme des distributions. Il apparaît tout de même que les échantillons de type LTMR sont plus dispersés que les HTMR. Les figures IV.3 (b) et (c) montrent la courbe magnétorésistive d'un échantillon de chaque famille pour une géométrie elliptique de 65x130 nm². L'échantillon HTMR présente une résistance parallèle de 275 Ω soit un RA de 1.8 $\Omega \cdot \mu\text{m}^2$ et une TMR de 82% alors que l'échantillon LTMR présente une résistance parallèle de 200 Ω soit un RA de 1.3 $\Omega \cdot \mu\text{m}^2$ et une TMR de 45%. La réduction du RA apparent par rapport à la valeur nominale de 1.5 $\Omega \cdot \mu\text{m}^2$ est indissociable d'une 'faible' valeur de TMR (<70%).

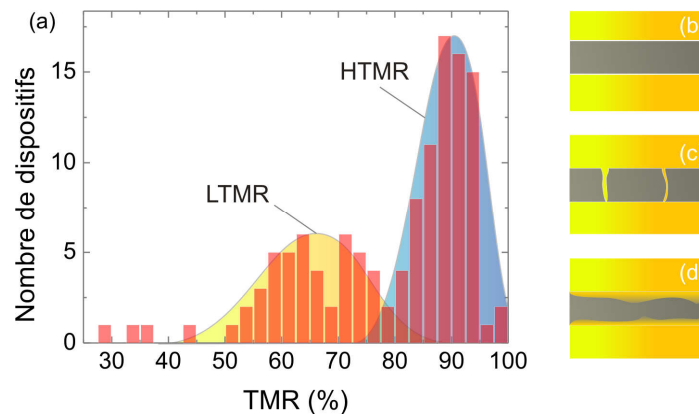


Fig. IV.4 – (a) Distribution des échantillons LTMR et HTMR. Les barres rouges représentent l'histogramme des TMR mesurées et les enveloppes jaune et bleue ne sont qu'un guide pour matérialiser les populations LTMR et HTMR. (b), (c) et (d) Illustrations des différents modes de transport. Les électrodes ferromagnétiques sont représentées en jaune et la barrière tunnel en gris. (b) Barrière homogène : transport tunnel sur l'ensemble de la surface. (c) Présence de pinholes : deux canaux parallèles. Conduction ohmique par les pinholes et tunnel pour le reste de la barrière. (d) Barrière de composition inhomogène où la conduction reste tunnel mais a lieu par des chemins préférentiels.

L'évolution en température de la TMR, cf. insert figure IV.3 (c), indique que le transport est principalement tunnel pour les deux échantillons. Le fait que le RA apparent des LTMR soit réduit et que l'évolution de la TMR en température soit moins marquée que pour les HTMR, laisse supposer que le transport électrique est différent pour ces deux types d'échantillon. L'hypothèse la plus probable est que la barrière tunnel des échantillons LTMR présente des inhomogénéités (au sens topographique ou structural) menant à un régime de conduction mélangé. En particulier ces observations pourraient être expliquées par la présence de pinholes (contacts métalliques directs entre les deux électrodes ferromagnétiques) résultant en un régime de conduction parallèle entre un canal ohmique (pinhole) et un canal tunnel (barrière). Cependant, la présence de pinholes au sens strict du terme n'a pas pu être mise en évidence sur les films continus. De plus, un contact direct entre les électrodes ferromagnétiques crée un couplage magnétique supplémentaire qui devrait être visible au niveau des cycles d'hystérésis. Hors il n'apparaît aucune différence notable entre les cycles des échantillons HTMR et LTMR. Nous ne pouvons toutefois pas exclure la présence de pinholes dans les échantillons LTMR mais si tel était le cas, leur taille devrait être faible. Nous retiendrons plutôt

l'hypothèse d'une barrière tunnel continue mais inhomogène qui conduit à une densité de courant inhomogène sur la surface de l'échantillon. Comme la résistance tunnel dépend de manière inverse de l'épaisseur (au sens géométrique) ou hauteur (au sens énergétique) de la barrière, l'inhomogénéité revient à un transport à deux canaux entre les inhomogénéités de plus faible résistance et le reste de la barrière, cf. figure IV.4 (d). Cette hypothèse devrait donner les mêmes résultats que la présence de pinholes, cf. figure IV.4 (c). Elle est soutenue par de récentes études sur la diffusion du bore depuis les électrodes ferromagnétiques vers la barrière isolante. Plusieurs groupes [150-152] ont montré la formation d'un alliage MgBO dans la barrière ce qui conduit à une baisse de TMR. L'hypothèse d'une conduction assistée par la diffusion du bore au sein de la barrière nous semble la plus probable pour expliquer la différence entre les échantillons HTMR et LTMR. Nous reviendrons sur ce point lors de la discussion des résultats de stress électrique.

IV.1.2.2 Influence du courant

L'évolution de la résistance en courant, cf. figure IV.5, pour les échantillons de type HTMR et LTMR indique un mode de transport tunnel dominant. La diminution de la TMR en fonction du courant est cependant moins marquée dans les LTMR, ce qui semble confirmer la discussion précédente. Notons que dans le cas d'un transport purement ohmique, on s'attend à une augmentation de la résistance en fonction du courant à cause de l'effet Joule, alors que la diminution de TMR s'explique par la perte de cohérence en spin des électrons chauds qui tunnelent, cf. paragraphe I.2.2. L'amplitude de variation de résistance liée à l'effet Joule reste cependant beaucoup plus faible que la diminution de résistance de l'état AP dans le mode de transport tunnel.

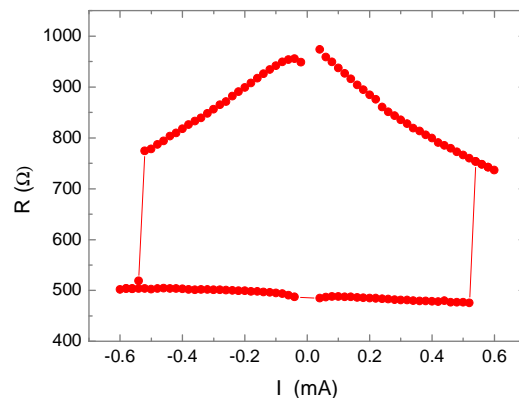


Fig. IV.5 – Evolution en courant d'un échantillon HTMR elliptique de 50x100 nm² et de TMR 95%. Le cycle d'hystérésis montre le renversement de l'aimantation de la couche libre pour les deux polarités de courant.

Les courbes R(I) montrent le retournement de l'aimantation par transfert de spin. Un courant positif stabilise l'état antiparallèle (AP) et un courant négatif stabilise l'état parallèle (P), pour les deux types d'échantillons. Par comparaison au diagramme de phases théorique [85] et expérimental [64] pour un STO à aimantations planaires, l'observation du retournement de l'aimantation sous courant pour les deux polarités laisse penser que les échantillons présentent un RA suffisamment faible pour atteindre

le régime de précession entretenue. Ce dernier apparaît pour une densité de courant sensiblement égale à celle de retournement. Les modèles évoqués considèrent un empilement de type métallique et il est possible que, pour des structures isolantes, le terme de champ effectif du transfert de spin modifie légèrement la situation. De grandes modifications du diagramme de phases seraient toutefois surprenantes compte tenu de la faible amplitude de ce champ effectif (de quelques œrstedes à la dizaine d'œrstedes pour une densité de courant de 10^6 A/cm² [48, 63]) par rapport au champ appliqué.

Les états de résistance observés sur les courbes $R(H)$, figure IV.3, ou $R(I)$, figure IV.5, sont parfaitement stables aux faibles densités de courant. L'augmentation de la gamme de courant fait apparaître des changements irréversibles qui ont généralement tendance à diminuer la variation de résistance $\Delta R = R_{AP} - R_P$. Ces effets sont associés à une dégradation de la barrière diélectrique. La dégradation peut se manifester soit par un claquage net de la jonction, l'empilement final présentant une faible résistance et un comportement ohmique, soit par une diminution progressive de la résistance, que nous appellerons conditionnement.

IV.1.3 Stress électrique

Le conditionnement définit la possibilité de contrôler le niveau de résistance et de TMR d'un échantillon en appliquant une forte densité de courant. La distribution HTMR/LTMR est naturellement présente, c'est-à-dire avant même que les échantillons n'aient été soumis à une densité de courant pouvant initier une dégradation de la barrière tunnel. L'hypothèse que les LTMR soient dus à des décharges électrostatiques durant la manipulation des wafers peut être écartée car il s'agit de mécanismes extrêmement violents qui, nous avons pu le constater, pulvérisent les échantillons et rendent toute mesure électrique impossible.

Pour mettre en évidence l'influence de fortes densités de courant sur la nature des échantillons (HTMR/LTMR) nous avons défini une procédure où l'échantillon est soumis à des cycles quasi-statiques en courant d'amplitude croissante. Après chaque cycle, la TMR est mesurée pour un faible courant appliqué (0.05 mA) comme l'illustrent les figures IV.6 (a), (b) et (c). L'évolution de la résistance anti-parallèle, cf. figure IV.6 (a), montre un comportement complètement réversible pour un courant appliqué inférieur ou égal à 0.9 mA, cas 1, et la TMR reste constante, figure IV.6 (c). A partir d'un courant de 0.95 mA, l'échantillon présente une diminution irréversible de son niveau de résistance. La résistance AP mesurée en fin de cycle est inférieure à celle en début de cycle, cf. figure IV.6 (a) cas 2. Une fois la dégradation initiée, nous avons maintenu constante l'excursion en courant à 1.05 mA. La figure IV.6 (c) montre que dans ce cas la TMR chute continuellement avec le nombre de cycles et finit par se stabiliser à une valeur de 40%. Ainsi la procédure de conditionnement a permis de passer d'un échantillon de type HTMR (TMR = 72%)²⁹ à un échantillon LTMR (TMR = 41%). Si l'on compare l'échantillon avant et après conditionnement avec des échantillons naturellement HTMR ou LTMR, on observe les mêmes propriétés électriques. La conduction est majoritairement tunnel avant et après conditionnement mais la décroissance de TMR en courant est plus marquée dans l'état HTMR. Ce résultat montre que l'état LTMR est un état naturel mais il peut également être induit par

²⁹ Au regard de la distribution naturelle des échantillons, une TMR de 72% est intermédiaire entre un HTMR et LTMR. Nous discuterons ce point à la fin de cette section.

une forte densité de courant. En chaque point de mesure nous avons enregistré un spectre micro-onde ; l'influence du conditionnement sur la dynamique de l'aimantation sera discutée à la partie suivante.

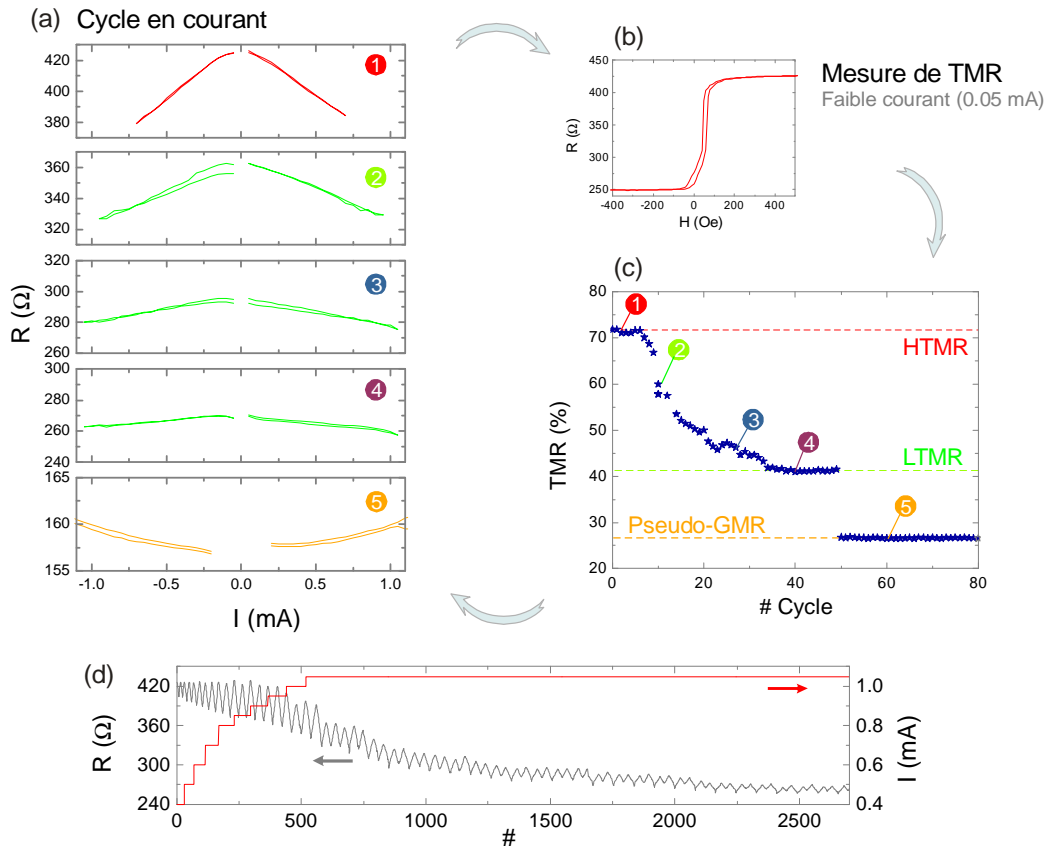


Fig. IV.6 – (a) Mesures de la résistance AP d'un échantillon circulaire de 90 nm de diamètre en fonction du courant pour différentes excursions. Un champ de 600 Oe est appliqué pour maintenir l'échantillon dans son état anti-parallèle. (b) Mesure de la TMR par une courbe $R(H)$ à faible courant appliqué 0.05 mA. (c) Evolution de la TMR en fonction du nombre de cycles effectués. Jusqu'au cycle #6 le courant est maintenu inférieur à 0.9 mA : cas 1. A partir du cycle #7 le courant atteint 0.95 mA et on observe une diminution de la TMR : cas 2. Le courant maximal est ensuite maintenu à 1.05 mA jusqu'au cycle #49 où une chute brutale de TMR est due à une surtension créée par l'alimentation de l'échantillon. Au-delà, l'échantillon présente un comportement ohmique, cas 5. (d) Les cycles $R(I)$ 'déroulés' sont représentés en gris. Les oscillations de résistance proviennent de la diminution de la résistance AP en courant caractéristique du transport tunnel. Deux périodes d'oscillations constituent un cycle $R(I)$ complet. Le courant maximum appliqué est représenté en rouge. A partir de 0.95 mA, la résistance maximale (AP) diminue à cause du conditionnement. L'atténuation des oscillations de résistance illustre ensuite que la variation de résistance en courant est de moins en moins marquée comme le montre la comparaison des cycles 1, 2, 3 et 4 en (a).

Si l'on continue d'augmenter l'amplitude du courant la TMR diminue en conséquence. Dans le cas présenté figure IV.6 (c), on constate une transition abrupte vers une TMR de 25% et non une diminution continue. Cet effet est attribué à une surtension produite par la source de courant lors d'un changement de calibre. D'autres mesures ont montré que la diminution de TMR est généralement progressive. Ce dernier état, que nous qualifierons de pseudo-GMR, présente une évolution de

résistance principalement ohmique. L'état pseudo-GMR est probablement lié à la présence d'un pinhole au sein de la barrière isolante.

Pour l'échantillon étudié, les cycles de magnétorésistance des trois états HTMR, LTMR et pseudo-GMR présentent exactement la même allure, cf. figure IV.7 ; seules les valeurs de résistance changent. Le couplage magnétique entre les électrodes est donc insensible au conditionnement. De manière générale, on peut s'attendre à une modification du cycle à cause du couplage magnétique induit par la modification de la barrière ou un couplage direct au travers d'un pinhole. Bien que cet effet ne soit pas systématique, il a pu être observé sur d'autres échantillons ce qui indique que les modifications induites par la procédure de conditionnement (ou l'état LTMR naturel) ont un effet bien plus marqué sur le transport électronique que sur les propriétés magnétiques.

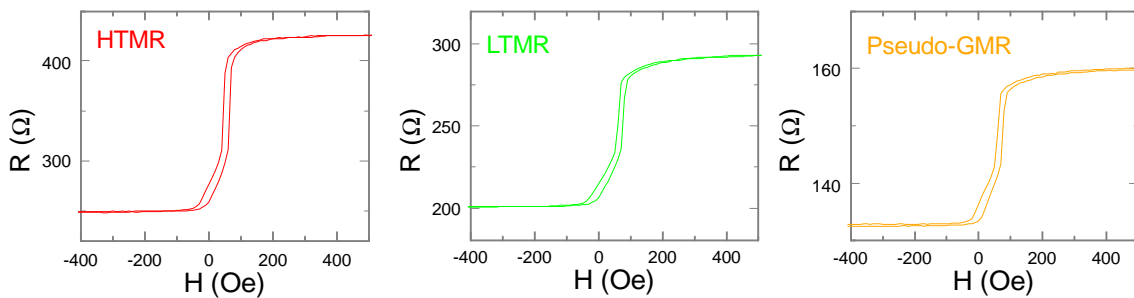


Fig. IV.7 – De gauche à droite : cycles $R(H)$ à 0.05mA pour les états HTMR, LTMR et pseudo-GMR.

En conclusion, les trois états HTMR, LTMR et pseudo-GMR sont des états stables sur une certaine gamme de courants. Si la densité de courant appliquée n'est pas suffisante pour initier le conditionnement, l'échantillon reste dans son état de départ. Dans le cas contraire, la résistance de l'échantillon diminue avant de se stabiliser. Ces observations confirment l'hypothèse d'une barrière inhomogène dans le cas LTMR. Supposons une barrière de composition spatialement inhomogène, par exemple présentant une zone riche en bore de plus faible résistance. Le courant va préférentiellement circuler à travers ce défaut et la densité locale sera supérieure à celle obtenue dans le cas d'une répartition homogène ($>5 \cdot 10^7$ A/cm²). Pour une densité de courant suffisante, il peut apparaître un phénomène d'électro-migration qui aura tendance à agrandir le défaut. Par conséquent, la densité locale de courant diminuera et la résistance de l'empilement se stabilisera à une valeur plus faible que la valeur initiale. Les trois états observés peuvent être expliqués par la présence de deux canaux de conduction : la barrière homogène et le(s) défaut(s). Dans l'état HTMR, les défauts sont négligeables et la barrière peut être considérée homogène. En présence de défauts, état LTMR, la résistance et la TMR dépendent de la nature et de la taille de ces défauts, ce qui explique la forte distribution observée figure IV.4 (a). A très forte densité de courant, l'électro-migration crée un canal de conduction direct et ohmique entre les deux électrodes qui est à l'origine de l'état pseudo-GMR.

L'échantillon conditionné présente une TMR initiale de 72% intermédiaire entre HTMR et LTMR au regard de la distribution naturelle présentée figure IV.4. Après conditionnement, la TMR chute à 40%, ce qui est une valeur faible pour un LTMR natif. On peut en conclure que la procédure de conditionnement induit des défauts plus importants au niveau de la barrière que les défauts présents après fabrication. De plus les échantillons à très forte TMR ($>90\%$) semblent relativement insensibles au conditionnement et présentent généralement une transition abrupte de l'état HTMR à pseudo-GMR.

Il semblerait donc que seuls les échantillons présentant naturellement une faible inhomogénéité (entre HTMR et LTMR) soient susceptibles d'atteindre un état LTMR prononcé [153].

IV.2 Caractérisation fréquentielle

Dans cette partie nous allons étudier la réponse fréquentielle des états HTMR, LTMR et pseudo-GMR. Dans les cas HTMR et LTMR, nous nous sommes assurés que l'échantillon étudié reste stable sur l'ensemble des mesures. Nous focaliserons la description sur la configuration d'aimantation anti-parallèle et pour des courants négatifs, qui semblent être les seules conditions pour observer des signes clairs de dynamique induite par transfert de spin. Dans l'état P, les modes de précession observés restent de faible amplitude et leur fréquence est très peu affectée par le courant, ce qui suggère qu'il s'agit de modes de résonance activés thermiquement. Il semblerait que le courant critique de précession entretenue soit plus important dans l'état P que AP et donc inaccessible compte tenu du RA des échantillons.

Les spectres micro-ondes présentés dans cette partie ont été mesurés en utilisant le montage décrit au chapitre II (sauf indications contraires) et sont tous corrigés d'une ligne de base et du gain de l'amplificateur. La correction des spectres ne tient pas compte du de-embedding de l'échantillon car cette procédure est trop lourde pour être appliquée à tous les échantillons mesurés. Les valeurs de puissance déduites des spectres micro-ondes seront donc sous-estimées par rapport aux puissances réellement émises par les oscillateurs.

IV.2.1 HTMR

L'échantillon discuté dans ce paragraphe est un échantillon circulaire de 80 nm de diamètre présentant une TMR de 80%. Des mesures angulaires ont mis en évidence un léger décalage de 5° de la direction de la couche de référence par rapport à la direction de piégeage. Les mesures ont été réalisées avec un champ magnétique externe planaire désaligné de 10° par rapport à la direction de l'aimantation de la couche de référence. Dans ces conditions, les spectres mesurés sont plus intenses et présentent une largeur de raie réduite d'environ 30 à 50% par rapport au cas aligné. Des mesures angulaires précises sont actuellement en cours pour caractériser l'effet de l'orientation du champ appliqué sur la configuration magnétique des échantillons et sur la dynamique de l'aimantation.

IV.2.1.1 Dépendance en courant

Les spectres radiofréquences pour un champ appliqué de 400 Oe (état AP) sont présentés figure IV.8 pour différentes valeurs de courant. Ils sont correctement approximés par une fonction Lorentzienne qui nous permet de déduire la fréquence centrale f , la largeur de Δf et la puissance émise P . La puissance est définie à partir de l'intégrale du pic d'émission et de ses composantes harmoniques. On notera, à fort courant, l'apparition de la première harmonique du pic fondamental aux alentours de 13 GHz. Le fait d'observer à la fois les composantes harmoniques d'ordres pair et

impair signifie que l'axe de précession de la couche libre est désaligné par rapport à la direction de référence, ce qui s'explique, dans notre étude, par le fait du champ magnétique appliqué à 10° de la direction de référence. Lorsque l'axe de précession de la couche libre est bien aligné avec la direction de référence, seules les harmoniques de rang pair sont présentes du fait de la symétrie du mouvement de précession.

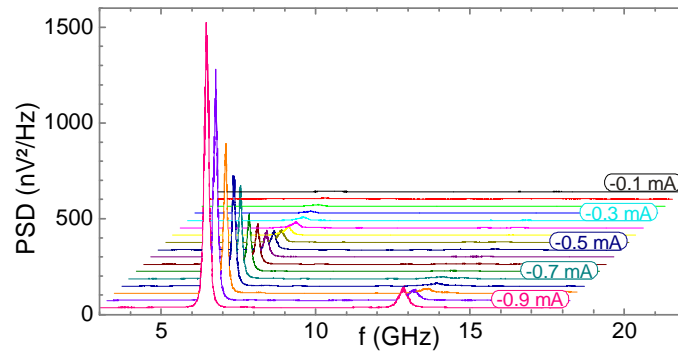


Fig. IV.8 – Spectres micro-ondes de l'échantillon HTMR pour un champ appliqué de 400 Oe. Les spectres sont décalés pour une meilleure lisibilité et le courant appliqué varie de -0.1 mA à -0.9 mA (de haut en bas) par pas de 0.05 mA.

La figure IV.9 résume l'évolution de la fréquence et la largeur de raie du pic fondamental ainsi que la puissance émise par le STO et sa magnétorésistance dynamique. La puissance émise n'est pas un paramètre pertinent, dans cette discussion de l'influence du courant sur le mode de précession, car elle présente naturellement une augmentation parabolique. Il faut plutôt considérer la magnétorésistance dynamique qui reflète l'amplitude d'oscillation. On remarque que pour un courant d'intensité inférieure à 0.55 mA, la fréquence de précession et l'amplitude d'oscillation restent constantes. Il s'agit du mode de résonance ferromagnétique³⁰ activé thermiquement. Dans ce régime sous-critique, la largeur de raie diminue de manière linéaire avec le courant du fait de la réduction de l'amortissement effectif par le transfert de spin. La définition du courant critique qui sépare le régime de précession amortie du régime d'oscillation auto-entretenu est une tâche délicate. Plusieurs méthodes ont été proposées, basées soit sur l'évolution de la largeur de raie [48] soit sur l'amplitude de précession [96].

La première approche est une extension du modèle d'ondes de spin linéaires et consiste à extrapoler la diminution de largeur de raie dans le régime sous-critique à zéro comme l'indique la droite rouge de la figure IV.9 (b). Dans ce cas, le courant critique obtenu est de -0.85 mA, ce qui correspond également au minimum de la largeur de raie. La seconde approche, basée sur la dynamique des ondes de spin non-linéaires, a permis de démontrer qu'en l'absence de bruit thermique, le passage du courant critique devrait se manifester par une forte augmentation de l'amplitude d'oscillation. En présence de bruit, le modèle prédit une transition 'floue' et le courant critique peut être estimé à partir de l'inverse de l'amplitude d'oscillation qui varie de manière linéaire avec le courant, cf. figure I.23.

³⁰ A priori nous ne devrions pas parler de résonance ferromagnétique mais plutôt de mode d'onde de spin stationnaire propre à la couche libre. Les modes de précession sous-critiques ne sont pas forcément des modes uniformes mais peuvent être des modes à profil d'aimantation inhomogène localisés au bord de l'échantillon [88]. Dans le cas discuté ici, nous verrons que la fréquence du mode sous-critique est correctement approximée par la formule de Kittel, c'est pourquoi nous l'appelons mode FMR.

Cette deuxième approche semble donner de bons résultats indépendamment de la nature de la barrière métallique [96, 101] ou isolante [99].

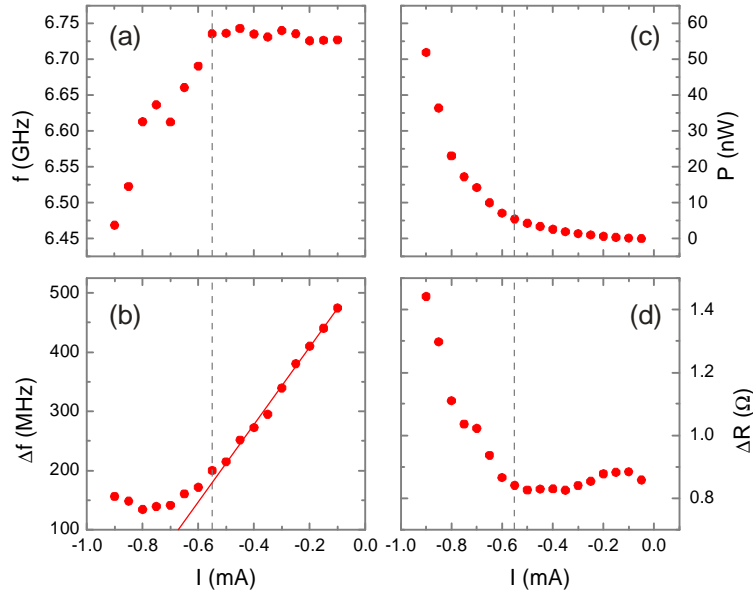


Fig. IV.9 – Dépendance en courant de la fréquence de précession (a), la largeur de raie du pic fondamental (b), la puissance émise (c) et la magnétorésistance dynamique (d). La puissance est ramenée au cas d'une charge adaptée (et non une charge standard de 50 Ω). Le calcul de la magnétorésistance dynamique est donné au chapitre II par l'équation (2.14).

Dans notre cas, nous n'avons pas observé de dépendance linéaire de l'inverse de l'amplitude d'oscillation dans le régime sous-critique. Cependant l'amplitude d'oscillation montre une forte augmentation à partir de -0.6 mA, ce qui reste qualitativement en accord avec le modèle. Ces deux approches donnent des résultats très différents pour le courant critique, -0.85 ou -0.6 mA, et il est pour l'heure difficile de déterminer laquelle fournit la meilleure estimation du courant critique réel. Nous reviendrons sur ce point essentiel dans la partie consacrée aux mesures temporelles.

IV.2.1.2 Dépendance en champ

La dépendance de la fréquence de précession du mode d'oscillation en fonction du champ magnétique appliqué permet d'obtenir des informations sur sa nature. La figure IV.10 (a) montre qu'en dessous du courant critique l'évolution en champ de la fréquence du mode de résonance peut être correctement approximée par la formule de Kittel, équation (1.23) du chapitre I. Cette correspondance des fréquences signifie que la configuration du mode observé dans le régime sous-critique est proche de la configuration magnétique uniforme du mode FMR. A plus fort courant, $I = -0.75 \text{ mA}$, les fréquences de précession sont légèrement inférieures à celle du mode FMR à cause du transfert de spin mais la tendance générale suit une loi de Kittel, cf. figure IV.10 (b). Cette diminution de fréquence en courant et la dépendance de type Kittel, montrent que le mode excité par transfert de spin est un mode de type IPP à aimantation homogène ou quasi-homogène qui se développe continûment d'un mode propre de la couche libre.

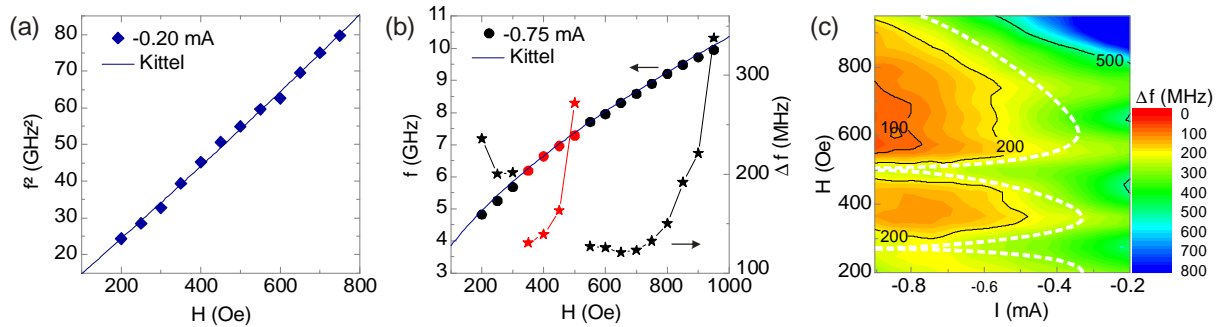


Fig. IV.10 – (a) Points : dépendance en champ du carré de la fréquence du mode sous-critique ($I = -0.2 \text{ mA}$). Trait continu : ajustement des fréquences par la formule de Kittel. Les meilleurs paramètres d'ajustement sont une aimantation à saturation de 960 emu/cm^3 (soit 90% de la valeur volumique de la bicouche CoFe/CoFeB), un champ d'anisotropie de 56 Oe (qui peut résulter d'une erreur de l'ordre de quelques nm sur les dimensions nominales) et la valeur de γ est fixée à $17.6 \cdot 10^6 \text{ Oe/s}$. (b) Points : dépendance en champ de la fréquence de précession du mode IPP ($I = -0.75 \text{ mA}$). Trait continu : approximation FMR dans le cas (a). Etoiles : largeur de raie du mode IPP. (c) Cartographie de la largeur de raie en fonction des courants et champs appliqués. Les traits noirs représentent les iso-valeurs de la largeur de raie et les traits pointillés blancs symbolisent les vallées discutées dans le texte.

La largeur de raie varie de manière non monotone et présente trois minima en champ appliqué pour une valeur de courant fixe, cf. figure IV.10 (b). La variation discontinue de la largeur de raie suggère que le profil d'aimantation du mode excité est modifié par le champ magnétique externe. On peut pour autant difficilement parler de trois modes qui se succèdent car l'on n'observe pas de saut de fréquence aux transitions et l'allure générale de la dépendance fréquentielle reste inchangée. On parlera plutôt de trois branches d'un même mode, représentées en noir et rouge sur la figure IV.10 (b). Nous pensons que chacune de ces branches est associée à un léger changement de la configuration micromagnétique. Par exemple, les courbes magnétorésistives, cf. figure IV.7, présentent généralement une légère courbure pour un champ inférieure à 300 Oe ce qui signifie que la configuration d'aimantation n'est pas totalement homogène. La transition entre un tel état et un état saturé à plus haut champ est une explication possible à l'observation des branches. La figure IV.10 (c) présente une cartographie de la largeur de raie en fonction du courant et du champ. Il apparaît clairement trois vallées à faible largeur de raie, délimitées par les traits pointillés blancs. Ces vallées sont quasiment parallèles à l'axe du courant ce qui soutient l'hypothèse que les branches observées sont liées à une modification de configuration magnétique induite par le champ appliqué.

En conclusion, les observations expérimentales sur la dynamique de l'aimantation des échantillons HTMR sont en accord avec les précédentes études sur les vannes de spin à aimantation planaires. A fort courant ($|I| \geq 0.6 \text{ mA}$), la diminution de la fréquence de précession associée à une augmentation de l'amplitude est caractéristique d'un mode de type IPP, cf. paragraphe I.3.2. La définition du courant critique reste cependant délicate, nous y reviendrons par la suite. Indépendamment de la valeur de courant critique choisie, on constate que le mode de précession par transfert de spin se développe continûment du mode de résonance quasi-uniforme présent à faible courant. Le champ magnétique externe entraîne une légère modification du profil d'aimantation ce qui donne naissance à trois branches dans la dépendance de la fréquence en champ. Les largeurs de raies

obtenues sont comparables à celles des premières expériences sur les vannes de spin mais restent relativement importantes ($\Delta f > 100 \text{ MHz}$). Comme prévu, la puissance émise, de l'ordre de la dizaine de nW, est bien supérieure à celle des vannes de spin, généralement de l'ordre du pW, ce qui valide l'intérêt des jonctions tunnel pour les oscillateurs à transfert de spin.

IV.2.2 LTMR

Nous allons reprendre l'analyse précédente dans le cas d'un échantillon LTMR de même géométrie (disque de 80 nm de diamètre). L'échantillon présente une TMR de 30% et le champ est appliqué à 10° de la direction de référence. La gamme de courant est identique à celle de l'échantillon HTMR et est limitée à une intensité de 0.9 mA pour éviter toute dégradation irréversible.

IV.2.2.1 Dépendance en courant

La figure IV.11 montre l'évolution en courant du spectre micro-onde de l'échantillon LTMR pour un champ appliqué de 200 Oe (état AP). La première différence flagrante par rapport à l'échantillon HMTR est la pureté spectrale des pics de précession à fort courant. On notera également l'intensité de la seconde harmonique qui est presque aussi importante que celle du pic fondamental. L'amplitude de l'harmonique est liée à la fois au désalignement de l'axe de précession de la couche libre par rapport à la direction de référence et à l'amplitude de précession de l'aimantation. Lorsque l'aimantation précesse à grand angle, sa trajectoire est fortement non-circulaire et les fréquences harmoniques sont plus prononcées. Nous verrons que le mode de précession induit par transfert de spin dans les échantillons LTMR est à la fois un mode à forte amplitude et le profil d'aimantation est vraisemblablement inhomogène. Ces deux phénomènes peuvent expliquer l'intensité de la fréquence harmonique. Les harmoniques d'ordre supérieur sont également présentes mais leur faible amplitude ne permet pas de les distinguer sur la figure IV.11.

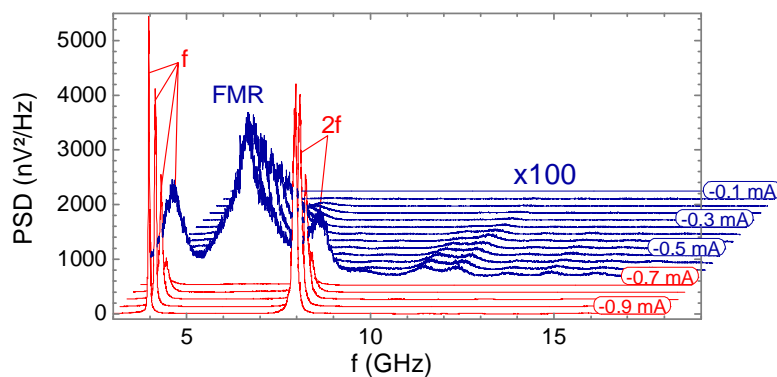


Fig. IV.11 – Evolution en courant des spectres micro-ondes de l'échantillon LTMR pour un champ appliqué de 200 Oe (état AP). Les spectres bleus ont été multipliés par 100 pour être rendus visibles. L'annotation FMR désigne le mode de résonance activé thermiquement et les fréquences f et $2f$ correspondent au mode induit par transfert de spin. La gamme de courant varie de -0.05 (haut) à -0.9 mA (bas) par pas de 0.05 mA.

On peut dissocier deux régimes pour l'évolution en courant des spectres micro-ondes. Pour $|I| \leq 0.65 \text{ mA}$, les spectres sont représentés en bleu sur la figure IV.11 et ont été multipliés par un facteur 100 pour être visibles. Cette mesure a été réalisée sans atténuateur en entrée d'amplificateur, contrairement aux préconisations du chapitre II, ce qui explique l'ondulation de la ligne de base et rend difficile l'analyse des pics de faibles amplitudes, comme les fréquences harmoniques au-delà de 10 GHz. Dans ce régime, l'amplitude du mode FMR augmente modérément avec le courant, comme dans le cas de l'échantillon HTMR. Pour $|I| = 0.65 \text{ mA}$ (dernier spectre bleu) et au-delà (spectres rouges), il apparaît un second mode de précession à plus basse fréquence, qui présente une très forte harmonique et dont l'amplitude augmente brusquement.

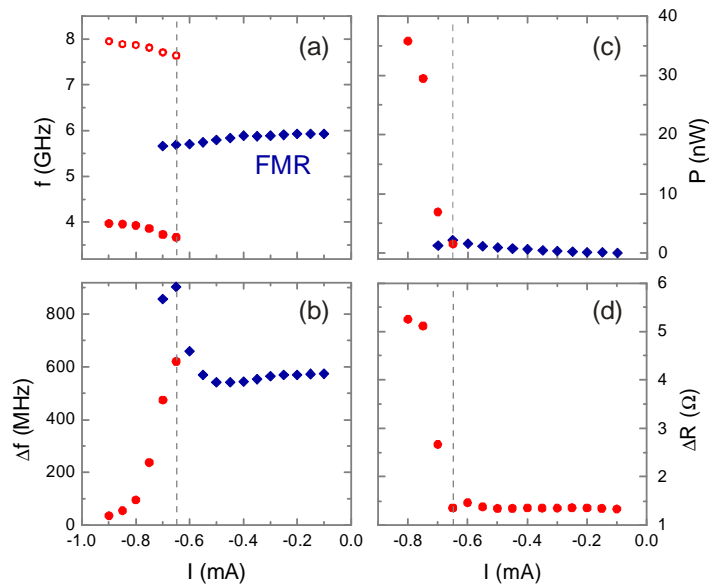


Fig. IV.12 – Dépendance en courant de la fréquence de précession (a), de la largeur de raie (b), de la puissance émise (c) et de la magnétorésistance dynamique (d). La puissance est ramenée au cas d'une charge adaptée. Le mode sous-critique est représenté en bleu et le mode induit par transfert de spin en rouge. Les symboles pleins correspondent au pic fondamental et les symboles creux à son harmonique. Le champ appliqué est de 200 Oe (état AP).

La figure IV.12 résume les paramètres de ces deux modes en fonction du courant. A faible courant, $|I| < 0.6 \text{ mA}$, le mode est semblable au mode FMR de l'échantillon HTMR et présente une diminution de fréquence avec le courant. Sa largeur de raie reste importante ($> 500 \text{ MHz}$) sans doute due à l'apparition du second mode qui ne permet pas d'observer la diminution provoquée par le transfert de spin. Pour $|I| = 0.65 \text{ mA}$, le second mode montre une augmentation de fréquence avec le courant et une rapide diminution de la largeur de raie (jusqu'à 30 MHz). Dans ce cas, le saut de fréquence important (2 GHz) entre le mode sous-critique et le mode induit par transfert de spin permet de parler réellement de modes différents par opposition aux branches observées dans la dépendance en champ du mode HTMR qui ne présentaient pas de saut de fréquence. Contrairement au cas HTMR, il n'y a ici aucune ambiguïté sur la définition de la transition entre le mode FMR et le mode induit par transfert de spin. Le saut de fréquence coïncide avec le maximum de largeur de raie ainsi qu'une augmentation très franche de la magnétorésistance dynamique. Le courant critique est de -0.65 mA .

IV.2.2.2 Dépendance en champ

La figure IV.13 (a) montre l'évolution des spectres micro-ondes en fonction du champ externe pour un courant de -0.75 mA supérieur au courant critique. On retrouve une succession de quatre branches présentées en noir et rouge sur les figures IV.13 (a) et (b). Chaque branche est définie par un minimum de la largeur de raie compris entre 17 et 45 MHz (pour le courant de -0.75 mA) et les transitions entre branches se traduisent par de légers sauts de la fréquence de précession (surtout visibles au niveau de l'harmonique). La cartographie de largeur de raie, figure IV.13 (c), montre que les zones d'existence des branches sont définies par des vallées parallèles entre elles et quasiment parallèles à l'axe du courant, comme dans le cas de l'échantillon HTMR.

On peut distinguer deux types de modes pour les échantillons LTMR. A faible courant, le mode FMR possède une configuration magnétique uniforme et sa fréquence suit la loi de Kittel en fonction du champ appliqué. Au-delà du courant critique, $|I| > |I_c| = 0.65$ mA, le mode excité par transfert de spin ne se développe pas du mode sous-critique et son augmentation de fréquence en courant suggère qu'il ne s'agit pas d'un mode de type IPP. L'hypothèse d'un mode OPP est peu probable compte tenu de la dépendance en champ figure IV.13 (b). Nous pensons qu'il s'agit d'un mode de précession à profil d'aimantation inhomogène. Du fait que les quatre branches en champ de ce mode suivent une évolution fréquentielle dont l'allure générale est similaire à la loi de Kittel, nous pensons que le champ magnétique provoque une légère modification de son profil d'aimantation, sans pour autant changer la nature du mode.

L'hypothèse d'un profil d'aimantation inhomogène rejoint celle d'une barrière inhomogène pour les échantillons LTMR. Nous pensons que 'les défauts' de la barrière tunnel conduisent à une densité de courant localement très importante et capable d'exciter un mode spatialement inhomogène de haute énergie (à l'instar du mode f_2 pour le polariseur perpendiculaire). De plus cette hypothèse serait en accord avec l'observation d'une forte seconde harmonique. Des simulations micromagnétiques de Zhu [154] montrent également un effet similaire lorsqu'il introduit un pinhole dans une barrière isolante.

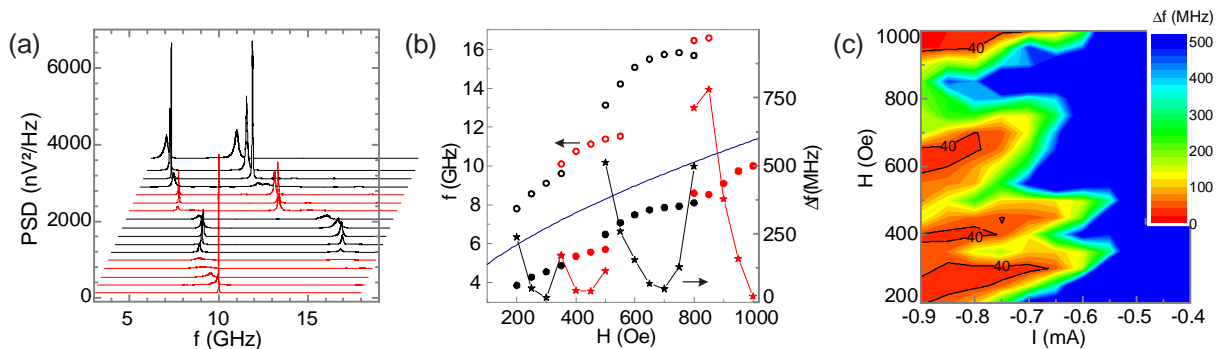


Fig. IV.13 – (a) Spectres micro-ondes pour un courant de -0.75 mA. Le champ externe varie de 200 (haut) à 1000 Oe (bas) par pas de 50 Oe. (b) Dépendance en champ de la fréquence de précession (points) du mode à fort courant (-0.75 mA) et sa largeur de raie (étoiles). Le pic fondamental est représenté par des symboles pleins et son harmonique par des symboles creux. La ligne continue bleue représente l'ajustement du mode de résonance ferromagnétique, mesuré à -0.2 mA, par la loi de Kittel. (c) Cartographie de la largeur de raie dans l'état AP pour des courants négatifs. Les lignes noires délimitent les zones où la largeur de raie est inférieure à 40 MHz.

IV.2.2.3 Comparaison HTMR / LTMR

Les modes induits par transfert de spin dans les échantillons LTMR et HTMR sont très différents par leur amplitude d'oscillation. Pour l'échantillon LTMR, la puissance émise (40 nW) est comparable à celle de l'échantillon HTMR (50 nW) et pourtant il présente une TMR presque trois fois inférieure (30% à comparer à 80%). La magnétorésistance dynamique de l'échantillon HTMR, au-delà du courant critique, est de l'ordre de 1Ω , soit $\Delta R_{dyn}^{HTMR} / \Delta R_{stat} \approx 0.3\%$ pour $I = -0.9$ mA, alors que celle de l'échantillon LTMR atteint 5Ω , $\Delta R_{dyn}^{LTMR} / \Delta R_{stat} \approx 8\%$ au même courant. Cette différence d'amplitude de précession se traduit également sur les mesures $R(I)$ statiques. La figure IV.14 montre que, dans le cas LTMR, l'apparition du mode de précession induit par transfert de spin, au-delà de -0.6 mA, se manifeste par un changement de pente dans l'évolution en courant de la résistance. La décroissance plus rapide de la résistance à fort courant reflète l'apparition du mode de précession de forte amplitude observé dans les mesures spectrales. En ce qui concerne l'échantillon HTMR, aucune modification visible de la courbe $R(I)$ n'est associée à l'apparition du régime d'oscillation. Par conséquent, on peut conclure que le mode de précession pour l'échantillon LTMR est un mode de forte amplitude alors que pour l'échantillon HTMR il s'agit d'un mode de faible amplitude autour de la position d'équilibre.

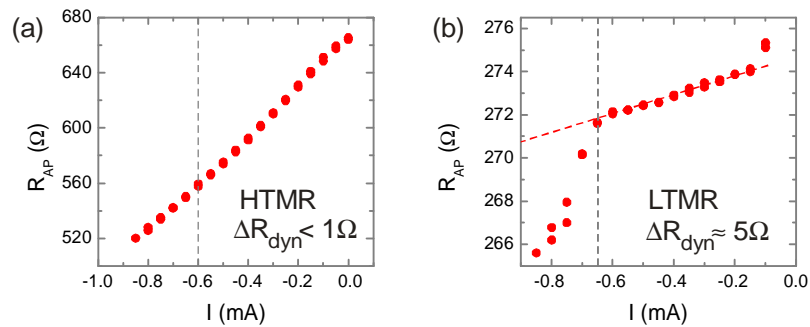


Fig. IV.14 – Evolution en courant de la résistance AP pour l'échantillon HTMR (a) et LTMR (b). Les lignes verticales pointillées indiquent le courant critique et la ligne rouge continue (b) est une extrapolation de la chute de résistance AP en courant en l'absence du mode de précession. Les valeurs de ΔR_{dyn} sont extraites des mesures spectrales.

En conclusion, les échantillons LTMR sont particulièrement intéressants pour les oscillateurs à transfert de spin car ils permettent de combiner une grande puissance émise (supérieure à la dizaine de nW) avec une bonne pureté spectrale (10 MHz dans le meilleur cas). Bien que ce comportement semble dû à la présence de défauts dans la barrière tunnel, nous avons noté une très bonne reproductibilité des résultats. Sur une population d'environ 15 échantillons dont la TMR est comprise entre 30 et 50%, tous, excepté certains dont le cycle de magnétorésistance présente une forme de S marquée ou des paliers de retournement, ont montré ces propriétés de forte puissance et faible largeur de raie.

IV.2.3 Conditionnement

Nous venons de voir que le comportement dynamique des oscillateurs dépend fortement de l'état de la barrière tunnel et donc de la TMR. Au paragraphe IV.1.3, nous avons montré la possibilité de contrôler la valeur de la TMR par un conditionnement de l'échantillon grâce à des cycles de courant. Ici, nous ferons le lien entre la TMR et les propriétés dynamiques, ce qui nous permettra de discerner finement un état HTMR d'un état LTMR.

IV.2.3.1 Transition HTMR / LTMR

Nous nous intéresserons à l'échantillon présenté figure IV.6 et nous discuterons l'évolution de son comportement dynamique au cours de son conditionnement d'un état HTMR (72%) à LTMR (40%). Nous discuterons brièvement l'état pseudo-GMR au paragraphe suivant. Lors de la procédure de conditionnement, nous avons effectué des cycles de courant en maintenant le champ externe à 600 Oe. A chaque point du cycle, nous avons mesuré le spectre micro-onde de l'échantillon, ce qui nous permet de visualiser l'évolution des dépendances $f(I)$ et $\Delta f(I)$ en parallèle de l'évolution de la TMR.

La figure IV.15 (a) reprend l'évolution de la TMR précédemment discutée. Les figures IV.15 (b), (c) et (d) montrent les spectres mesurés ainsi que leur dépendance $f(I)$ et $\Delta f(I)$ au cours du conditionnement (pour différentes valeurs de TMR). Tout d'abord, on constate que dans l'état initial (TMR = 72%), cas 1, l'échantillon montre une signature HMTR claire. La fréquence reste quasiment indépendante du courant, ce qui suggère qu'on ne dépasse pas le courant critique et la largeur de raie diminue de manière continue jusqu'à une valeur de 122 MHz. Ces résultats sont similaires à ceux de notre échantillon HTMR de référence (TMR = 82%). Aucun changement n'est visible sur le plateau HTMR. Pour une TMR réduite à 60%, cas 2, la décroissance $f(I)$ sous-critique montre une pente plus marquée ainsi qu'une diminution de la fréquence d'environ 300 MHz aux alentours de -0.7 mA suivit d'un changement de pente de $f(I)$. Au niveau de la largeur de raie, on note une décroissance rapide proche de -0.7 mA suivie d'une saturation vers 60 MHz. Ce comportement est intermédiaire entre HTMR et LTMR. L'augmentation de la fréquence à fort courant et la faible largeur de raie suggèrent un état LTMR mais la transition de fréquence continue au niveau du courant critique et l'absence de divergence dans la largeur de raie diffèrent du comportement de référence. Pour une TMR de 50%, cas 3, le comportement dynamique reste intermédiaire mais penche plutôt du côté LTMR. La diminution de fréquence à l'approche du courant critique est plus importante et le maximum de largeur de raie apparaît. A 40% de TMR, cas 4, le comportement est clairement LTMR : saut de fréquence et divergence de largeur de raie au courant critique, largeur de raie minimale de 35 MHz et augmentation de la fréquence en courant au-delà du courant critique. Cette étude montre que le contrôle de l'état de la barrière par la procédure de conditionnement permet également de contrôler les propriétés dynamiques. La figure IV.15 (a) illustre la corrélation entre la valeur de TMR et la pureté spectrale du pic de précession. Dans l'état HTMR, le minimum de largeur de raie est de 75 MHz alors qu'il peut atteindre 25 MHz dans l'état LTMR.

On note une apparente augmentation du courant critique au fil du conditionnement. La diminution de résistance lors du passage de HTMR à LTMR pourrait laisser penser que le mode excité

par transfert de spin apparaît à tension critique constante. Cette hypothèse s'est avérée incorrecte et la tension critique varie au cours du conditionnement de manière non monotone.

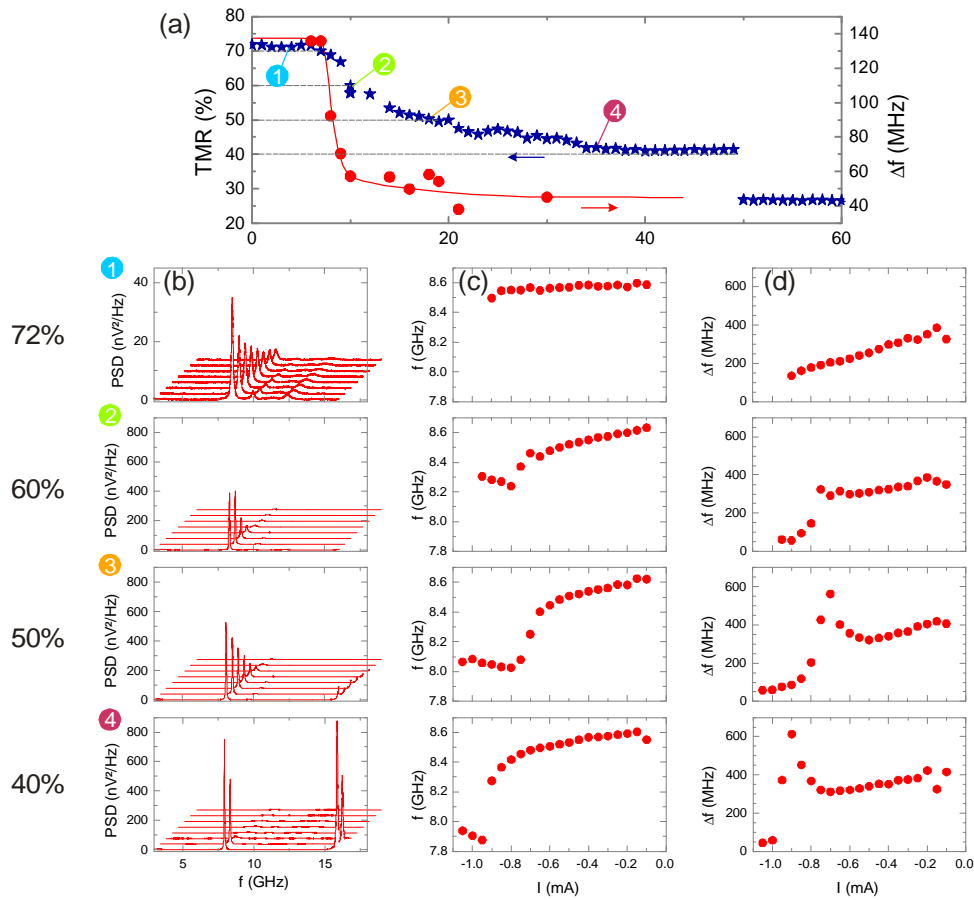


Fig. IV.15 – (a) Evolution de la TMR et de la largeur de raie minimale en fonction des cycles en courant. Les points numérotés sont détaillés en (b), (c) et (d) en correspondent à une TMR de 72% (1), 60% (2), 50% (3) et 40% (4). (b) Evolution du spectre micro-onde à la transition du courant critique. Pour le cas (1) le courant maximum (bas) est de -0.8mA et les spectres sont espacés de 0.05 mA. Pour les autres cas le courant maximum est de -1.05 mA (bas). Dépendance en courant de la fréquence de précession (c) et de la largeur de raie (d). Les échelles sont identiques pour les huit graphiques. Le champ externe est maintenu à 600 Oe.

L'augmentation apparente du courant critique est probablement due à la valeur de champ imposée. Pour illustration, le courant critique de l'échantillon LTMR de référence peut être visualisé sur la figure IV.13 (c) comme la limite de la zone bleue foncée. Il est clair qu'il dépend fortement de la valeur du champ appliqué. De plus cette dépendance en champ n'est pas la même pour les échantillons LTMR et HTMR car le nombre de vallées, représentant les différents profils de mode du diagramme de phases est généralement différent (3 ou 4 suivant l'état HTMR ou LTMR). La valeur de 600 Oe imposée lors du conditionnement a été choisie dans l'état HTMR et il est probable qu'elle ne coïncide pas exactement avec le centre d'une des vallées du diagramme de phases LTMR, ce qui explique l'augmentation du courant critique.

IV.2.3.2 Pseudo-GMR

L'état LTMR est un état stable sur une certaine gamme de courants. En ce qui concerne l'échantillon discuté ici, pour un courant d'intensité maximale 1.05 mA le procédé de conditionnement s'arrête. Par contre, si l'on continue d'augmenter le courant, l'échantillon va passer, de manière continue ou abrupte, vers un état pseudo-GMR. L'état pseudo-GMR est caractérisé par un comportement ohmique (augmentation de la résistance en courant par effet Joule), cf. figure IV.10 (a), et une faible TMR, généralement inférieure à 20%. La présence d'un chemin de courant métallique à l'intérieur de la barrière est fort probable. Cependant, dans cet état de dégradation avancée l'échantillon conserve des propriétés dynamiques remarquables qui méritent qu'on lui accorde une brève description.

Le comportement général du mode de précession est semblable à celui de l'état LTMR c'est-à-dire qu'il présente un saut de fréquence au niveau du courant critique accompagné d'une forte diminution de la largeur de raie. La dynamique est dans son ensemble plus complexe car les spectres révèlent souvent plusieurs modes et on observe des lignes critiques hystérétiques. Par exemple, la figure IV.10 (a) montre un changement de résistance dans la courbe $R(I)$ à fort courant négatif qui correspond à l'apparition d'un mode de précession de très forte amplitude. Un spectre d'émission est présenté figure IV.10 (b) pour un l'échantillon conditionné avec une TMR de 15%. La puissance émise et la largeur de raie restent comparables à celles observées dans l'état LTMR alors que la TMR et la résistance ont chuté de moitié.

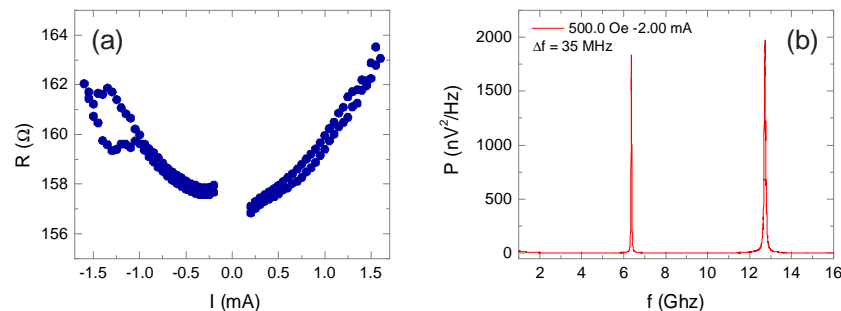


Fig. IV.16 – (a) Evolution de la résistance AP en courant pour l'état pseudo-GMR. La TMR de l'échantillon est de 15%. (b) Spectre micro-onde pour un courant de -2 mA et un champ de 500 Oe (état AP).

Nous avons observé que le courant critique a tendance à augmenter lorsque la magnétorésistance diminue ce qui conforte l'hypothèse que le mode de précession résulte d'une excitation locale de l'aimantation au travers d'un pinhole dont la taille croît au cours du conditionnement.

IV.2.3.3 Conclusion

Toutes les observations statiques et dynamiques confirment l'hypothèse initiale sur la nature de la distribution HTMR/LTMR : les échantillons HTMR possèdent une barrière tunnel homogène (les défauts sont négligeables) alors que la barrière des échantillons LTMR présente des défauts qui conduisent à un mode de transport intermédiaire entre tunnel et ohmique. Dans cette hypothèse, notre

étude de conditionnement peut s'interpréter comme l'exacerbation des défauts par de fortes densités de courant [155]. Supposons que dans l'état HTMR les défauts de la barrière soient négligeables et que les propriétés de transport puissent être considérées homogènes. L'effet d'une forte densité de courant peut créer un chemin de conduction préférentiel, par exemple par électromigration des atomes de bore depuis l'électrode magnétique vers la barrière tunnel ; ce qui donne naissance à l'état LTMR. Pour des densités de courant encore supérieures, la diffusion peut conduire à un chemin métallique au travers de la barrière et rendre le transport principalement ohmique : cas pseudo-GMR.

En ce qui concerne la dynamique de l'aimantation, les échantillons HTMR montrent un comportement semblable aux vannes de spin à aimantation planaire. Le mode de précession induit par transfert de spin se développe du mode de résonance ferromagnétique et présente une largeur de raie minimale proche de 100 MHz. L'étude de ce mode en courant et champ a permis de l'identifier de manière certaine en tant que mode de type IPP de faible amplitude. A l'inverse les échantillons LTMR (et pseudo-GMR) présentent des modes d'oscillation singuliers qui ne sont a priori ni de type IPP ni de type OPP. Il s'agit sans doute de modes à profil d'aimantation inhomogène dus à l'excitation locale de l'aimantation. Ces modes sont étonnants par leur amplitude de précession et leur pureté spectrale qui peut atteindre 10 MHz.

Cette étude soulève plusieurs questions :

- En supposant que les modes de précession des échantillons HTMR et LTMR soient effectivement des modes auto-entretenus induits par transfert de spin, pourquoi les largeurs de raie sont-elles si différentes ?

Cette question entraîne deux nouvelles :

- Sommes-nous certains de la pertinence des critères utilisés pour définir le courant critique ? Autrement dit, les modes observés pour les échantillons HTMR et LTMR sont-ils réellement entretenus ?
- Quels sont les mécanismes responsables de la largeur de raie et comment sont-ils reliés à la nature du mode de précession ?

Répondre à ces questions est une tâche délicate étant donné que les modèles physiques ou les simulations micromagnétiques ne permettent généralement pas de rendre compte à la fois des fréquences et largeurs de raie observées dans les expériences. Le modèle d'ondes de spin non-linéaires proposé par Slavin, Kim et Tiberkevich semble le plus avancé mais certains éléments clés, comme le rôle des effets non-linéaires restent à être démontrés expérimentalement. Dans la prochaine partie, nous présenterons des résultats de mesures, issus d'une approche temporelle, qui permettront d'apporter des éléments de réponse aux questions précédentes.

IV.3 Etudes temporelles

Le fort niveau de signal délivré par les jonctions tunnel nous a permis de mettre en place une procédure d'analyse temporelle qui donne accès à la mesure directe de la précession de l'aimantation au travers du signal magnétorésistif. Comme les mesures spectrales, on peut en déduire des informations de fréquence, d'amplitude et de cohérence des oscillations. De plus, les mesures temporelles permettent de quantifier les fluctuations de phase de l'oscillation ainsi que les phénomènes transitoires tels que les changements de mode de précession ou les extinctions de

l'oscillateur. Dans ce cadre, nous discuterons de la définition du courant critique pour les oscillations entretenues, de la coexistence ou non de plusieurs modes de précession ainsi que des mécanismes à l'origine de la cohérence limitée des oscillations.

IV.3.1 Régime d'auto-oscillation

IV.3.1.1 Définition du courant critique

En général, le terme de courant critique désigne la valeur de courant qui sépare deux états de l'oscillateur qui peuvent être statiques ou dynamiques. Ici, le terme de courant critique est associé à la transition entre le régime de résonance ferromagnétique activé thermiquement et le régime d'auto-oscillation induit par transfert de spin. Nous avons vu que sa définition à partir des mesures fréquentielles, pour les échantillons à jonctions tunnel HTMR, est délicate à cause de la transition continue entre le régime activité thermiquement et le régime de transfert de spin. Dans le cas des échantillons LTMR, la transition abrupte entre ces deux régimes simplifie l'estimation du courant critique. Cependant, rien ne prouve a priori qu'au-delà de cette valeur de courant le régime dynamique soit un régime de précession entretenue.

La mesure spectrale ne donne qu'une information globale sur l'oscillation et l'interprétation du spectre micro-onde requiert de connaître a priori la nature du signal (entretenu, amorti, intermittent), cf. paragraphe I.3.2. A partir d'une unique mesure spectrale, il est quasiment impossible de déterminer le régime d'oscillation. La détermination du type d'oscillation se fait donc de manière indirecte en mesurant l'évolution du spectre en courant. Des critères appliqués à la fréquence, la largeur de raie ou l'amplitude permettent d'estimer le courant critique, cf. paragraphe I.3.3. A l'inverse, nous montrerons qu'une unique mesure temporelle permet de conclure de manière certaine sur la nature du régime de précession. Cette approche simple a été discutée par Tiberkevich [96] et consiste à étudier la fonction de distribution de la puissance d'oscillation, cf. figure IV.17. En l'absence de courant (courbe noire), elle présente un maximum en zéro ce qui signifie que l'oscillateur est éteint. La puissance moyenne émise n'est cependant pas nulle à cause de l'agitation thermique qui induit des précessions amorties de l'aimantation. Pour un courant non nul, dans le régime sous-critique, la fonction de distribution reste maximale en zéro mais la puissance moyenne augmente car le transfert de spin déstabilise l'aimantation (pour le signe de courant adéquate). Enfin, au-delà du courant critique (courbe bleue), la distribution de puissance est une Gaussienne centrée sur la puissance moyenne de l'oscillation entretenue.

Nous utiliserons le critère du profil de la fonction de distribution de la puissance d'oscillation pour déterminer si le régime dynamique des STO est un régime entretenu ou non. Expérimentalement, l'analyse de la distribution de puissance est compliquée par la présence du bruit externe provenant de la chaîne de mesure. Ce terme de bruit externe a tendance à décaler le maximum de la fonction de distribution de puissance d'oscillation à une valeur non nulle dans le régime sous-critique. Pour illustration, on peut comparer les courbes noires des figure IV.17 (théorie) et figure IV.19 (a) (expérience). Cependant lorsque la puissance de bruit externe est inférieure à la puissance de l'oscillation du STO l'analyse reste inchangée : dans le régime sous-critique, on observe une distribution non-Gaussienne centrée sur la puissance de bruit et une distribution Gaussienne centrée autour de la puissance d'oscillation dans le régime entretenu.

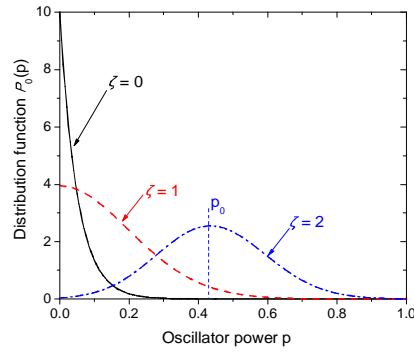


Fig. IV.17 – Fonction de distribution [96] de la puissance d’oscillation p pour différentes valeurs de courant. ζ est le rapport entre le courant appliqué I et le courant critique I_c .

IV.3.1.2 LTMR

Dans un premier temps, nous focaliserons l’analyse sur les échantillons LTMR pour mettre en évidence le régime de précession entretenue. Nous discuterons le cas plus complexe des HTMR à la section suivante. Les traces temporelles présentées par la suite ont été corrigées du gain de la chaîne de mesure et filtrées (de manière analogique ou numérique suivant les cas) dans une bande de 1 GHz autour de la fréquence de précession, comme discuté au chapitre II. Les figures IV.18 (a) et (b) montrent les caractéristiques fréquentielles de l’échantillon LTMR étudié. A partir de la dépendance en courant de la fréquence, nous avons estimé le courant critique à $I_c = -0.6 \text{ mA}$. L’évolution de la largeur de raie montre un changement de régime supplémentaire à $I_c^* = -0.9 \text{ mA}$. Les figures IV.18 (c), (d) et (e) présentent une trace temporelle pour chacun des trois régimes : $I < I_c$, $I_c \leq I < I_c^*$ et $I \geq I_c^*$.

Dans le régime des faibles courants (1), la tension mesurée a une amplitude comparable au niveau de bruit de la chaîne de mesure. La distribution de l’amplitude d’oscillation n’est pas une grandeur pertinente car on ne peut pas distinguer la contribution du signal de l’oscillateur de celle du bruit. Par contre, la distribution des tensions mesurées est purement Gaussienne et centrée sur zéro, ce qui montre que le bruit externe domine et que l’oscillateur est dans le régime sous-critique. Pour des courants intermédiaires, régime (2), le signal temporel et la distribution d’amplitude montrent deux contributions : une oscillation de forte amplitude et du bruit de faible amplitude. Le signal de forte amplitude correspond au mode de précession induit par transfert de spin et la contribution de faible amplitude est le régime de résonance ferromagnétique. Les régions d’oscillations entretenues ont un temps de vie moyen de l’ordre de la dizaine de nanosecondes et sont séparées par des zones d’oscillations amorties que nous appellerons extinctions. L’amplitude moyenne d’oscillation est cinq fois supérieure à celle du bruit, ce qui permet de distinguer les deux contributions. Enfin, dans le régime des forts courants (3), seule l’oscillation de forte amplitude persiste et la distribution d’amplitude a un profil Gaussien centré sur une valeur non nulle.

On peut ainsi définir trois régimes dynamiques qui coïncident avec l’évolution en courant de la largeur de raie. Les courants critiques entre ces différents régimes peuvent être déduits de manière précise de la distribution d’amplitude d’oscillation.

- A faible courant $|I| < |I_c| = 0.6 \text{ mA}$: régime de résonance ferromagnétique activée thermiquement.

- Pour des courants intermédiaires $|I_c| \leq |I| < |I_c^*| = 0.9 \text{ mA}$: régime transitoire où coexistent FMR et oscillations induites par transfert de spin, ce qui explique le maximum de largeur de raie à la transition.
- A fort courant $|I| \geq |I_c^*|$: régime d'oscillations auto-entretenues.

Dans le cas des échantillons LTMR où le mode de précession entretenue ne se développe pas du mode propre de la couche libre activé thermiquement, on ne peut pas définir une unique valeur de courant pour le mode induit par transfert de spin. La valeur I_c représente le courant d'apparition du mode excité par transfert de spin mais le régime stationnaire d'oscillation auto-entretenue n'est atteint que pour une valeur de courant I_c^* substantiellement supérieure.

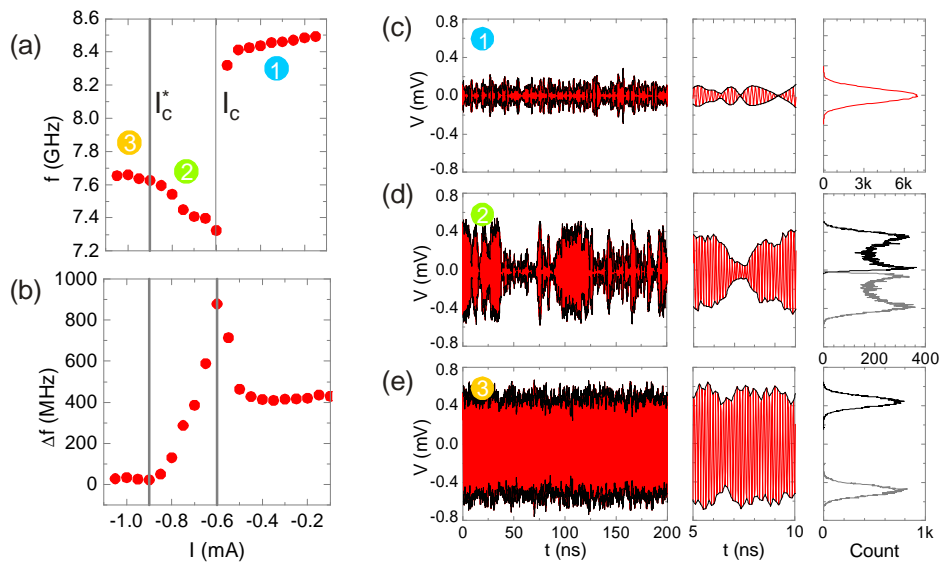


Fig. IV.18 – Les mesures ont été effectuées sur un échantillon LTMR avec un champ appliqué de 575 Oe. Dépendances en courant de la fréquence de précession (a) et largeur de raie (b) extraites de mesures spectrales pour un échantillon LTMR. (c), (d), (e) Traces temporelles pour trois valeurs de courants. (1) : régime sous-critique, (2) régime intermédiaire et (3) régime entretenu. (Gauche) : trace temporelle de 200 ns. La tension mesurée est représentée en rouge et les amplitudes supérieure et inférieure en noir. (Milieu) : Echantillon de 5 ns qui permet de visualiser l'oscillation haute fréquence. (Droite) : distribution de la tension mesurée pour le cas (c) et des amplitudes pour les cas (d) et (e). Les traces temporelles ont été filtrées de manière analogique dans une gamme de 1 GHz autour de 7.5 GHz pour les traces 2 et 3. La largeur de raie importante dans le régime sous-critique ne permet pas l'utilisation du filtre analogique et nous avons donc eu recours à un filtrage numérique de largeur 2 GHz pour le cas 1.

Les résultats des mesures temporelles permettent une meilleure compréhension des mesures spectrales. Pour les échantillons LTMR, le saut de fréquence observé dans la dépendance en courant, la divergence de la largeur de raie ou encore la forte augmentation de l'amplitude de précession sont trois critères équivalents pour définir I_c . Le courant critique I_c^* du régime de précession auto-entretenue est quant à lui plus délicat à déterminer mais semble coïncider avec la saturation de la largeur de raie à de faibles valeurs (généralement aux alentours de 10 à 30 MHz pour les échantillons LTMR), cf. figure IV.12. Cependant, comme nous le verrons pour le cas des échantillons HTMR, la saturation de la largeur de raie n'est pas un critère universel pour définir le régime de précession entretenue. Enfin, nous avons pu montrer que l'intégrale de la puissance du pic de précession dans les

mesures spectrales et la puissance d'oscillation calculée à partir de la tension efficace du signal temporel sont deux grandeurs identiques. Cette observation permet de valider a posteriori notre méthode d'évaluation de l'amplitude de magnétorésistance dynamique à partir des mesures spectrales.

L'analyse du courant critique basée sur la fonction de distribution de la puissance [96] ou de l'amplitude [83] du signal micro-onde a l'avantage d'être universelle. Elle ne dépend pas du système magnétique étudié et ne nécessite qu'une seule mesure (contrairement aux critères comparatifs comme l'évolution de la puissance en fonction du courant appliqué). Elle se base simplement sur l'étude de la composante fondamentale d'un signal périodique. La figure IV.19 illustre cette méthode dans le cas d'un échantillon pour lequel nous avons étudié avec précision la transition vers le régime entretenu. La puissance d'oscillation est calculée à partir du carré de la tension mesurée. Elle est ensuite normalisée de manière arbitraire à 1 pour la valeur obtenue au courant maximum. Dans le régime sous critique $\zeta = 0.45$, figure IV.19 (a), on obtient une faible puissance d'oscillation et une distribution non Gaussienne. Proche du courant critique I_c^* , $\zeta \geq 0.85$ figure IV.19 (b), la distribution de puissance présente deux maxima : l'un non Gaussien correspondant aux extinctions et l'autre Gaussien correspondant aux oscillations à forte amplitude partiellement entretenues. Au courant critique $\zeta = 1$ seule la distribution Gaussienne persiste, centrée autour de la puissance d'oscillation moyenne. Ensuite le profil de la distribution reste Gaussien et la puissance moyenne augmente avec le courant, cf. figure IV.19 (c). La seule contrainte pratique à l'utilisation de ce critère est le niveau de signal qui doit être supérieur au niveau de bruit de la mesure.

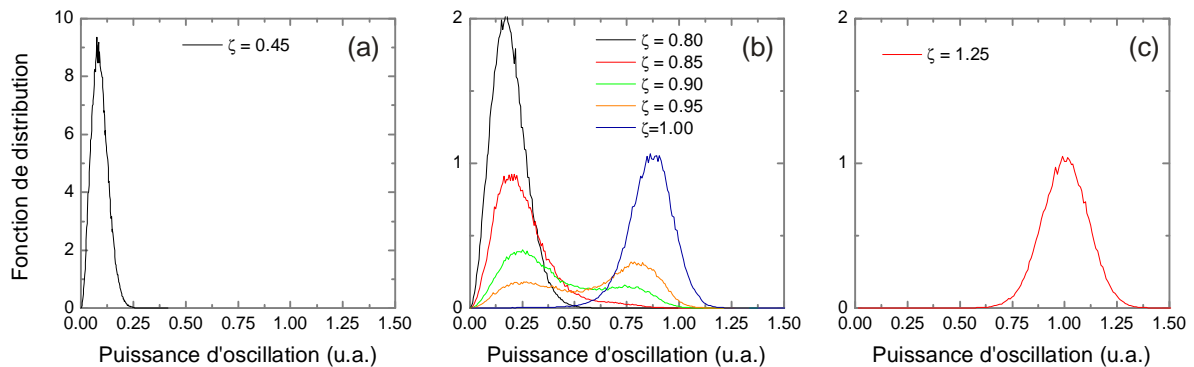


Fig. IV.19 – Fonction de distribution de la puissance d'oscillation pour différentes valeurs de courant (le courant est normalisé au courant critique ($\zeta = I / I_c^*$)). Dans le régime sous-critique (a), la distribution est non Gaussienne et de maximum proche du niveau de bruit de la mesure. (b) Dans le régime intermédiaire, la distribution présente deux maxima, celui de plus forte puissance correspondant à l'oscillation par transfert de spin. (c) Au-delà du courant critique I_c^* , la distribution de puissance devient purement Gaussienne.

IV.3.1.3 HTMR

Par comparaison aux échantillons LTMR, on peut également définir trois régimes pour les échantillons HTMR. Comme le montre la figure IV.20, la dépendance en courant de la fréquence de précession présente un changement de pente à $I_{c1} = -0.8 \text{ mA}$ alors que la largeur de raie présente un minimum pour $I_{c2} = -0.95 \text{ mA}$. Le mode soutenu par transfert de spin se développe du mode sous-

critique ce qui provoque un changement continu des traces temporelles, cf. figures IV.20 (c)-(e), et des distributions de puissances, cf. figure IV.20 (f) et (g), en fonction du courant. On ne note cependant aucune modification conséquente lors du passage de I_{c1} et I_{c2} , figures IV.20 (c)-(g), ni au niveau des traces temporelles ni au niveau des fonctions de distribution. Au courant maximum, les fluctuations d'amplitudes restent importantes, cf. figure IV.20 (e), et la distribution des puissances, cf. figure IV.20 (g), montre toujours une forme non Gaussienne. On peut néanmoins y distinguer deux contributions présentées dans l'insert de la figure IV.20 (g) : une distribution large à faible puissance et une partie Gaussienne (courbe rouge) centrée sur une puissance de 1 (par construction). La contribution à faible puissance correspond à l'oscillation amortie (FMR) fortement modifiée par le bruit de la chaîne de mesure alors que la contribution à forte puissance provient de l'oscillation partiellement soutenue par transfert de spin. Il faut noter que l'ajustement de la Gaussienne proche de la puissance maximale n'est possible que pour les valeurs de courant supérieures à 1 mA. En conclusion, le transfert de spin a tendance à soutenir une l'oscillation de l'aimantation mais on ne peut pas parler de régime entretenu. Des densités de courants supérieures semblent nécessaires pour atteindre ce régime d'oscillation.

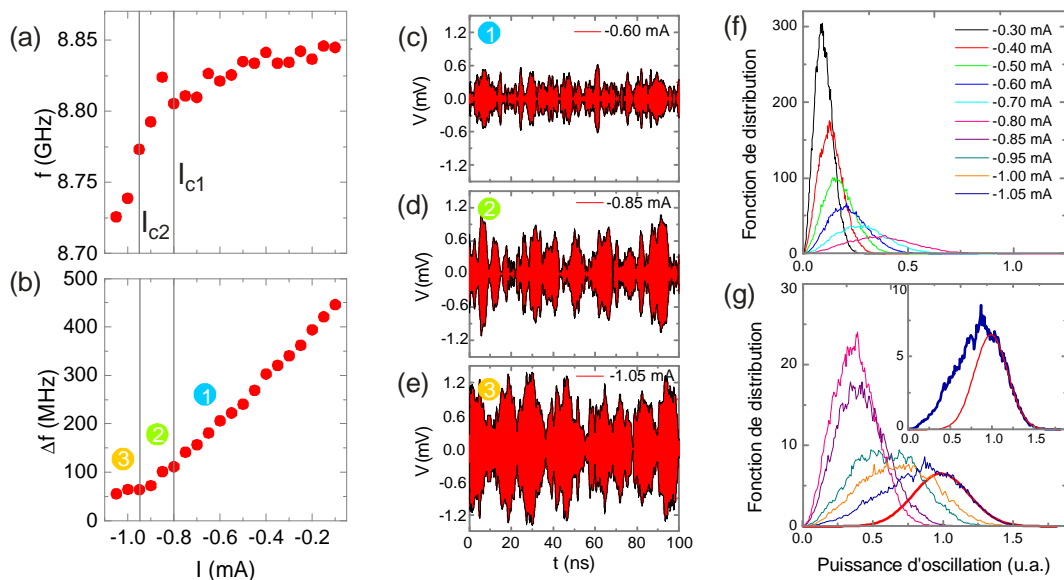


Fig. IV.20 – Les mesures ont été réalisées sur un échantillon HTMR avec un champ appliqué de 600 Oe orienté à 10° de la direction de la couche de référence comme décrit au paragraphe IV.2.2. Dépendance en courant de la fréquence (a) et largeur de raie (b) extraites de mesures spectrales. Traces temporelles (c), (d), (e) et fonction de distribution de puissance (f), (g) pour différentes valeurs de courants. L'insert de la figure (g) montre l'ajustement d'une fonction Gaussienne (rouge) au profil de la distribution de puissance de l'oscillateur au courant maximum (-1.05mA). Les traces temporelles présentées ont été filtrées de manière numérique entre 8 et 10 GHz.

La valeur I_{c1} représente la limite à partir de laquelle le transfert de spin est suffisant pour affecter de manière importante la fréquence de précession, comme le montrent les mesures spectrales et l'augmentation de la pente df/dI . Au-delà, le courant amplifie continûment l'amplitude de précession et soutient l'oscillation. Cependant, les fluctuations d'amplitude sont trop importantes pour que le mode soit entretenu. Le courant critique I_{c2} n'a, à première vue, pas de lien avec le régime d'oscillation. Des mesures préliminaires, sur des échantillons de plus faibles RA ($1 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$) semblent

confirmer l'hypothèse d'un régime de précession entretenue dans les échantillons HTMR à plus forte densité de courant.

L'échantillon HTMR présenté ici montre une 'saturation' (moins marquée que pour l'échantillon LTMR) de largeur de raie à fort courant, cf. figure IV.20 (b). La valeur de saturation est exceptionnellement faible pour un échantillon HTMR puisqu'elle atteint un minimum de 50 MHz alors que pour les autres échantillons on trouve plutôt une valeur de 80-100 MHz. La comparaison des échantillons HTMR et LTMR révèle que ni la saturation de largeur de raie ni les faibles valeurs de largeur de raie³¹ ne sont directement liées au régime d'oscillation entretenue.

En conclusion, nous avons montré dans cette section un critère universel pour définir le courant critique du régime d'oscillations auto-entretenues à partir de la mesure du signal micro-onde dans le domaine temporel. Nous avons également vu que ce régime n'est accessible que pour les échantillons LTMR et que le RA des jonctions HTMR est trop important pour atteindre le courant critique.

IV.3.2 Oscillateurs multi-modes

Jusqu'à présent nous nous sommes focalisés sur l'étude d'oscillateurs présentant un unique mode de précession. Les couches minces ferromagnétiques sont par nature multi-modes c'est-à-dire que l'aimantation peut adopter plusieurs modes de précession. Dans les cas de structures confinées que nous étudions, les modes propres ont une énergie quantifiée et se distinguent par leur profil d'aimantation. En plus des modes propres, le transfert de spin peut exciter d'autres modes à profil d'aimantation inhomogène, comme nous l'avons vu dans le cas du polariseur perpendiculaire au chapitre III. Dans le régime sous-critique, plusieurs modes de précession peuvent coexister. Par contre dans le régime d'oscillation à forte amplitude induit par transfert de spin, il est prédit [99, 156] que seul un mode peut être excité. De manière expérimentale, il est cependant fréquent d'observer dans le spectre micro-onde plusieurs pics de précession dont les fréquences ne sont pas harmoniques. Nous discuterons ici le cas d'un échantillon HTMR dans le régime sous-critique et le cas d'un échantillon LTMR en régime entretenu, tous les deux montrant la présence de deux modes d'oscillation, comme indiqué dans les spectres micro-ondes sur les figures IV.21 (a) et (b). Pour cette étude aucun filtre n'a été appliqué aux traces temporelles.

L'échantillon HTMR présente un mode principal à 8.5 GHz et un autre à 11 GHz avec des largeurs de raie respectives de 86 et 112 MHz. La bande de passante de l'oscilloscope a été limitée à 13 GHz pour cette mesure ce qui ne permet pas d'observer les fréquences harmoniques. L'échantillon LTMR montre un spectre similaire avec un mode principal à 7.4 GHz et un autre à 11.5 GHz. Les largeurs de raie de ces deux modes sont respectivement 70 et 33 MHz. Dans ce cas, la bande passante de l'oscilloscope est de 18 GHz, ce qui permet d'observer l'harmonique du mode de plus basse fréquence.

³¹ Un échantillon LTMR qui présente une largeur de raie de 50 MHz est généralement dans le régime de précession entretenue.

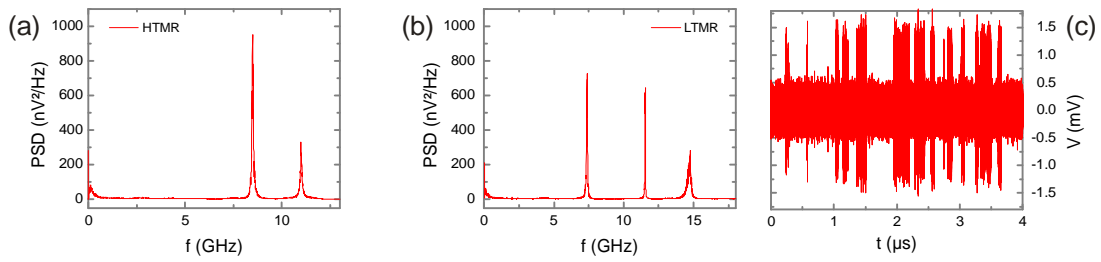


Fig. IV.21 – (a) Spectre micro-onde d’un échantillon HTMR pour un champ appliqué de 500 Oe et un courant de -1.05 mA. (b) Spectre d’un échantillon LTMR pour un champ de 600 Oe et un courant de -0.7 mA. Les spectres présentés ici sont obtenus par analyse fréquentielle des mesures temporelles mais des mesures directes à l’analyseur de spectre montrent des résultats identiques. (c) Trace temporelle associée à la mesure (b). Dans le cas de l’échantillon HTMR, la bande de passante de l’oscilloscope est réduite à 13 GHz alors qu’elle s’étend jusqu’à 18 GHz pour l’échantillon LTMR.

Pour répondre à la question de la coexistence ou non des modes de précession, nous avons procédé à une analyse temps-fréquence de la trace temporelle, cf. paragraphe II.4.3.2. La figure IV.22 montre l’évolution temporelle du spectre d’émission des échantillons HTMR et LTMR. Le résultat est identique dans les deux cas mais l’effet est nettement plus marqué pour l’échantillon LTMR. Il apparaît clairement que les modes de précession ne coexistent pas, au sens propre du terme, mais sont présents de manière alternée dans le temps. Pour l’échantillon LTMR, on remarque que le mode à 11.5 GHz est présent la majorité du temps et que le mode à 7.4 GHz n’apparaît que sur une échelle de quelques dizaines de nanosecondes. Cet effet est également visible directement sur la trace temporelle, figure IV.21 (c), car la présence de l’harmonique confère à ce mode une amplitude bien supérieure à celle du mode à plus haute fréquence.

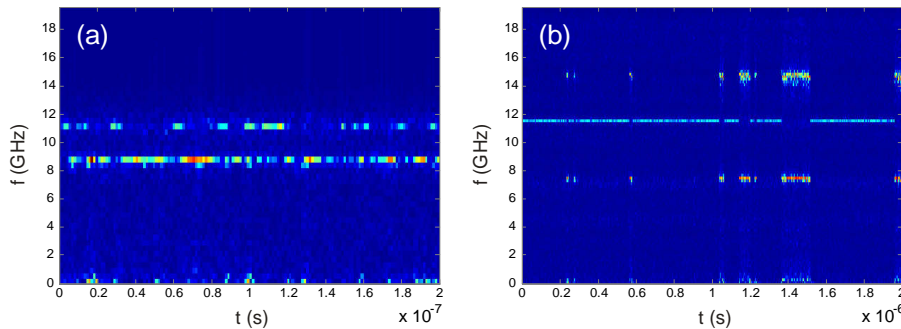


Fig. IV.22 – Spectrogramme d’un échantillon HTMR (a) et LTMR (b) dans un régime d’oscillation multi-modes. Les conditions de mesure sont les mêmes que pour la figure IV.21. Les résolutions temporelles et fréquentielles sont respectivement de 1.28 ns et 390 MHz pour le cas (a) et 2.56 ns et 195 MHz pour le cas (b).

En ce qui concerne l’amplitude du signal, il est intéressant de noter que l’amplitude des pics dans les mesures spectrales est en fait une combinaison de l’amplitude d’oscillation du mode de précession et de sa durée d’existence. Comme le montre la figure IV.22 (b), dans le cas de l’échantillon LTMR, le mode à 7.4 GHz possède une amplitude ‘instantanée’ supérieure à celle du mode à 11.5 GHz mais du fait qu’il est peu présent, les deux pics montrent une amplitude comparable dans le spectre micro-onde figure IV.21 (b). Il est important de noter que, dans ce cas, l’amplitude de

magnétorésistance dynamique déduite de la mesure spectrale ne correspond pas à l'amplitude réelle de précession de l'aimantation mais elle est pondérée par la probabilité d'existence du mode. L'analyse spectrale de tels oscillateurs n'est donc pas pertinente pour caractériser leurs propriétés liées à l'amplitude de précession. L'étude de l'échantillon HTMR mène à la même conclusion cependant les zones d'existence de chacun des modes sont plus délicates à définir car l'amplitude d'oscillation des modes fluctue fortement. On notera également que le temps de vie de chaque mode est court, de l'ordre de quelques nanosecondes, alors que le temps de vie du mode à 11.5 GHz de l'échantillon LTMR peut atteindre 500 ns.

La première conclusion importante de cette analyse est que les modes d'oscillation de forte amplitude ne coexistent pas mais apparaissent de façon alternée, du moins pour les échantillons à jonction tunnel dont nous disposons. Cette observation est en accord avec les prédictions théoriques. La sensibilité de la méthode de mesure ne nous permet pas de réaliser cette analyse pour de faibles valeurs de courant (dans le régime largement sous critique) et n'avons donc pas pu observer la coexistence des modes dans le régime de précession linéaire. La figure IV.23 montre l'évolution en courant de la puissance et magnétorésistance dynamique des modes de l'échantillon HTMR. Le mode de plus basse fréquence est représenté en rouge et le mode à plus haute fréquence en bleu. On observe une forte augmentation de la puissance du mode à plus basse fréquence alors que la puissance du mode à haute fréquence a tendance à saturer. En terme d'amplitude d'oscillation, on constate même une diminution de l'amplitude du mode à haute fréquence ce qui montre qu'il y a compétition entre les deux modes de précession et que le transfert de spin favorise le mode à plus basse fréquence au détriment du second. Comme nous venons de le préciser, la diminution de la magnétorésistance dynamique du mode à haute fréquence (bleu) ne signifie pas forcément que son amplitude de précession diminue mais il se peut que la durée d'existence de ce mode est de plus en plus courte lorsque le courant augmente.

Pour l'échantillon HTMR, la comparaison des spectres présentés avec de précédentes études expérimentales [148, 149] et théoriques [88] indique que les modes observés pourraient être des modes spatialement inhomogènes proches des modes propres du système magnétique. Les sauts stochastiques entre ces deux modes sont probablement d'origine thermique.

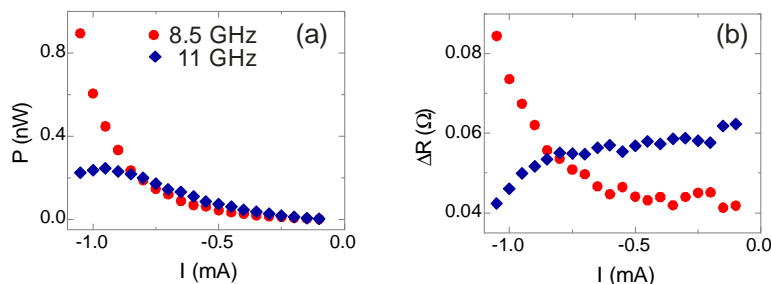


Fig. IV.23 – Dépendance en courant de la puissance émise (a) et de la magnétorésistance dynamique (b) pour le mode à 8.5 GHz (rouge) et le mode à 11 GHz (bleu) de l'échantillon HTMR.

Le dernier point important à noter est que même en présence de plusieurs modes d'amplitude comparables, les pics de précession montrent des largeurs de raie très bien définies. Cette observation peut sembler en contradiction avec les exemples précédemment rencontrés où la présence de plusieurs

modes était synonyme de pics larges. On peut par exemple se rappeler de la transition entre les modes f_1 et f_2 du polariseur perpendiculaire ou encore la dépendance en champ observée dans les jonctions tunnel, cf. figure IV.10 et figure IV.13. Par anticipation sur la partie suivante, nous pouvons dire que la largeur de raie dans un régime multi-modes dépend principalement du temps de vie des modes et de la largeur de raie propre à chaque mode. Dans un premier temps, on peut supposer que la largeur de raie est reliée à des fluctuations de fréquence du pic de précession, comme illustré figure IV.25. Il faut ensuite comparer le temps caractéristique de fluctuation de fréquence et le temps de vie de chaque mode pour savoir quel mécanisme domine. Si, comme dans le cas de l'échantillon LTMR, le temps de vie des modes (plusieurs centaines de nanosecondes pour le mode à 11.5 GHz) est bien supérieur au temps caractéristique des fluctuations de fréquence (de l'ordre de la dizaine de nanosecondes) alors la largeur de raie ne sera pas affectée par la présence de plusieurs modes. A l'inverse, si le temps de vie est de l'ordre de la nanoseconde alors la largeur de raie sera de plusieurs centaines de MHz.

IV.3.3 Stabilité des oscillateurs

La stabilité d'un oscillateur est une notion temporelle qui traduit sa capacité à conserver ses propriétés au cours du temps comme une amplitude constante, une fréquence fixe ou encore une relation de phase fixe au cours de l'oscillation. Pour définir le temps caractéristique de stabilité, que nous appellerons temps de cohérence, nous utiliserons la notion d'auto-corrélation $\Gamma(\tau)$ qui peut s'appliquer à n'importe laquelle des propriétés précédentes. La grandeur réciproque du temps de cohérence est la pureté spectrale ; l'auto-corrélation et la densité spectrale de puissance étant reliées par la transformée de Fourier :

$$\Gamma(\tau) = \langle f(t)f^*(t-\tau) \rangle \iff DSP = |F(f)|^2 \quad (3.1)$$

Ainsi les spectres à profil Lorentzien que nous observons pour les STO sont équivalents à une fonction d'auto-corrélation exponentiellement décroissante et le temps de cohérence τ_c , défini par le temps de décroissance, est relié à la largeur de raie Δf par :

$$\Gamma(\tau) = e^{-|\tau|/\tau_c} \iff DSP = \frac{2}{\pi} \frac{\Delta f}{\Delta f^2 + 4f^2} \text{ avec } \Delta f = \frac{1}{\pi\tau_c} \quad (3.2)$$

On peut décrire le signal émis par un oscillateur, à sa fréquence fondamentale, par $s(t) = A_0(1 + \delta A(t))\cos(2\pi f_0 t + \phi_0 + \delta\phi(t))$ où $\delta A(t)$ et $\delta\phi(t)$ sont respectivement le bruit d'amplitude et le bruit de phase. Généralement pour les oscillateurs couramment utilisés dans des applications technologiques (comme les VCO), les fluctuations d'amplitude $\delta A(t)$ restent faibles et leur stabilité est limitée par le bruit de phase $\delta\phi(t)$. Les fluctuations sur la fréquence sont comprises dans le terme de bruit de phase ($\delta f(t)$ étant mathématiquement équivalent à $\delta\phi(t)/t$). Dans le cas d'oscillateurs non-linéaires, comme les oscillateurs à transfert de spin, le bruit d'amplitude se répercute sur le bruit de phase par l'intermédiaire des non-linéarités qui lient la fréquence à l'amplitude. Il est possible que les fortes fluctuations d'amplitude observées dans les STO soient une contribution importante à la perte de cohérence des oscillations. La nature du bruit de phase et en

particulier ses propriétés statistiques et fréquentielles permettent généralement de remonter aux mécanismes physiques qui en sont la cause.

IV.3.3.1 Mécanismes de décohérence

Nous focaliserons notre analyse sur les échantillons LTMR mais elle pourrait être étendue au cas des HTMR. Nous avons précédemment identifiés deux mécanismes qui contribuent à la perte de cohérence des oscillations induites par transfert de spin : les extinctions dans le régime sous-critique intermittent et les transitions entre plusieurs modes. Ici nous nous intéresserons à un échantillon qui présente un seul mode de précession. Les figures IV.24 (a) et (b) montrent les traces temporelles mesurées dans le régime intermédiaire $I_c \leq I < I_c^*$ et dans le régime entretenu $I > I_c^*$ ainsi que les fonctions d'auto-corrélation associées. L'auto-corrélation est une fonction oscillante amortie qui peut être approximée précisément par le produit d'un cosinus à la fréquence de précession de l'oscillateur f_0 et d'une exponentielle décroissante de temps caractéristique τ_c . τ_c est par définition le temps de cohérence de l'oscillateur. La figure IV.24 (c) montre l'évolution du temps de cohérence en fonction du courant appliqué et permet également de distinguer les régimes intermédiaire et entretenu. Pour $I \leq I_c^*$ le temps de cohérence croît de manière exponentielle alors qu'il sature dans le régime entretenu.

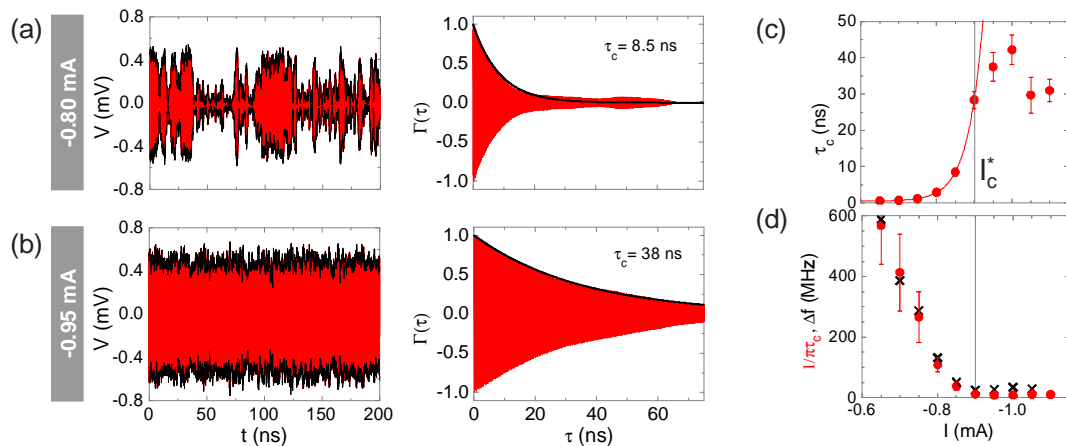


Fig. IV.24 – Traces temporelles (200 ns) filtrées dans une bande de 1 GHz autour de la fréquence de précession et auto-corrélations associées (calculées sur une trace de 625 ns) pour un courant de -0.80 mA (a) et -0.95 mA (b). Le résultat expérimental de l'auto-corrélation est présenté en rouge alors que la courbe noire est l'ajustement de l'enveloppe supérieure par une fonction exponentiellement décroissante. (c) Evolution en courant du temps de cohérence. La ligne rouge est un ajustement par une exponentielle croissante. (d) Comparaison entre la largeur de raie mesurée à l'analyseur de spectre (croix) et la largeur de raie calculée à partir du temps de cohérence (points) selon l'équation (3.2). La ligne verticale, sur les figures (c) et (d), représente la limite entre le régime intermédiaire et le régime entretenu.

Dans le régime intermédiaire, $I_c \leq I < I_c^*$, τ_c n'excède pas la dizaine de ns à cause de la présence des extinctions qui limitent le temps de vie du mode induit par transfert de spin. Une analyse statistique permet de montrer que le temps de vie moyen des oscillations coïncide avec la valeur du

temps de cohérence. Lorsque le courant augmente, les extinctions se font de plus en plus rares ce qui explique l'augmentation exponentielle du temps de cohérence.

Au-delà de I_c^* , dans le régime entretenu, τ_c dévie de la croissance exponentielle du fait de l'absence d'extinction. En d'autres termes, on peut dire que le temps de décohérence lié au mécanisme d'extinction du signal devient infini et la saturation de τ_c signifie qu'un nouveau processus limite désormais la cohérence des oscillations. Dans ce cas, le spectrogramme du signal entretenu, présenté figure IV.25, montre la présence de fluctuations de fréquence. On remarque que la fréquence de précession du STO n'est pas constante dans le temps mais fluctue dans une gamme d'environ 50 MHz autour de la fréquence centrale. Les sauts discrets de fréquence que montre le spectrogramme ne sont qu'un artefact de la méthode d'analyse qui conduit à une résolution en fréquence limitée à 10 MHz. Bien que ces phénomènes de sauts peuvent paraître semblables aux fluctuations entre différents modes, cf. paragraphe IV.3.2, il convient plutôt de se représenter ces fluctuations comme un changement continu et aléatoire de la fréquence de précession.

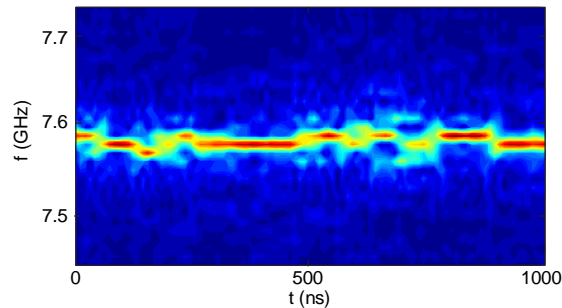


Fig. IV.25 – Spectrogramme de l'oscillateur dans le régime entretenu. La fenêtre temporelle utilisée pour la réalisation de ce spectrogramme a une largeur de 100 ns ce qui donne une résolution fréquentielle de 10 MHz. Cette fenêtre est décalée de 5% pour chaque spectre calculé. La résolution temporelle interpolée est de 5 ns.

Nous avons vu que l'auto-corrélation et la densité spectrale de puissance sont deux grandeurs conjuguées de la transformée de Fourier et que le temps de cohérence et la largeur de raie sont reliés par l'équation (3.2). La figure IV.24 (d) compare la largeur de raie équivalente déduite de l'analyse temporelle d'une trace d'environ 1 μ s avec la largeur de raie mesurée à l'analyseur de spectre (dans ce cas le temps de mesure est de l'ordre de quelques secondes). Le parfait accord entre ces deux grandeurs signifie que les processus de décohérence observés sur l'échelle de la dizaine voire centaine de nanosecondes sont responsables des largeurs de raie mesurées sur l'échelle de la seconde. Ce résultat n'est a priori pas immédiat car on aurait pu observer des phénomènes sur une échelle de temps intermédiaire qui auraient pu fortement modifier la largeur de raie mesurée à l'analyseur de spectre. Par exemple, les fluctuations du champ magnétique ou du courant appliqué à cause d'instabilités des alimentations sont attendues dans la gamme de la milliseconde.

En résumé, nous avons pu identifier trois mécanismes responsables de la décohérence des oscillations induites par transfert de spin :

- Les extinctions dans le régime intermédiaire, $I_c \leq I < I_c^*$, dont le temps caractéristique τ_{ex} dépend de manière exponentielle de la densité de courant.

- Les fluctuations de fréquence dans le régime entretenu, $I \geq I_c^*$, dont le temps caractéristique $\tau_{\delta f}$ semble relativement insensible au courant appliqué et reste proche de quelques dizaines de nanosecondes (40 ns au maximum dans le cas présenté).
- Des sauts de fréquence entre plusieurs modes dans le cas d'oscillateurs multi-modes. Le temps de vie des modes τ_m est généralement compris entre dix et plusieurs centaines de nanosecondes suivant la valeur du champ appliqué pour $I \geq I_c^*$.

Le processus qui domine est celui de plus faible temps caractéristique, ce qui explique qu'au dessus de I_c^* la largeur de raie est très peu affectée par la présence de plusieurs modes, cf. paragraphe IV.3.2, car dans ce cas la décohérence est principalement due aux fluctuations de fréquence de chacun des modes et non aux sauts entre ces différents modes. Le temps de cohérence de l'oscillateur τ_c résultant est donné par :

$$\frac{1}{\tau_c} = \frac{1}{\tau_{ex}} + \frac{1}{\tau_{\delta f}} + \frac{1}{\tau_m} \quad (3.3)$$

IV.3.3.2 Largeur de raie

Nous venons de voir que la largeur de raie mesurée à l'analyseur de spectre peut être reliée aux processus de décohérence telles les extinctions et fluctuations de fréquence. Nous avons cherché à obtenir plus d'informations sur la largeur de raie intrinsèque du STO c'est-à-dire la largeur de raie du pic qui fluctue en gelant artificiellement les fluctuations de fréquence dans le régime entretenu. La méthode consiste à réaliser une transformée de Fourier par fenêtrage glissant sur la trace temporelle et à ne conserver que les parties qui présentent un spectre d'émission 'monochromatique' dans la limite de la résolution fréquentielle. La fenêtre temporelle a une largeur de 102 ns, ce qui donne une résolution spectrale proche de 10 MHz. Les traces temporelles sont ensuite concaténées en un signal unique sans fluctuation de fréquence. En pratique, il est impossible de supprimer complètement les fluctuations de fréquence car il s'agit d'un processus continu et les traces temporelles extraites ont une longueur minimale de 102 ns. Il faut noter que cette longueur minimale (supérieure à 700 périodes de précession) évite tout artefact qui viserait à reconstruire un signal idéal. Le résultat de l'analyse est présenté figure IV.26.

La densité spectrale de puissance du signal complet présente un profil Lorentzien de largeur de raie 24 MHz identique au résultat des mesures spectrales. En ce qui concerne le spectre du signal sans fluctuation de fréquence, il n'est pas possible de déterminer précisément son profil car la trace temporelle correspondante possède un nombre de points trop limité pour effectuer un moyennage. Pour lever cet inconvénient, on pourrait utiliser plusieurs mesures successives d'un même signal pour augmenter le volume des données de départ. Indépendamment du profil du pic d'oscillation, on constate que sa largeur de raie est bien inférieure à celle du pic initial. La résolution spectrale est 1.4 MHz, ce qui donne une largeur de raie du pic sans fluctuation de fréquence de l'ordre du MHz, voire inférieure. Cette valeur ne constitue pas une estimation de la largeur de raie intrinsèque du pic fluctuant, il s'agit plutôt d'une limite supérieure.

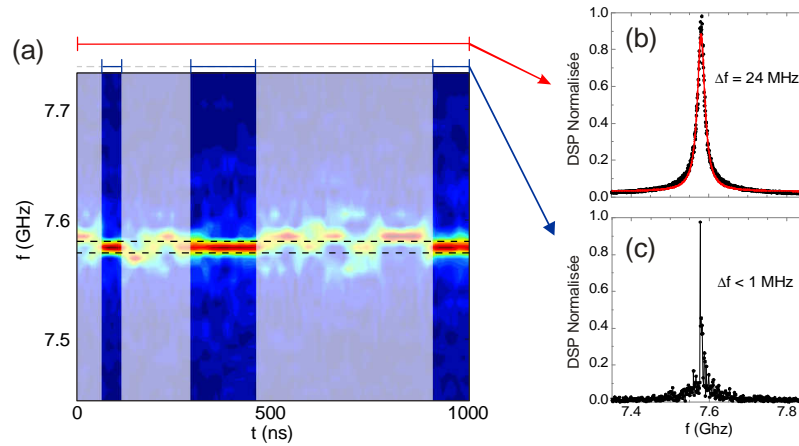


Fig. IV.26 – (a) Spectrogramme du signal temporel. Seuls les spectres présentant une composante fréquentielle non nulle uniquement dans la limite définie par les lignes pointillées ont été conservés dans la trace temporelle exempte de fluctuations de fréquence. Les zones blanches du spectrogramme ont donc été écartées. (b) Spectre de la trace temporelle complète. Ce spectre est le résultat de 60 moyennes ce qui permet de définir correctement son profil Lorentzien, comme le montre l’ajustement (courbe rouge). (c) Spectre, non moyenné de la trace temporelle sans fluctuation de fréquence. La résolution en fréquence est de 1.4 MHz.

IV.3.3.3 Bruit de phase

La stabilité d’un oscillateur est généralement quantifiée en terme de bruit de phase. Cette notion a été peu discutée pour les oscillateurs à transfert de spin (excepté dans une publication récente du NIST [119]) car le bruit de phase des STO est difficile à mesurer sur les analyseurs de signaux commerciaux adoptant une approche fréquentielle à cause des fluctuations de fréquence. Les mesures temporelles constituent une bonne alternative pour caractériser le bruit de phase des STO car elles donnent accès à chaque instant à l’amplitude et à la phase du signal. La courte discussion que nous aurons est au stade préliminaire et vise simplement à mettre en avant des pistes pour l’analyse du bruit de phase des STO. La poursuite de cette étude devrait conduire à une meilleure compréhension de l’origine physique de la largeur de raie des STO.

Les figures IV.27 (a) et (b) montrent l’évolution temporelle de l’amplitude et de la phase du signal micro-onde obtenue par analyse de Hilbert. La phase montre une ‘dérive’ dans le temps à la manière d’une marche aléatoire. Il existe deux méthodes pour caractériser les fluctuations de phase. La première consiste à étudier les fluctuations locales de phase $\Delta\phi(t) = \phi(t + T) - \phi(t)$ où T est un temps multiple du pas temporel. La variance de $\Delta\phi(t)$ fournit ensuite une estimation du bruit de phase. Cette méthode est cependant imprécise à cause du bruit blanc de la chaîne de mesure qui limite la sensibilité de l’analyse de Hilbert. De plus, le résultat obtenu dépend de la fenêtre de fréquence du filtre utilisé. Cette approche ne nous a pas permis, dans un premier temps, d’obtenir des résultats significatifs mais elle mériterait d’être approfondie. En particulier, l’étude de la variance pour différentes valeurs de T , c’est à dire la construction de la variance d’Allan [157], devrait mettre en évidence les différentes contributions au bruit de phase et leur échelle de temps caractéristique. La seconde méthode pour caractériser le bruit de phase consiste à étudier de manière statistique l’évolution de la phase sur une plus grande échelle de temps au travers de la moyenne quadratique de phase $\langle \phi(t)^2 \rangle$, cf. figure IV.27

(c). La moyenne est réalisée sur 100 segments consécutifs de 200 ns d'une même trace temporelle. L'évolution linéaire de $\langle \phi(t)^2 \rangle$ dans la première partie de la courbe suggère que le processus dominant est une marche aléatoire de phase. Cette méthode donne une estimation sur le coefficient de diffusion de phase $D_\phi = 0.1 \text{ rad}^2 / \text{ns}$ mais ne donne pas d'information sur le temps caractéristique des fluctuations de phase. Sur une plus longue échelle de temps, $\langle \phi(t)^2 \rangle$ s'écarte de la loi linéaire ce qui indique que d'autres processus de bruit de phase apparaissent. Les mesures que nous avons réalisées ne sont cependant pas suffisamment longues pour permettre l'analyse du bruit sur une plus grande échelle de temps.

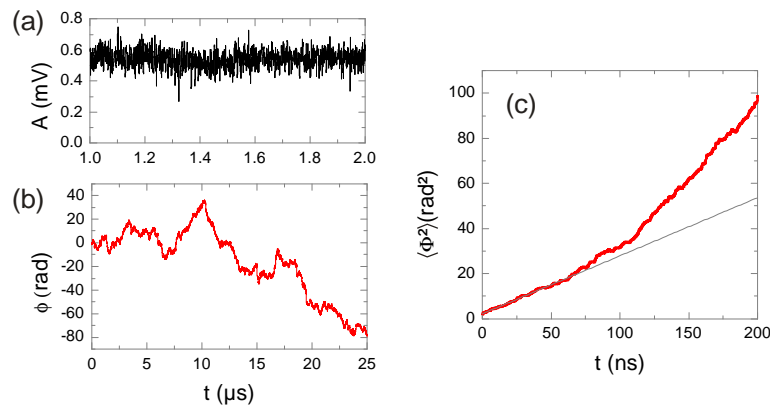


Fig. IV.27 – Evolutions temporelles de l'amplitude (a) et de la phase (b) du signal d'un STO dans le régime entretenu extraites par transformée de Hilbert. (c) La courbe rouge représente l'évolution temporelle de la moyenne quadratique de la phase. La droite grise est l'ajustement par un modèle de marche aléatoire de phase de coefficient de diffusion $D_\phi = 0.1 \text{ rad}^2 / \text{ns}$.

Pour relier la mesure du bruit de phase à la précédente discussion sur la largeur de raie, nous avons réalisé des simulations dans lesquelles nous avons introduit une marche aléatoire de phase identique à celle mesurée sur une courte échelle de temps. Les résultats montrent qu'un tel bruit de phase permet à la fois de reproduire les fluctuations de fréquence observées et conduit à un spectre micro-onde à profil Lorentzien de largeur de raie de l'ordre de quelques dizaines de MHz. A ce stade, l'analyse de bruit de phase confirme les observations expérimentales sur la largeur de raie. Sur une échelle de quelques dizaines de nanosecondes, la marche aléatoire de phase est la contribution majeure à la largeur de raie alors que les mécanismes qui apparaissent à plus long terme ($> 100 \text{ ns}$) contribuent plutôt à la largeur de raie intrinsèque. L'avantage de la mesure de bruit de phase par rapport aux méthodes qualitatives comme le spectrogramme est qu'elle devrait permettre de décrire de manière quantitative les mécanismes de décohérence.

IV.3.4 Bilan sur les mesures temporelles

Nous avons montré dans cette partie que les mesures temporelles sont riches en information pour la description des STO. Nous avons en particulier mis en évidence plusieurs points essentiels comme l'existence d'un régime d'oscillation entretenu dans les STO à base de jonction tunnel

magnétique, la non coexistence de plusieurs modes de précession induits par transfert de spin ou encore certains mécanismes à l'origine de la largeur de raie.

En ce qui concerne le régime entretenu, nous avons proposé un critère universel basé sur la distribution d'amplitude du signal temporel pour définir le courant critique. Cette approche temporelle est plus pertinente que la précédente analyse spectrale car elle est indépendante du type d'échantillon étudié. En particulier, l'approche spectrale pouvait nous laisser penser que le régime d'oscillation entretenu était atteint dans les échantillons LTMR et HTMR alors que seuls les échantillons LTMR le permettent. Au vu de ces résultats, il ne semble pas possible de trouver un critère équivalent à partir des mesures spectrales. La définition précise du courant critique I_c^* est indispensable pour comparer par la suite les résultats expérimentaux aux modèles théoriques.

La seconde avancée majeure amenée par l'approche temporelle est une meilleure compréhension de la stabilité et de la largeur de raie des oscillateurs ainsi que du lien entre ces deux grandeurs. Nous avons vu que, dans le régime sous-critique, la largeur de raie est limitée par le temps de vie des oscillations induites par transfert de spin. Dans le cas des échantillons LTMR, un temps de vie inférieur à 10 ns est observé à cause de la présence d'extinctions alors que pour les échantillons HTMR, le transfert de spin semble insuffisant pour complètement soutenir la précession et les oscillations s'amortissent sur une échelle d'une dizaine de nanosecondes. Dans le régime entretenu, le STO peut être décrit comme un oscillateur à grande pureté spectrale ($\Delta f < 1 \text{ MHz}$) présentant des fluctuations de fréquence sur une échelle de plusieurs dizaines de nanosecondes qui sont responsables de la largeur de raie mesurée à l'analyseur de spectre. Cette description, illustrée figure IV.28, est couramment utilisée dans le cas des oscillateurs type VCO. La largeur de raie intrinsèque est déterminée par le bruit de phase interne³² à l'oscillateur et les fluctuations de fréquences, responsables de la largeur de raie de l'oscillateur dit 'libre', sont dues aux perturbations électromagnétiques induites par l'environnement de l'oscillateur.

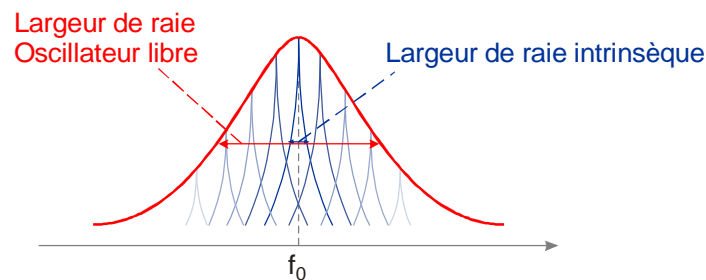


Fig. IV.28 – Le pic rouge correspond à la mesure de la pureté spectrale d'un oscillateur libre. La largeur de raie est due aux fluctuations de fréquence d'un pic intrinsèquement plus fin (pic bleu) à cause de perturbations externes.

Dans le cas des STO, nous avons montré que la largeur de raie de l'oscillateur libre est dominée par un processus de marche aléatoire de la phase, équivalent à des fluctuations de fréquence. Une analyse similaire a récemment été réalisée par le groupe du NIST sur des oscillateurs à base de vortex [119]. Dans leur étude, les auteurs observent également une marche aléatoire de la phase et montrent que

³² Le bruit de phase dont nous avons discuté au paragraphe IV.3.3.3 est une autre représentation des fluctuations de fréquence et ne doit pas être confondu avec le bruit de phase responsable de la largeur de raie intrinsèque.

l'utilisation d'une boucle à verrouillage de phase permet d'améliorer grandement la largeur de raie de l'oscillateur. Ces résultats soutiennent notre analyse et confirment la représentation figure IV.28. Cependant l'origine physique des différentes contributions au bruit de phase reste à éclaircir.

D'un point de vue fondamental, les résultats apportés par les mesures temporelles sont un fort soutien au modèle d'ondes de spin non-linéaires [99] car elles permettent de valider ses postulats. Ce modèle repose principalement sur trois postulats :

- 1 - Seul un mode d'oscillation est entretenu par le transfert de spin.
- 2 - Le système est faiblement non-conservatif c'est-à-dire que la variation de l'amplitude d'oscillation sur une période reste faible.
- 3 - La transition depuis ou vers le régime entretenu est 'douce', c'est-à-dire qu'à l'allumage (ou l'extinction) l'amplitude d'oscillation augmente progressivement de zéro (ou diminue progressivement vers zéro). Le terme 'progressivement' signifie que le temps caractéristique d'allumage ou d'extinction doit être long en comparaison de la période de précession.

Nous avons montré que, pour les échantillons à jonction tunnel étudiés, le transfert de spin ne peut en effet soutenir qu'un unique mode de précession. Lorsque plusieurs modes sont présents dans le spectre micro-onde, il s'agit d'un régime d'oscillation intermittent où le système saute d'un mode à l'autre. Ensuite, nous avons pu estimer que, dans le régime entretenu pour les échantillons LTMR, les fluctuations d'amplitude sur l'échelle d'une période restent faibles ($\delta A / A_0 \approx 10-15\%$), ce qui confirme le second postulat. Enfin, nous avons vu que dans le cas des échantillons HTMR, le mode induit par transfert de spin se développe continûment d'un mode propre de la couche magnétique ce qui valide le troisième postulat. En ce qui concerne les échantillons LTMR, la transition abrupte qu'ils présentent au niveau du courant critique ne permet pas, pour l'instant, de leur appliquer ce modèle. Cette transition s'apparente au cas du polariseur perpendiculaire discuté au chapitre III.

Perspectives. L'analyse des traces temporelles devra être développée pour caractériser les différentes contributions au bruit de phase de l'oscillateur de manière quantitative. Ensuite ces résultats devront être comparés aux prédictions du modèle d'ondes de spin non-linéaires pour déduire l'origine physique de la cohérence limitée des oscillateurs à transfert de spin. Ce modèle prédit que le bruit de phase des oscillateurs est composé de plusieurs contributions. D'abord, un bruit de phase intrinsèque dû au fait que la phase de l'oscillateur est libre de fluctuer ; elle n'est pas contrainte par une boucle à verrouillage de phase par exemple. Ces fluctuations de phase sont à l'origine de la largeur de raie intrinsèque. Ensuite, les fluctuations de l'amplitude d'oscillation, à cause de l'activation thermique qui perturbe la trajectoire de l'aimantation, sont converties en bruit de phase par l'intermédiaire du coefficient de non-linéarité qui lie la fréquence à l'amplitude de précession. Les fluctuations d'amplitude conduisent à une renormalisation du bruit de phase et sont responsables de la largeur de raie de l'oscillateur libre (largeur de raie mesurée sur une longue échelle de temps).

Bien que cette description semble en accord avec les observations expérimentales, plusieurs points devront être étudiés pour confirmer cette interprétation. Si les fluctuations d'amplitude sont responsables de la largeur de raie de l'oscillateur libre alors il devrait être possible de montrer une corrélation entre les fluctuations de phase et les fluctuations d'amplitude. Les études préliminaires que nous avons menées dans ce sens ne nous ont pas permis de mettre en évidence une telle corrélation. Il se peut que cette corrélation soit masquée par le manque de sensibilité de la mesure sur l'amplitude de

l'oscillateur. Dans ce cas, une calibration et une correction précise des différents bruits agissant sur l'amplitude sont indispensables pour améliorer la précision de l'analyse. En plus, la faible non linéarité apparente des oscillateurs LTMR (la pente df/dI est quasiment nulle dans le régime entretenu) nous fait penser que les effets non-linéaires seront peu importants dans ce type d'oscillateur. Il serait intéressant soit de trouver des conditions de champ et courant pour observer une pente df/dI bien marquée soit d'étudier les échantillons HTMR.

Outre les effets non-linéaires, d'autres mécanismes peuvent être responsables de la largeur de raie de l'oscillateur libre. Par exemple, des fluctuations du champ dipolaire rayonné par la couche de référence, à cause de l'activation thermique, entraîneraient des fluctuations de la fréquence de précession de la couche libre, comme nous l'avons observé. La dépendance $f(H)$ du mode de précession montre qu'une fluctuation de quelques œersteds serait suffisante pour provoquer un changement de fréquence de l'ordre de la dizaine de MHz. Pour vérifier cette hypothèse, on pourrait par exemple fabriquer des échantillons où la couche de référence serait laissée continue de manière à réduire les effets de champ dipolaire rayonné. Ce phénomène pourrait également être étudié par simulation.

Enfin, il serait intéressant d'étudier les instabilités induites par l'environnement de l'oscillateur. Par exemple, les fluctuations de champ ou courant créées par les alimentations présentes dans la chaîne de mesure. On s'attend à trouver des constantes de temps de fluctuation beaucoup plus grandes que celles discutées jusqu'à présent du fait de leur bande passante limitée au kHz.

IV.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons étudié les propriétés statiques de transport ainsi que la dynamique de l'aimantation dans des empilements magnétorésistifs à base de jonction tunnel à aimantation planaire. Nous avons vu que le comportement général, à la fois statique et dynamique, est plus complexe que dans le cas des vanes de spin métalliques et est fortement dépendant de la nature de la barrière. Nous avons montré l'existence de trois régimes de transport appelés HTMR, LTMR et pseudo-GMR attribués à la présence de défauts de la barrière tunnel. Pour les échantillons HTMR les défauts sont négligeables et le régime de conduction est purement tunnel. A l'inverse, les échantillons LTMR montrent un régime mixte et on suppose que la densité de courant est fortement inhomogène. Enfin, les échantillons pseudo-GMR ont un comportement ohmique ce qui correspond à un transport électrique par l'intermédiaire de pinholes (contacts métalliques nanométriques entre les deux électrodes).

Au niveau de la dynamique de l'aimantation, les échantillons HTMR montrent un comportement semblable à celui observé dans les vanes de spin à aimantation planaire mais les mesures temporelles révèlent qu'il n'est pas possible d'atteindre le régime d'oscillation entretenu. A l'inverse, les échantillons LTMR présentent des oscillations auto-entretenues et une très faible largeur de raie pouvant descendre jusqu'à 10 MHz. Les caractéristiques fréquentielles montrent que, dans ce cas, le mode excité par transfert de spin ne se développe pas du mode de précession uniforme, ce qui est en accord avec l'hypothèse d'une densité de courant inhomogène. Un travail de simulation micromagnétique est nécessaire pour confirmer cette hypothèse et identifier le profil d'aimantation du mode excité. Ce travail permettrait peut être de comprendre pourquoi le régime entretenu n'est observé

que dans le cas des échantillons LTMR. On peut à ce stade formuler deux hypothèses. Premièrement, l'inhomogénéité de la barrière peut conduire à des densités de courant locales beaucoup plus importantes que dans le cas d'une barrière homogène. Ainsi le mode excité par transfert de spin peut être un mode à haute énergie moins susceptible aux fluctuations (par exemple d'origine thermique) que le mode uniforme à faible amplitude d'oscillation. Deuxièmement, vu que le mode excité dans les échantillons LTMR ne se développe pas continûment d'un mode propre de la couche ferromagnétique, une fois le régime entretenu atteint, le mode ne dispose pas d'autres états dynamiques ou statiques proches auxquels se coupler. Dans le cas HTMR, le mode soutenu par transfert de spin peut plus facilement relaxer vers une trajectoire de précession amortie. Cette différence pourrait expliquer la meilleure stabilité de l'oscillation dans les échantillons LTMR.

En ce qui concerne la stabilité temporelle du mode entretenu dans les échantillons LTMR, les mesures temporelles nous ont permis d'identifier plusieurs mécanismes responsables de la perte de cohérence des oscillations. Nous avons pu relier les fluctuations de fréquence sur une échelle de quelques dizaines de nanosecondes avec la largeur de raie mesurée dans l'approche spectrale (sur une échelle de quelques secondes). Comme nous l'avons vu dans la partie précédente, l'approche temporelle nous a fourni une meilleure description de la largeur de raie des STO et les mesures de bruit de phase devraient permettre de séparer les différentes contributions physiques comme les effets thermiques et le rôle des non-linéarités.

Enfin, l'utilisation des jonctions tunnel magnétiques pour l'application aux oscillateurs à transfert de spin semble extrêmement avantageuse car elle permet de combiner une forte puissance du signal micro-onde avec une bonne pureté spectrale. La puissance de sortie est estimée à plusieurs dizaines de nW soit un facteur dix à cent seulement en-dessous du seuil requis en entrée d'amplificateur. D'un point de vue magnétique, le gain de puissance manquant pourrait être obtenu soit en augmentant la TMR (qui est faible dans l'état LTMR) soit en augmentant l'amplitude d'oscillation (ici la magnétorésistance dynamique n'est que 10% de la magnétorésistance totale). D'un point de vue circuit, une architecture astucieuse basée sur un amplificateur haute impédance [158], devrait permettre d'ores et déjà de répondre à la contrainte de puissance. La largeur de raie de l'ordre de 10 MHz reste toujours trop importante pour faire des STO des oscillateurs compétitifs. Cependant, nous avons montré que la suppression des fluctuations fréquences devrait permettre d'abaisser la largeur de raie en dessous du MHz. Des résultats récents du NIST [119] semblent confirmer cette hypothèse et montrent que la largeur de raie est fortement diminuée en insérant un STO dans une boucle à verrouillage de phase³³.

Il faut garder à l'esprit que nous n'avons observé de bonnes propriétés spectrales que dans les échantillons LTMR pour lesquels la nature inhomogène de la barrière pourrait être rédhibitoire en terme de production à grande échelle. Cet état LTMR peut cependant être contrôlé par une procédure de conditionnement. Une alternative plus astucieuse et sûrement plus reproductible pourrait être d'utiliser des barrières tunnel à chemins de courant confinés [159] très dilués pour reproduire 'l'effet LTMR'. L'utilisation de jonction tunnel pour les STO nécessite de poursuivre l'effort d'élaboration des jonctions MgO (ou d'autres matériaux diélectriques) pour réduire encore plus le RA afin

³³ L'étude du NIST porte sur des oscillations de vortex qui ont lieu dans la gamme des 100 MHz ce qui facilite l'utilisation d'une boucle à verrouillage de phase. Dans le cas de précession à plusieurs GHz, les fluctuations de fréquences pourraient être trop rapides pour l'utilisation de boucles à verrouillage de phase commerciales.

d'atteindre le régime entretenu dans les échantillons à barrière homogène. Enfin, il serait intéressant de combiner une structure à jonction tunnel avec d'autres configurations magnétiques comme le polariseur perpendiculaire, les vortex ou les couches synthétiques (SAF) pour cumuler les avantages de chaque configuration et optimiser les propriétés des oscillateurs à transfert de spin.

L'étude des oscillateurs à transfert de spin à base de jonction tunnel magnétique MgO a conduit à deux avancées majeures. Tout d'abord, la démonstration de l'existence du régime d'oscillations auto-entretenu associé à une forte puissance micro-onde et une fine largeur de raie confirme l'intérêt des jonctions tunnel pour les STO. Ensuite, l'analyse temporelle que nous avons mise en place permet une meilleure compréhension de l'origine de la largeur de raie au travers de l'étude des mécanismes de perte de cohérence des oscillations. Elle révèle également que la largeur de raie des STO pourrait être fortement améliorée en supprimant les fluctuations de fréquence.

Conclusion et perspectives

Dans ce manuscrit nous avons étudié la dynamique auto-entretenu de l'aimantation dans les oscillateurs à transfert de spin. Nous nous sommes, tout d'abord, intéressés à une structure vanne de spin à polariseur perpendiculaire dans le but d'observer les modes de précession de type 'hors du plan'. Ces modes avaient jusqu'alors été très peu discutés car il s'agit de modes à haute énergie difficilement accessibles expérimentalement. Les mesures statiques et dynamiques ont montré que le comportement général de l'oscillateur est dominé par la polarisation de la couche perpendiculaire et que les contributions des autres couches magnétiques planaires ne jouent qu'un rôle secondaire. Ce premier résultat valide l'empilement de l'oscillateur à polariseur perpendiculaire. Du point de vue dynamique, il convient de distinguer deux régimes. Au-delà du courant critique, il apparaît un mode de précession hors du plan quasi-homogène dont la dépendance fréquentielle est en accord qualitatif avec le modèle macrospin. L'estimation de l'amplitude de précession à partir de la mesure de magnéto-résistance dynamique confirme qu'il s'agit d'un mode de précession de grande amplitude pour lequel l'aimantation décrit un cône d'ouverture proche de 180° . A plus fort courant, on observe une transition vers un second mode de précession caractérisé par un changement de dépendance en courant de la fréquence. Des simulations micromagnétiques ont montré que ce second mode conserve un caractère hors du plan mais que l'aimantation adopte une configuration spatialement inhomogène à cause d'effets de champ démagnétisant. Elles permettent de décrire qualitativement l'ensemble des observations expérimentales mais une étude plus poussée reste nécessaire pour aboutir à un accord quantitatif. Des résultats préliminaires montrent que l'ajustement de la géométrie de la structure simulée au dispositif expérimental et la prise en compte des effets d'interaction dipolaire avec la couche de référence conduisent à un meilleur accord entre les fréquences simulées et les résultats expérimentaux.

L'étude expérimentale du polariseur perpendiculaire a une implication importante pour la réalisation de STO. Ce concept fut développé pour obtenir des oscillations à forte amplitude en l'absence de champ magnétique appliqué. Nous avons effectivement démontré que l'amplitude d'oscillation est maximale au courant critique. De plus, elle reste supérieure à celle des oscillations planaires induites par la couche de référence sur l'ensemble de la gamme de courant du mode homogène. La structure étudiée ne nous a pas permis d'obtenir un fonctionnement en champ appliqué nul à cause du champ dipolaire rayonné par la couche de référence. Ceci n'invalide en rien le concept du polariseur perpendiculaire et l'utilisation d'une couche de référence de type antiferromagnétique synthétique compensé devrait permettre de résoudre ce problème. Enfin, l'accordabilité en fréquence mesurée est très importante et constitue un fort atout pour les STO.

La description de l'oscillateur à polariseur perpendiculaire que nous avons faite dans ce manuscrit tient compte des principales observations expérimentales. Cependant, il faut noter que les spectres micro-ondes montrent parfois, à fort courant, d'autres modes dynamiques de faible intensité dont nous n'avons pas discutés. Il reste donc un travail à la fois expérimental et de simulation pour décrire de manière exhaustive les modes induits sous courant polarisé perpendiculairement au plan des couches. Il serait également intéressant d'apporter quelques modifications à la structure. Par exemple, on pourrait envisager une configuration de type nano-contact pour minimiser les effets de couplages dipolaires entre les couches magnétiques. Une autre solution serait d'étudier une configuration à

polariseur incliné, comme celle proposée par Zhou [135], qui permettrait de profiter de la forte amplitude des modes hors du plan tout en s'affranchissant de la couche analysante.

La seconde étude de cette thèse fut consacrée aux oscillateurs à base de jonction tunnel magnétique pour une configuration d'aimantation planaire. Nous avons montré que la nature isolante de la barrière la rend particulièrement sensible aux fortes densités de courant et au claquage diélectrique. Les mesures statiques et dynamiques ont mis en évidence deux populations d'échantillons appelés HTMR (High TMR) et LTMR (Low TMR). Nous avons conclu que les HTMR présentent une barrière homogène de bonne qualité et de fortes valeurs de magnétorésistance qui peuvent atteindre 100%. A l'inverse, la TMR réduite des échantillons LTMR est attribuée à la présence de défauts ou d'inhomogénéités dans la barrière. La caractérisation dynamique de ces deux types d'échantillons a montré des résultats très différents. Pour les échantillons HTMR, le mode excité par transfert de spin présente une dépendance en fréquence similaire à celle des dispositifs vanne de spin à aimantation planaire. On observe une diminution de la fréquence en courant et des largeurs de raie de l'ordre de la centaine de MHz. Le comportement des échantillons LTMR est radicalement différent. Au dessus du courant critique, la fréquence augmente avec le courant appliqué et les largeurs de raie sont très bien définies et peuvent atteindre 10-20 MHz. Ce mode de précession est supposé être un mode spatialement inhomogène lié à l'excitation locale de l'aimantation au travers d'un défaut ou 'point chaud' de la barrière.

Nous avons ensuite mis en place un montage expérimental et une procédure d'analyse pour étudier la dynamique de l'aimantation dans le domaine temporel. Cette approche s'est montrée particulièrement puissante pour appréhender les notions de stabilité temporelle et de largeur de raie des oscillateurs. Elle donne accès aux phénomènes transitoires qui ne peuvent être étudiés dans une approche spectrale. L'analyse temporelle nous a permis de définir un critère non ambigu pour estimer le courant critique d'apparition du régime d'oscillation stationnaire. Cette tâche est délicate dans le domaine spectral car le critère de définition du courant critique dépend de la structure magnétique étudiée. Dans l'approche temporelle, le courant critique est déduit de l'analyse de la distribution de l'amplitude d'oscillation. Dans ces conditions, nous avons montré que seuls les échantillons LTMR permettent d'atteindre le régime d'oscillation entretenue. Pour les échantillons HTMR, la précession de l'aimantation sous courant polarisé reste dans un régime mixte d'oscillation amortie et de précession à forte amplitude. Enfin, nous avons étudié en détail l'évolution en courant de la largeur de raie, ou de manière équivalente du temps de cohérence pour les échantillons LTMR. Trois régimes sont à distinguer. A faible courant, il s'agit du régime de résonance ferromagnétique activé thermiquement. L'oscillation de l'aimantation est amortie et la largeur de raie reste importante (> 400 MHz). Au-delà d'un premier courant critique I_c , le transfert de spin donne lieu à une dynamique de grande amplitude mais elle n'existe que sur une échelle de quelques nanosecondes. Ce régime intermittent est caractérisé par une forte diminution de la largeur de raie en courant. Dans ce cas, la cohérence du signal temporel est limitée par la présence d'extinctions des oscillations. Ces extinctions se font plus rares lorsque le courant augmente et disparaissent totalement au dessus du second courant critique I_c^* . I_c^* définit le régime d'oscillation stationnaire caractérisé par une saturation de la largeur de raie à de très faibles valeurs, typiquement 20-30 MHz. Nous avons montré que le temps de cohérence du régime stationnaire est limité par des fluctuations de fréquence de l'oscillateur. Dans le régime entretenu, la largeur de raie est due à la fois aux fluctuations de fréquence et au bruit de phase

intrinsèque. L'étude temporelle montre que si l'on arrive à éliminer les fluctuations de fréquence, la largeur de raie des oscillateurs à transfert de spin pourrait être amenée sous la barre du MHz.

L'observation d'oscillations entretenues par transfert de spin dans les jonctions tunnel magnétiques est une étape clé pour la réalisation des oscillateurs à transfert de spin. L'augmentation de la magnétorésistance par rapport aux vanes de spin permet d'atteindre des puissances micro-ondes émises de l'ordre de 50 nW, ce qui est presque compatible avec les spécifications technologiques. Nous avons également montré que, bien que la nature du transport électronique soit fondamentalement différente de celui des vanes de spin, l'effet tunnel n'est pas incompatible avec les faibles largeurs de raie.

Les jonctions tunnel sont l'une des pistes les plus prometteuses pour la réalisation de dispositifs STO fonctionnels. Les études présentées ici devront être poursuivies selon trois axes. Tout d'abord, le support de simulations micromagnétiques semble indispensable à la description de la nature du mode excité dans les échantillons LTMR. De plus, elles pourraient permettre de comprendre pourquoi nous n'avons pas observé de régime entretenu dans les échantillons HTMR. Pour cela, il faudrait s'intéresser aux spécificités des jonctions tunnel par rapport aux vanes de spin. Par exemple, l'influence du terme de champ effectif du couple de transfert de spin sur la dynamique de l'aimantation devrait être étudiée ainsi que l'effet d'une densité de courant inhomogène pour modéliser la 'rugosité' des barrières réelles. Ensuite, il serait intéressant de réitérer l'analyse que nous avons présentée sur des échantillons HTMR de plus faible RA. Dans ce manuscrit nous nous sommes focalisés sur des échantillons de RA $1.5 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$ mais nous disposons également de nouveaux échantillons de RA $1 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$. Enfin, il faudrait combiner une barrière tunnel avec d'autres configurations d'aimantation des couches magnétiques, comme par exemple la structure à polariseur perpendiculaire, pour à la fois augmenter les performances de STO mais aussi pouvoir étudier les oscillations hors du plan dans le domaine temporel. Cette étude fondamentale serait particulièrement intéressante car elle permettrait d'observer les modes sous-critiques ainsi que la transition vers le régime entretenu pour la structure à polariseur perpendiculaire. Dans cette configuration, l'effet du transfert de spin est très différent de celui des structures planaires [136]. Cependant, cette réalisation expérimentale est difficile à cause des procédés de croissance des barrières bas RA. En parallèle à ces études, il sera nécessaire de poursuivre le développement d'outils d'analyse des signaux temporels pour caractériser plus finement les propriétés des oscillateurs comme leur bruit d'amplitude et de phase. Ces résultats devront être confrontés aux modèles théoriques récents d'ondes de spin non-linéaires pour appréhender leurs origines physiques.

En conclusion, depuis la première démonstration expérimentale de la dynamique de l'aimantation sous courant polarisé en spin, la compréhension physique des STO ainsi que leurs 'performances' ont été grandement améliorées. Bien que la faisabilité technologique d'un tel dispositif reste loin d'être acquise, de nombreux groupes de recherche ont montré des résultats très prometteurs. Pour dresser un bilan de l'évolution des oscillateurs à transfert de spin, nous pouvons reprendre les trois critères énoncés en introduction : l'amplitude du signal émis, la largeur de raie et la possibilité de fonctionnement en l'absence de champ magnétique externe. La figure 1 illustre les principales configurations de STO proposées et détaille leurs caractéristiques en comparaison des trois critères d'évaluation. Une structure de STO est constituée d'une combinaison de géométrie de dispositif, nanopilier ou nano-contact, d'une configuration d'aimantation des électrodes magnétiques et d'une

barrière, métallique ou isolante. Cette image montre l'extrême variété des réalisations envisageables. Un choix astucieux de chacun de ces trois éléments devrait conduire à l'élaboration d'un STO optimal.

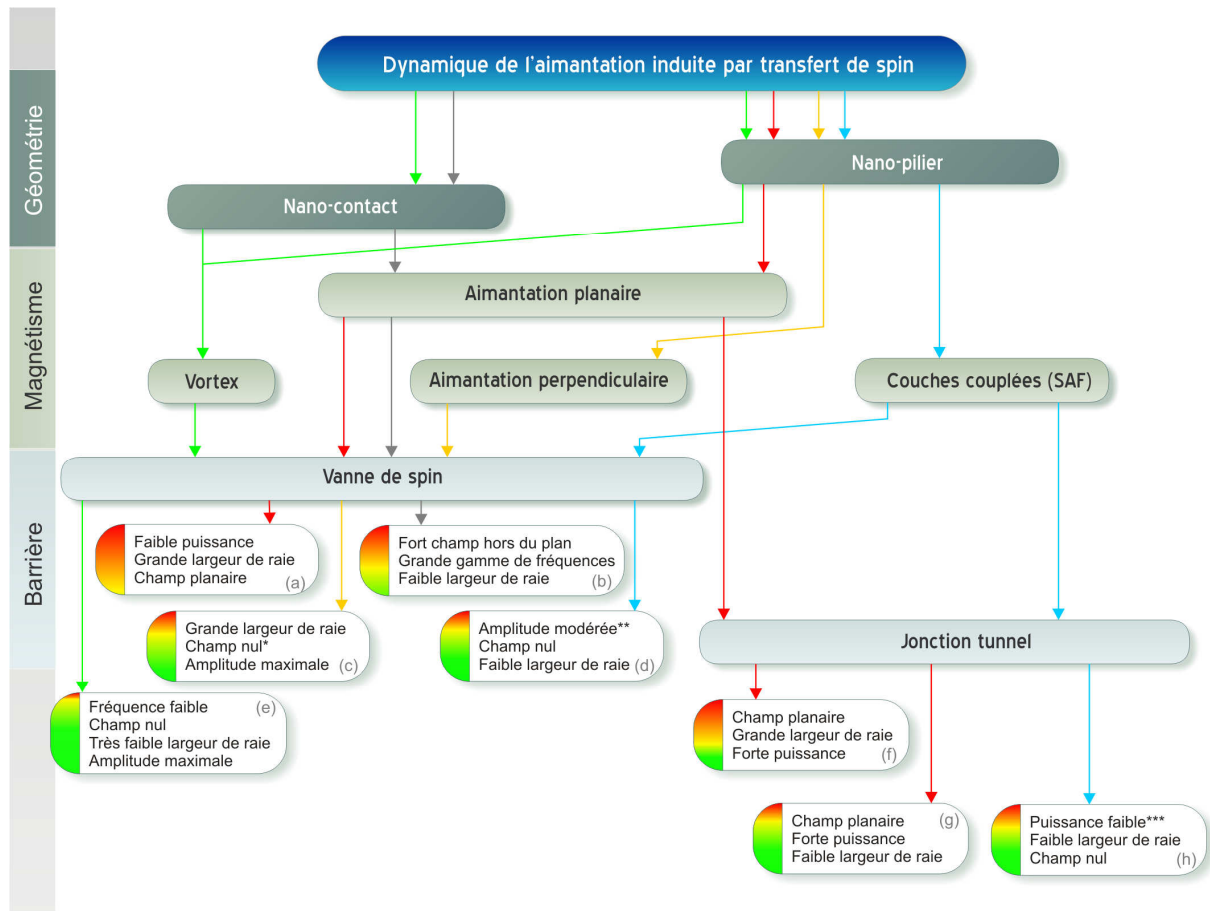


Fig. 1 – Illustration des principales configurations d'oscillateur à transfert de spin étudiées. (*) L'empilement de l'oscillateur à polariseur perpendiculaire devra être optimisé pour observer le régime d'oscillation en champ magnétique nul. (**) L'amplitude est faible à champ nul et devient importante pour un champ planaire appliqué. (***) La faible puissance n'est pas intrinsèque aux oscillations du SAF mais vient plutôt de la nature de la jonction. (a) [64], (b) [68], (c) [46], (d) Travaux en cours de publication Houssameddine *et al.*, (e) [108, 109], (f) [160] ou échantillons de type HTMR, (g) [80], (h) [161].

Sans passer en revue l'ensemble des réalisations, on peut noter des différences de quatre ordres de grandeur sur la puissance émise et trois ordres de grandeur sur la largeur de raie suivant la configuration d'oscillateur étudiée. De plus, de nombreuses solutions ont montré la possibilité de s'affranchir du champ magnétique appliqué. L'optimisation d'un paramètre n'est pas exclusive et certaines solutions cumulent de nombreux avantages. Par exemple, l'utilisation d'une couche oscillante de nature antiferromagnétique synthétique (SAF) permet de répondre simultanément aux trois critères, de même que les oscillations d'une configuration vortex. Finalement, nous n'avons discuté ici que des modifications apportées à la structure interne des STO. Nul doute que d'autres avancées majeures viendront de l'intégration des STO dans des dispositifs plus complexes comme le couplage de plusieurs STO, l'utilisation d'une boucle à verrouillage de phase ou d'autres architectures innovantes (amplificateurs à forte impédance ...).

Références bibliographiques

- [1] M. Hehn, F. Montaigne, and A. Schuhl, *Magnétorésistance géante et électronique de spin*, Techniques de l'Ingénieur **E 2 135**.
- [2] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F.N. Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, *Physical Review Letters* **61**, 2472 (1988).
- [3] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, *Physical Review B* **39**, 4828 (1989).
- [4] B. Dieny, V.S. Speriosu, S.S.P. Parkin, B.A. Gurney, D.R. Wilhoit, and D. Mauri, *Physical Review B* **43**, 1297 (1991).
- [5] J.A. Katine and E.E. Fullerton, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **320**, 1217--1226 (2008).
- [6] N.W. Ashcroft and N.D. Mermin, *Physique des solides*, EDP Sciences (2002).
- [7] E. Trémolet de Lacheisserie, *Magnétisme, I - Fondements*, PUG (1999).
- [8] N. Mott, *Proceedings of the Royal Society* **156**, 368 (1936).
- [9] A. Barthélémy, A. Fert, J.P. Contour, M. Bowen, V. Cros, J.M. De Teresa, A. Hamzic, J.C. Faini, J.M. George, J. Grollier, F. Montaigne, F. Pailloux, F. Petroff, and C. Vouille, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **242-245**, 68-76 (2002).
- [10] E. Tsymbal and D.G. Pettifor, *Perspectives of giant magnetoresistance*, Solid State Physics **56**.
- [11] C. Vouille, A. Barthélémy, F. Elokann Mpondo, A. Fert, P.A. Schroeder, S.Y. Hsu, A. Reilly, and R. Loloee, *Physical Review B* **60**, 6710 (1999).
- [12] E. Fullerton, M.J. Conover, J.E. Mattson, C.H. Sowers, and S.D. Bader, *Applied Physics Letters* **63**, 1699 (1993).
- [13] T. Valet and A. Fert, *Physical Review B* **48**, 7099 (1993).
- [14] O. Boule, *Précession de l'aimantation par transfert de spin dans des nanopiliers magnétiques*, Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI (2008).
- [15] J. Barnas, A. Fert, M. Gmitra, I. Weymann, and V.K. Dugaev, *Physical Review B* **72**, 024426 (2005).
- [16] J. Bass and W.P.J. Pratt, *Journal of Physics: Condensed Matter* **19**, 183201 (2007).
- [17] A. Fert, A. Barthélémy, and F. Petroff, *Spin transport in magnetic multilayers and tunnel junctions*, Elsevier (2006).
- [18] O. Boule, V. Cros, J. Grollier, L.G. Pereira, C. Deranlot, F. Petroff, G. Faini, J. Barnas, and A. Fert, *Nature Physics* **3**, 492-497 (2007).
- [19] J.M. De Teresa, A. Barthélémy, A. Fert, J.P. Contour, R. Lyonnet, F. Montaigne, P. Seneor, and A. Vaurès, *Physical Review Letters* **82**, 4288 (1999).
- [20] M. Julliere, *Physics Letters A* **54**, 225-226 (1975).
- [21] J.S. Moodera, L.R. Kinder, T.M. Wong, and R. Meservey, *Physical Review Letters* **74**, 3273 (1995).
- [22] J.C. Slonczewski, *Physical Review B* **39**, 6995 (1989).

- [23] J. Mathon, *Physical Review B* **56**, 11810 (1997).
- [24] A. Manchon, *Magnétorésistance et transfert de spin dans les jonctions tunnel magnétiques*, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier - Grenoble I (2007).
- [25] W.H. Butler, X.G. Zhang, T.C. Schulthess, and J.M. MacLaren, *Physical Review B* **63**, 054416 (2001).
- [26] S.S.P. Parkin, C. Kaiser, A. Panchula, P.M. Rice, B. Hughes, M. Samant, and S.-H. Yang, *Nature Materials* **3**, 862-867 (2004).
- [27] S. Yuasa, T. Nagahama, A. Fukushima, Y. Suzuki, and K. Ando, *Nature Materials* **3**, 868-871 (2004).
- [28] S. Ikeda, J. Hayakawa, Y. Ashizawa, Y. M. Lee, K. Miura, H. Hasegawa, M. Tsunoda, F. Matsukura, and H. Ohno, *Applied Physics Letters* **93**, (2008).
- [29] C.-V. Tiusan, *Magnétisme et transport polarisé en spin dans des jonctions tunnel magnétiques. Utilisation du transport tunnel comme une sonde micromagnétique*, Thèse de doctorat européen, Université Louis Pasteur - Strasbourg (2000).
- [30] X.G. Zhang and W.H. Butler, *Physical Review B* **70**, 172407 (2004).
- [31] S. Zhang, P.M. Levy, A.C. Marley, and S.S.P. Parkin, *Physical Review Letters* **79**, 3744 (1997).
- [32] F. Montaigne, M. Hehn, and A. Schuhl, *Physical Review B* **64**, 144402 (2001).
- [33] W. Wulfhekel, H.F. Ding, and J. Kirschner, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **242-245**, 47-52 (2002).
- [34] S. Isogami, M. Tsunoda, K. Komagaki, K. Sunaga, Y. Uehara, M. Sato, T. Miyajima, and M. Takahashi, *Applied Physics Letters* **93**, 192109-3 (2008).
- [35] J.C. Slonczewski, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **159**, L1-L7 (1996).
- [36] L. Berger, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **162**, 155-161 (1996).
- [37] M. Tsoi, A.G.M. Jansen, J. Bass, W.C. Chiang, M. Seck, V. Tsoi, and P. Wyder, *Physical Review Letters* **80**, 4281 (1998).
- [38] J.A. Katine, F.J. Albert, R.A. Buhrman, E.B. Myers, and D.C. Ralph, *Physical Review Letters* **84**, 3149 (2000).
- [39] J. Grollier, V. Cros, A. Hamzic, J.M. George, H. Jaffres, A. Fert, G. Faini, J.B. Youssef, and H. Legall, *Applied Physics Letters* **78**, 3663-3665 (2001).
- [40] M.D. Stiles and A. Zangwill, *Physical Review B* **66**, 014407 (2002).
- [41] M.D. Stiles and J. Miltat, *Spin-transfer torque and dynamics*, Springer (2006).
- [42] M. Zwierzycki, Y. Tserkovnyak, P.J. Kelly, A. Brataas, and G.E.W. Bauer, *Physical Review B* **71**, 064420 (2005).
- [43] F.J. Albert, N.C. Emley, E.B. Myers, D.C. Ralph, and R.A. Buhrman, *Physical Review Letters* **89**, 226802 (2002).
- [44] S.I. Kiselev, J.C. Sankey, I.N. Krivorotov, N.C. Emley, M. Rinkoski, C. Perez, R.A. Buhrman, and D.C. Ralph, *Physical Review Letters* **93**, 036601 (2004).
- [45] Q. Mistral, J.-V. Kim, T. Devolder, P. Crozat, C. Chappert, J.A. Katine, M.J. Carey, and K. Ito, *Applied Physics Letters* **88**, 192507-3 (2006).

- [46] D. Houssameddine, U. Ebels, B. Delaet, B. Rodmacq, I. Firastrau, F. Ponthenier, M. Brunet, C. Thirion, J.P. Michel, L. Prejbeanu-Buda, M.C. Cyrille, O. Redon, and B. Dieny, *Nature Materials* **6**, 447-453 (2007).
- [47] I.N. Krivorotov, D.V. Berkov, N.L. Gorn, N.C. Emley, J.C. Sankey, D.C. Ralph, and R.A. Buhrman, *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)* **76**, 024418-14 (2007).
- [48] S. Petit, C. Baraduc, C. Thirion, U. Ebels, Y. Liu, M. Li, P. Wang, and B. Dieny, *Physical Review Letters* **98**, 077203-4 (2007).
- [49] H. Kubota, A. Fukushima, K. Yakushiji, T. Nagahama, S. Yuasa, K. Ando, H. Maehara, Y. Nagamine, K. Tsunekawa, D.D. Djayaprawira, N. Watanabe, and Y. Suzuki, *Nature Physics* **4**, 37-41 (2008).
- [50] J.C. Sankey, Y.-T. Cui, J.Z. Sun, J.C. Slonczewski, R.A. Buhrman, and D.C. Ralph, *Nature Physics* **4**, 67-71 (2008).
- [51] I. Theodonis, N. Kioussis, A. Kalitsov, M. Chshiev, and W.H. Butler, *Physical Review Letters* **97**, 237205-4 (2006).
- [52] C. Baraduc, M. Chshiev, and U. Ebels, *Introduction to spin transfer torque*, World Scientific Publishing (2009).
- [53] D.C. Ralph and M.D. Stiles, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **320**, 1190-1216 (2008).
- [54] L.-D. Buda, *Développement d'un code de calcul micromagnétique 2D et 3D : application à des systèmes réels de types films, plots et fils*, Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur - Strasbourg (2001).
- [55] T.L. Gilbert, *Physical Review* **100**, (1955).
- [56] T.L. Gilbert, *IEEE Transactions on Magnetics* **40**, 3443-3449 (2004).
- [57] T.J. Silva, C.S. Lee, T.M. Crawford, and C.T. Rogers, *Journal of Applied Physics* **85**, 7849-7862 (1999).
- [58] D. Pain, M. Ledieu, O. Acher, A.L. Adenot, and F. Duverger, *Journal of Applied Physics* **85**, 5151-5153 (1999).
- [59] S. Petit, *Influence du couple de transfert de spin sur les fluctuations magnétiques thermiquement activées dans les jonctions tunnel magnétiques*, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier - Grenoble I (2007).
- [60] A.A. Tulapurkar, Y. Suzuki, A. Fukushima, H. Kubota, H. Maehara, K. Tsunekawa, D.D. Djayaprawira, N. Watanabe, and S. Yuasa, *Nature* **438**, 339-342 (2005).
- [61] G. Bertotti, C. Serpico, I.D. Mayergoyz, A. Magni, M. de Aquino, and R. Bonin, *Physical Review Letters* **94**, 127206 (2005).
- [62] A.N. Slavin and V.S. Tiberkevich, *Physical Review B* **72**, 094428 (2005).
- [63] Z. Li, S. Zhang, Z. Diao, Y. Ding, X. Tang, D.M. Apalkov, Z. Yang, K. Kawabata, and Y. Huai, *Physical Review Letters* **100**, 246602-4 (2008).
- [64] S.I. Kiselev, J.C. Sankey, I.N. Krivorotov, N.C. Emley, R.J. Schoelkopf, R.A. Buhrman, and D.C. Ralph, *Nature* **425**, 380-383 (2003).
- [65] S. Urazhdin, N.O. Birge, W.P. Pratt, and J. Bass, *Physical Review Letters* **91**, 146803 (2003).

- [66] M.R. Pufall, W.H. Rippard, S. Kaka, S.E. Russek, T.J. Silva, J. Katine, and M. Carey, *Physical Review B* **69**, 214409 (2004).
- [67] W.H. Rippard, M.R. Pufall, S. Kaka, S.E. Russek, and T.J. Silva, *Physical Review Letters* **92**, 027201 (2004).
- [68] W.H. Rippard, M.R. Pufall, S. Kaka, T.J. Silva, and S.E. Russek, *Physical Review B* **70**, 100406 (2004).
- [69] S. Kaka, M.R. Pufall, W.H. Rippard, T.J. Silva, S.E. Russek, and J.A. Katine, *Nature* **437**, 389-392 (2005).
- [70] S.I. Kiselev, J.C. Sankey, I.N. Krivorotov, N.C. Emley, A.G.F. Garcia, R.A. Buhrman, and D.C. Ralph, *Physical Review B* **72**, 064430 (2005).
- [71] I.N. Krivorotov, N.C. Emley, J.C. Sankey, S.I. Kiselev, D.C. Ralph, and R.A. Buhrman, *Science* **307**, 228-231 (2005).
- [72] F.B. Mancoff, N.D. Rizzo, B.N. Engel, and S. Tehrani, *Nature* **437**, 393-395 (2005).
- [73] B. Özyilmaz, A.D. Kent, M.J. Rooks, and J.Z. Sun, *Physical Review B* **71**, 140403 (2005).
- [74] M.R. Pufall, W.H. Rippard, S. Kaka, T.J. Silva, and S.E. Russek, *Applied Physics Letters* **86**, 082506-3 (2005).
- [75] J.C. Sankey, I.N. Krivorotov, S.I. Kiselev, P.M. Braganca, N.C. Emley, R.A. Buhrman, and D.C. Ralph, *Physical Review B* **72**, 224427 (2005).
- [76] Q. Mistral, A. Deac, J. Grollier, O. Redon, Y. Liu, M. Li, P. Wang, B. Dieny, and T. Devolder, *Materials Science and Engineering: B* **126**, 267-270 (2006).
- [77] W.H. Rippard, M.R. Pufall, and S.E. Russek, *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)* **74**, 224409-6 (2006).
- [78] T. Devolder, A. Meftah, K. Ito, J.A. Katine, P. Crozat, and C. Chappert, *Journal of Applied Physics* **101**, 063916-5 (2007).
- [79] A. Deac, Y. Liu, O. Redon, S. Petit, M. Li, P. Wang, J.-P. Nozières, and B. Dieny, *Journal of Physics: Condensed Matter* **19**, (2008).
- [80] D. Houssameddine, S.H. Florez, J.A. Katine, J.P. Michel, U. Ebels, D. Mauri, O. Ozatay, B. Delaet, B. Viala, L. Folks, B.D. Terris, and M.C. Cyrille, *Applied Physics Letters* **93**, 022505-3 (2008).
- [81] I.N. Krivorotov, N.C. Emley, R.A. Buhrman, and D.C. Ralph, *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)* **77**, 054440-9 (2008).
- [82] A.V. Nazarov, K. Nikolaev, Z. Gao, H. Cho, and D. Song. *Microwave generation in MgO magnetic tunnel junctions due to spin transfer effects (invited)*. in *Proceedings of the 52nd Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials*. 2008. Tampa, Florida (USA): AIP.
- [83] D. Houssameddine, U. Ebels, B. Dieny, K. Garello, J.P. Michel, B. Delaet, B. Viala, M.C. Cyrille, J.A. Katine, and D. Mauri, *Physical Review Letters* **102**, 257202-4 (2009).
- [84] J. Grollier, V. Cros, H. Jaffrès, A. Hamzic, J.M. George, G. Faini, J. Ben Youssef, H. Le Gall, and A. Fert, *Physical Review B* **67**, 174402 (2003).
- [85] J. Xiao, A. Zangwill, and M.D. Stiles, *Physical Review B* **72**, 014446 (2005).
- [86] M.L. Schneider, M.R. Pufall, W.H. Rippard, S.E. Russek, and J.A. Katine, *Applied Physics Letters* **90**, 092504-3 (2007).

- [87] D.V. Berkov and J. Miltat, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **320**, 1238-1259 (2008).
- [88] B. Montigny, *Transfert de spin et dynamique de l'aimantation*, Thèse de doctorat, Université Paris Sud - Paris XI (2007).
- [89] K.-J. Lee, A. Deac, O. Redon, J.-P. Nozieres, and B. Dieny, *Nature Materials* **3**, 877-881 (2004).
- [90] S.E. Russek, S. Kaka, W.H. Rippard, M.R. Pufall, and T.J. Silva, *Physical Review B* **71**, 104425 (2005).
- [91] J.-G. Zhu, *Journal of Applied Physics* **91**, 7273-7275 (2002).
- [92] S.M. Rezende, F.M. de Aguiar, and A. Azevedo, *Physical Review Letters* **94**, 037202 (2005).
- [93] A. Slavin and V. Tiberkevich, *Physical Review Letters* **95**, 237201 (2005).
- [94] J.-V. Kim, *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)* **73**, 174412-8 (2006).
- [95] S.M. Rezende, F.M. de Aguiar, and A. Azevedo, *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)* **73**, 094402-15 (2006).
- [96] V. Tiberkevich, A. Slavin, and J.-V. Kim, *Applied Physics Letters* **91**, 192506-3 (2007).
- [97] J.-V. Kim, Q. Mistral, C. Chappert, V.S. Tiberkevich, and A.N. Slavin, *Physical Review Letters* **100**, 167201-4 (2008).
- [98] J.-V. Kim, V. Tiberkevich, and A.N. Slavin, *Physical Review Letters* **100**, 017207-4 (2008).
- [99] A. Slavin and V. Tiberkevich, *IEEE Transactions on Magnetics* **45**, 1875-1918 (2009).
- [100] T.J. Silva and W.H. Rippard, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **320**, 1260–1271 (2008).
- [101] C. Boone, J.A. Katine, J.R. Childress, J. Zhu, X. Cheng, and I.N. Krivorotov, *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)* **79**, 140404-4 (2009).
- [102] www.metrologiefrancaise.fr.
- [103] Q. Mistral, *Etude expérimentale d'oscillateur à transfert de spin*, Thèse de doctorat, Université Paris Sud - Paris XI (2008).
- [104] W.H. Rippard, M.R. Pufall, S. Kaka, T.J. Silva, S.E. Russek, and J.A. Katine, *Physical Review Letters* **95**, 067203 (2005).
- [105] J. Grollier, V. Cros, and A. Fert, *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)* **73**, 060409-4 (2006).
- [106] A.N. Slavin and V.S. Tiberkevich, *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)* **74**, 104401-4 (2006).
- [107] B. Georges, J. Grollier, M. Darques, V. Cros, C. Deranlot, B. Marcilhac, G. Faini, and A. Fert, *Physical Review Letters* **101**, 017201-4 (2008).
- [108] Q. Mistral, M. van Kampen, G. Hrkac, J.-V. Kim, T. Devolder, P. Crozat, C. Chappert, L. Lagae, and T. Schrefl, *Physical Review Letters* **100**, 257201-4 (2008).
- [109] V.S. Pribiag, I.N. Krivorotov, G.D. Fuchs, P.M. Braganca, O. Ozatay, J.C. Sankey, D.C. Ralph, and R.A. Buhrman, *Nature Physics* **3**, 498-503 (2007).
- [110] T. Devolder, S. Cornelissen, L. Bianchini, J.-V. Kim, P. Crozat, C. Chappert, M. Op de Beeck, and L. Lagae, *arXiv : Condensed Matter* (2008).

- [111] F. Vernotte, *Stabilité temporelle et fréquentielle des oscillateurs : outils d'analyse*, Techniques de l'Ingénieur **R 681**.
- [112] F. Vernotte, *Stabilité temporelle et fréquentielle des oscillateurs : modèles*, Techniques de l'Ingénieur **R 680**.
- [113] D. Pozar, *Microwave engineering*, Wiley (2005).
- [114] Agilent, *Data sheet - PSA Series Spectrum Analyzers*.
- [115] Rohde&Schwarz, *Data sheet - Spectrum Analyzer R&S FSU*.
- [116] C. Rauscher, *Fundamentals of Spectrum Analysis*, Rohde & Schwarz (2001).
- [117] Agilent, *Spectrum Analysis Basics*, **Application Note 150**.
- [118] M.R. Pufall, W.H. Rippard, M.L. Schneider, and S.E. Russek, *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)* **75**, 140404-4 (2007).
- [119] M.W. Keller, A.B. Kos, T.J. Silva, W.H. Rippard, and M.R. Pufall, *Applied Physics Letters* **94**, 193105-3 (2009).
- [120] T. Devolder, C. Chappert, J.A. Katine, M.J. Carey, and K. Ito, *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)* **75**, 064402-5 (2007).
- [121] T. Devolder, J. Hayakawa, K. Ito, H. Takahashi, S. Ikeda, P. Crozat, N. Zerounian, J.-V. Kim, C. Chappert, and H. Ohno, *Physical Review Letters* **100**, 057206-4 (2008).
- [122] Tektronix, *Data Sheet - Digital Phosphor Oscilloscopes DPO70000B Series*.
- [123] J. Martinez, P. Gajan, and A. Strzelecki, *Analyse temps-fréquence. Ondelettes - Applications*, Techniques de l'Ingénieur **AF 4 511**.
- [124] J. Martinez, P. Gajan, and A. Strzelecki, *Analyse temps-fréquence. Ondelettes - Théorie*, Techniques de l'Ingénieur **AF 4 510**.
- [125] G. Siracusano, G. Finocchio, A. La Corte, G. Consolo, L. Torres, and B. Azzerboni, *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)* **79**, 104438-4 (2009).
- [126] J.H.E. Griffith, *Nature* **158**, (1946).
- [127] C. Kittel, *Physical Review* **73**, 155 (1948).
- [128] B. Hillebrands, *Brillouin Light Scattering from Layered Magnetic Structures*, Springer (1999).
- [129] J.C. Slonczewski, *Electronic Device using magnetic components*, *US Patent 5695864* (1997).
- [130] O. Redon, B. Dieny, and B. Rodmacq, *Magnetic Spin Polarization and Magnetization Rotation Device with Memory and writing process using such a device*, *US Patent US6,532,164 B2* (2003).
- [131] A. Kent, B. Ozyilmaz, and G.E. Gonzalez, *High Speed Low Power Magnetic Devices Based on Current Induced Spin-Momentum Transfer*, *US2008112094* (2009).
- [132] S. Mangin, D. Ravelosona, J.A. Katine, M.J. Carey, B.D. Terris, and E.E. Fullerton, *Nature Materials* **5**, 210-215 (2006).
- [133] K.J. Lee, O. Redon, and B. Dieny, *Applied Physics Letters* **86**, 022505-3 (2005).
- [134] X. Zhu and J.-G. Zhu, *IEEE Transactions on Magnetics* **42**, 2670--2672 (2006).
- [135] Y. Zhou, C.L. Zha, S. Bonetti, J. Persson, and J. Akerman, *Applied Physics Letters* **92**, 262508-3 (2008).

- [136] U. Ebels, *Magnetization Dynamics of Spinelectronic Materials : The Perpendicular Polarizer Spin Torque Oscillator*, Habilitation à Diriger les Recherches, Université Joseph Fourier - Grenoble I (2008).
- [137] H. Morise and S. Nakamura, *Physical Review B* **71**, 014439 (2005).
- [138] U. Ebels, D. Houssameddine, I. Firastrau, D. Gusakova, C. Thirion, B. Dieny, and L.D. Buda-Prejbeanu, *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)* **78**, 024436-16 (2008).
- [139] D. Gusakova, D. Houssameddine, U. Ebels, B. Dieny, L. Buda-Prejbeanu, M.C. Cyrille, and B. Delaet, *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)* **79**, 104406-16 (2009).
- [140] I. Firastrau, D. Gusakova, D. Houssameddine, U. Ebels, M.C. Cyrille, B. Delaet, B. Dieny, O. Redon, J.C. Toussaint, and L.D. Buda-Prejbeanu, *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)* **78**, 024437-8 (2008).
- [141] T. Seki, S. Mitani, K. Yakushiji, and K. Takanashi, *Applied Physics Letters* **89**, 172504-3 (2006).
- [142] F. Delille, A. Manchon, N. Strelkov, B. Dieny, M. Li, Y. Liu, P. Wang, and E. Favre-Nicolin, *Journal of Applied Physics* **100**, 013912-7 (2006).
- [143] M. Kowalewski, W.H. Butler, N. Moghadam, G.M. Stocks, T.C. Schulthess, K.J. Song, J.R. Thompson, A.S. Arrott, T. Zhu, J. Drewes, R.R. Katti, M.T. McClure, and O. Escorcica, *Journal of Applied Physics* **87**, 5732-5734 (2000).
- [144] A. Deac, K.J. Lee, Y. Liu, O. Redon, M. Li, P. Wang, J.P. Nozieres, and B. Dieny, *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)* **73**, 064414-8 (2006).
- [145] J.Z. Sun and D.C. Ralph, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **320**, 1227-1237 (2008).
- [146] Q. Chen, T. Min, T. Torng, C. Horng, D. Tang, and P. Wang. *Study of dielectric breakdown distributions in magnetic tunneling junction with MgO barrier*. in *Proceedings of the 53rd annual conference on Magnetism and Magnetic Materials*. 2009. Austin, Texas (USA): AIP.
- [147] A.A. Khan, J. Schmalhorst, A. Thomas, O. Schebaum, and G. Reiss, *Journal of Applied Physics* **103**, 123705-5 (2008).
- [148] S. Petit, N. de Mestier, C. Baraduc, C. Thirion, Y. Liu, M. Li, P. Wang, and B. Dieny, *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)* **78**, 184420-13 (2008).
- [149] A. Deac, A. Fukushima, H. Kubota, H. Maehara, Y. Suzuki, S. Yuasa, Y. Nagamine, K. Tsunekawa, D. Djayaprawira, and N. Watanabe, *Nature Physics* **4**, 803-809 (2008).
- [150] J.Y. Bae, W.C. Lim, H.J. Kim, T.D. Lee, K.W. Kim, and T.W. Kim. *Compositional change of MgO barrier and interface in CoFeB/MgO/CoFeB tunnel junction after annealing*. in *Proceedings of the 50th Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials*. 2006. San Jose, California (USA): AIP.
- [151] J.C. Read, P.G. Mather, and R.A. Buhrman, *Applied Physics Letters* **90**, 132503-3 (2007).
- [152] T. Miyajima, T. Ibusuki, S. Umehara, M. Sato, S. Eguchi, M. Tsukada, and Y. Kataoka, *Applied Physics Letters* **94**, 122501-3 (2009).
- [153] B. Oliver, G. Tuttle, Q. He, X. Tang, and J. Nowak, *Journal of Applied Physics* **95**, 1315-1322 (2004).
- [154] J.-G. Zhu. *Pinholes and spin transfer effect in magnetic tunnel junction heads*. in *Proceedings of the 49th Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials*. 2005. Jacksonville, Florida (USA): AIP.

- [155] C. Shang, Y. Chen, and K.-s. Moon, *Journal of Applied Physics* **93**, 7017-7019 (2003).
- [156] F.M. de Aguiar, A. Azevedo, and S.M. Rezende, *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)* **75**, 132404-4 (2007).
- [157] NIST, *Handbook of Frequency Stability Analysis*, NIST Special Publication **1065**.
- [158] P. Villard, U. Ebels, D. Houssameddine, J. Katine, D. Mauri, B. Delaet, P. Vincent, M.-C. Cyrille, B. Viala, J.-P. Michel, J. Prouvée, and F. Badets, *A GHz Spintronic-Based RF Oscillator*, IEEE Journal of Solid-State Circuits, En cours de publication.
- [159] X. Peng, P. Kolbo, K. Nikolaev, S. Chen, Z. Wang, T. Boonstra, P. Anderson, S. Kalderon, P. Czoschke, A. Morrone, D. Dimtrov, S. Xue, and Y. Chen, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **321**, 1889-1892 (2009).
- [160] B. Georges, J. Grollier, V. Cros, A. Fert, A. Fukushima, H. Kubota, K. Yakushijin, S. Yuasa, and K. Ando, *arXiv : Condensed Matter* (2009).
- [161] S. Cornelissen, M. Op de Beeck, L. Lagae, L. Bianchini, J.-V. Kim, T. Devolder, P. Crozat, and C. Chappert, *arXiv : Condensed Matter* (2009).

Lexique

Analyseur : Couche magnétique à aimantation planaire utilisée dans la structure de l'oscillateur à polariseur perpendiculaire pour générer un signal magnétorésistif à partir du mouvement de précession de l'aimantation de la couche libre.

AP : Etat d'aimantation anti-parallèle entre la couche libre et la couche de référence dans les structures magnétorésistives.

CMP : (Chemical-Mechanical Planarization) Procédé de polissage mécano-chimique utilisé pour la fabrication des oscillateurs.

Conditionnement : Procédure de stress électrique appliquée à une barrière tunnel pour modifier ses propriétés de transport.

De-embedding : Modélisation d'un composant radiofréquence par un schéma électrique équivalent.

FMR : (FerroMagnetic Resonance) Résonance ferromagnétique.

GMR : (Giant MagnetoResistance) Magnétorésistance géante.

HTMR : (High TMR) désigne un échantillon de forte TMR pour l'étude des oscillateurs à base de jonction tunnel au chapitre IV. Nous associons cet état à une barrière homogène.

IF : (Intermediate Frequency) Fréquence intermédiaire utilisée pour les mesures à l'analyseur de spectre. Cette fréquence résulte du mélange de la composante fréquentielle du signal de mesure étudiée et de la fréquence de l'oscillateur local de l'analyseur de spectre.

IPP : (In-Plane Precession) Pour une couche magnétique à anisotropie planaire, mode de précession dans le plan de la couche.

IPS : (In-Plane Stable) Pour une couche magnétique à anisotropie planaire, état d'aimantation statique dans le plan de la couche.

IRL : (Intermediate Resistance Level) Niveau de résistance intermédiaire entre les niveaux P et AP observé dans les courbes magnétorésistives de la structure à polariseur perpendiculaire. Ce niveau de résistance résulte de l'oscillation de l'aimantation suivant une trajectoire OPP.

LTMR : (Low TMR) Désigne un échantillon de faible TMR pour l'étude des oscillateurs à base de jonction tunnel au chapitre IV. Nous associons cet état à une barrière inhomogène.

MgO : Oxyde de magnésium. Diélectrique utilisé pour la barrière de jonctions tunnel magnétiques.

MTJ : (Magnetic Tunnel Junction) structure magnétorésistive où l'espaceur entre la couche libre et la couche de référence est une barrière isolante.

Ørsted : Unité de champ magnétique portant le nom du physicien H. C. Ørsted. L'ørsted ne fait pas partie du système international d'unités mais correspond à $4\pi \cdot 10^{-3} \text{A} \cdot \text{m}^{-1}$.

OPP : (Out of Plane Precession) Pour une couche magnétique à anisotropie planaire, mode de précession hors du plan.

OPS : (Out of Plane Stable) Pour une couche magnétique à anisotropie planaire, état d'aimantation statique hors du plan de la couche magnétique.

P : Etat d'aimantation parallèle entre la couche libre et la couche de référence dans les structures magnétorésistives.

PLL : (Phase-Locked Loop) La boucle à verrouillage de phase permet d'asservir la phase d'un oscillateur.

Pinhole : Contact métallique direct qui crée un couplage entre les aimantations des électrodes ferromagnétiques d'une structure à jonction tunnel.

Polariseur perpendiculaire : terme désignant la structure d'oscillateur discutée au chapitre IV basée sur une couche polarisante à aimantation perpendiculaire au plan.

Pseudo-GMR : Désigne un échantillon de faible TMR présentant un transport principalement ohmique dans l'étude des oscillateurs à base de jonction tunnel au chapitre IV. Nous associons cet état à la présence de pinholes dans la barrière tunnel.

RA : Produit de la résistance électrique par la surface de la structure ou du matériau étudié.

RBW : (Resolution Band Width) Largeur du filtre intermédiaire utilisé pour une mesure à l'analyseur de spectre.

RKKY : Interaction portant le nom des quatre physiciens Ruderman, Kittel, Kasuya et Yosida. L'interaction RKKY crée un couplage oscillant entre les moments magnétiques, nucléaires ou localisés dans les couches d et f, au travers des électrons de conduction d'un métal.

SAF : (Synthetic AntiFerromagnet) Antiferromagnétique synthétique. Multicouche magnétique dans laquelle les aimantations des couches ferromagnétiques, séparées par un métal non magnétique, sont couplées de manière anti-parallèle via l'interaction RKKY. Si les moments magnétiques des couches sont égaux on parlera de SAF compensé.

STO : (Spin Torque Oscillator) Oscillateur à transfert de spin.

TMR : (Tunnel MagnetoResistance) Magnétorésistance tunnel.

Vanne de spin : Structure magnétorésistive où l'espaceur entre la couche libre et la couche de référence est un métal non-magnétique.

VCO : (Voltage Controlled Oscillator) Oscillateur dont la fréquence est contrôlée par la tension appliquée.

Liste des communications scientifiques

L'auteur des présentations et posters est indiqué par un astérisque (*).

Brevets

M.-C. Cyrille, B. Delaët, D. Houssameddine, U. Ebels, *Oscillateur radiofréquence*, FR, en cours de dépôt.

B. Dieny, R. Sousa, U. Ebels, D. Houssameddine, C. Papisoi, L. Buda-Prejbeanu, *Dispositif magnétique à polarisation de spin*, FR, ouvert.

Publications

B. Dieny, R. Sousa, J. Hérault, C. Papisoi, G. Prenat, U. Ebels, D. Houssameddine, B. Rodmacq, S. Auffret, L. Buda-Prejbeanu, M.-C. Cyrille, B. Delaët, O. Redon, C. Ducruet, J.-P. Nozières and L. Prejbeanu, *Spin-transfer effect and its use in spintronics components*, Int. J. Nanotechnol., submitted (2009).

D. Houssameddine, J. F. Sierra, D. Gusakova, B. Delaët, U. Ebels, L. Buda-Prejbeanu, M.-C. Cyrille, B. Dieny, B. Ocker, J. Langer, W. Maas, *Spin Torque Driven Excitations in a Synthetic Antiferromagnet*, submitted (2009).

P. Villard, U. Ebels, D. Houssameddine, J. Katine, D. Mauri, B. Delaët, P. Vincent, M.-C. Cyrille, B. Viala, J.-P. Michel, J. Prouvée and F. Badets, *A GHz Spintronic-Based RF Oscillator*, IEEE Journal of Solid-State Circuits, accepted for publication (2009).

C. Papisoi, B. Delaët, B. Rodmacq, D. Houssameddine, J.-P. Michel, U. Ebels, R.C. Sousa, L. Buda-Prejbeanu and B. Dieny, *100 ps precessional spin-transfer switching of a planar magnetic random access memory cell with perpendicular spin polarizer*, Appl. Phys. Lett. **95**, 072506 (2009).

D. Houssameddine, U. Ebels, B. Dieny, K. Garello, J.-P. Michel, B. Delaët, B. Viala, M.-C. Cyrille, D. Mauri, J.A. Katine, *Temporal Coherence of MgO based Magnetic Tunnel Junction Spin Torque Oscillators*, Phys. Rev. Lett. **102**, 257202 (2009).

D. Gusakova, D. Houssameddine, U. Ebels, B. Dieny, L. Buda-Prejbeanu, M. C. Cyrille and B. Delaët, *Spin-polarized current-induced excitations in a coupled magnetic layer system*, Phys. Rev. B **79**, 104406 (2009).

D. Houssameddine, S. H. Florez, J.A. Katine, J.-P. Michel, U. Ebels, D. Mauri, O. Ozatay, B. Delaët, B. Viala, L. Folks, B. D. Terris and M.-C. Cyrille, *Spin-Transfer Induced Coherent Microwave Emission With Large Power From Nanoscale MgO Tunnel Junctions*, App. Phys. Lett. **93**, 022505 (2008).

U. Ebels, D. Houssameddine, I. Firastrau, D. Gusakova, C. Thirion, B. Dieny, and L. D. Buda-Prejbeanu, *Macrospin description of the perpendicular polarizer-planar free-layer spin-torque oscillator*, Phys. Rev. B **78**, 024436 (2008).

I. Firastrau, D. Gusakova, D. Houssameddine, U. Ebels, M.-C. Cyrille, B. Delaët, B. Dieny, O. Redon, J.-Ch. Toussaint and L. D. Buda-Prejbeanu, *Modeling of the perpendicular polarizer-planar free layer spin torque oscillator: Micromagnetic simulations*, Phys. Rev. B **78**, 024437 (2008).

D. Houssameddine, U. Ebels, B. Delaët, B. Rodmacq, I. Firastrau, F. Ponthenier, M. Brunet, C. Thirion, J.-P. Michel, L. Prejbeanu-Buda, M.-C. Cyrille, O. Redon, B. Dieny, *Spin-torque oscillator using a perpendicular polarizer and a planar free layer*, Nat. Mat. **6**, 447-453 (2007).

Présentations invitées

Magnetic Single NanoObject Workshop MSNOW, Nancy, France, Novembre 2008

Spin-Transfer Induced (Coherent) Microwave Emission From Nanoscale MgO Tunnel Junctions

D. Houssameddine, U. Ebels*, B. Dieny, J.-P. Michel, K. Garello, B. Delaët, B. Viala, P. Vincent, M.-C. Cyrille, S. H. Florez, J. A. Katine, D. Mauri, A. Zeltser, O. Ozatay, L. Folks, B. D. Terris

53rd International Conference on Magnetism and Magnetic Materials MMM, Austin, Texas, USA, Novembre 2008

Spin-Transfer Induced Coherent Microwave Emission with Large Power From Nanoscale MgO Tunnel Junctions

D. Houssameddine*, U. Ebels, J.-P. Michel, K. Garello, B. Delaët, B. Viala, P. Vincent, M.-C. Cyrille, S. H. Florez, J. A. Katine, D. Mauri, A. Zeltser, O. Ozatay, L. Folks, B. D. Terris

Moscow International Symposium on Magnetism MISM, Moscow, Russie, Juin 2008

Spin-transfer effects in spintronics devices

B. Dieny*, U. Ebels, D. Houssameddine, C. Baraduc, C. Thirion, N. De Mestier, S. Petit, A. Manchon, L. Buda, Prejbeanu, M. C. Cyrille, B. Delaët, and A. Vedyayev

American Physical Society APS March Meeting, New Orleans, USA, Mars 2008

Spin torque oscillator using a perpendicular polarizer and a planar free layer

D. Houssameddine*, U. Ebels, D. Gusakova, B. Rodmacq, L. Prejbeanu-Buda, C. Thirion, J.-P. Michel, C. Baraduc, S. Petit, B. Dieny, A. Schuhl, B. Delaët, F. Ponthenier, M. Brunet, M.-C. Cyrille, O. Redon, I. Firastrau

Franco-Russian International Colloquium on Nanosciences, Autrans, France, Octobre 2007

Spin-transfer effects in magnetic nanopillars

B. Dieny*, R. Sousa, U. Ebels, B. Rodmacq, A. Deac, D. Houssameddine, I. Firastrau, and L. Prejbeanu-Buda

52nd International Conference on Magnetism and Magnetic Materials MMM, Tampa, USA, Novembre 2007

Large Angle Out-of-Plane Steady State Precession Induced by a Perpendicular Polarizer

U. Ebels*, D. Houssameddine, C. Thirion, J.-P. Michel, S. Petit, C. Baraduc, I. Firastrau, D. Gusakova, L. Prejbeanu-Buda, B. Dieny, B. Rodmacq, B. Delaët, F. Ponthenier, M. Brunet, M.-C. Cyrille, O. Redon

Seagate Conclave, Londonderry, Irlande Juin 2007

Spin torque oscillator using a perpendicular polarizer and a planar free layer

D. Houssameddine, U. Ebels*, B. Rodmacq, L. Prejbeanu-Buda, C. Thirion, J.P. Michel, B. Dieny, B. Delaët, I. Firastrau, F. Ponthenier, M. Brunet, M.-C. Cyrille, O. Redon

ISAMMA, Jeju Island, Corée du Sud, Mai 2007

Spin torque oscillator using a perpendicular polarizer and a planar free layer

D. Houssameddine, U. Ebels*, D. Gusakova, B. Rodmacq, L. Prejbeanu-Buda, C. Thirion, J.-P. Michel, B. Dieny, B. Delaët, I. Firastrau, F. Ponthenier, M. Brunet, M.-C. Cyrille, O. Redon

Spintronex Seminar, Londres, UK, Février 2007

The Perpendicular Polarizer - Planar Free Layer Spin torque oscillator

D. Houssameddine, U. Ebels*, B. Rodmacq, L. Prejbeanu-Buda, C. Thirion, J.P. Michel, B. Dieny, B. Delaët, I. Firastrau, F. Ponthenier, M. Brunet, M.-C. Cyrille, O. Redon

Spring Meeting Deutsche Physikalische Gesellschaft, Regensburg, Allemagne, Mars 2007

Spin torque oscillator using a perpendicular polarizer and a planar free layer

D. Houssameddine, U. Ebels*, D. Gusakova, B. Rodmacq, L. Prejbeanu-Buda, C. Thirion, J.-P. Michel, B. Dieny, B. Delaët, I. Firastrau, F. Ponthenier, M. Brunet, M.-C. Cyrille, O. Redon

Présentations écoles d'été et séminaires

Spin Momentum Transfer Workshop organized by the European Research Training Network SPINSWITCH, Iasia, Roumanie, Septembre 2009

Spin transfer Driven Magnetization dynamics in magnetic tunnel junction oscillators

U. Ebels*, D. Houssameddine, K. Garello, J.-P. Michel, B. Delaët, B. Viala, P. Vincent, B. Dieny, M.-C. Cyrille, J. A. Katine, D. Mauri, A. Zeltser

Spin Momentum Transfer Workshop organized by the European Research Training Network SPINSWITCH, Krakovie, Septembre 2008

Large Angle Steady State Oscillations induced by a perpendicular polarizer

U. Ebels*, D. Houssameddine, C. Thirion, J.-P. Michel, S. Petit, C. Baraduc, I. Firastrau, D. Gusakova, L. Prejbeanu-Buda, B. Dieny, B. Rodmacq, B. Delaët, M.-C. Cyrille, F. Ponthenier, M. Brunet, O. Redon

Séminaire à IBM, T.J. Watson Center, Yorktown Heights, USA, Novembre 2007

Spin-torque oscillator using a perpendicular polarizer and a planar free layer

D. Houssameddine*, U. Ebels, D. Guskova, B. Rodmacq, L. Prejbeanu-Buda, C. Thirion, J.-P. Michel, B. Dieny, A. Schuhl, B. Delaët, I. Firastrau, F. Ponthenier, M. Brunet, M.-C. Cyrille, O. Redon

Communications orales

International Magnetism Conference, Sacramento, California, USA, Mai 2009

Time Domain Studies of Spin Torque Oscillators Based on MgO Tunnel Junctions

D. Houssameddine*, J.-P. Michel, K. Garello, U. Ebels, B. Delaët, B. Viala, P. Vincent, B. Dieny, M.-C. Cyrille, S. H. Florez, J. A. Katine, D. Mauri, A. Zeltser, O. Ozatay, L. Folks, B. D. Terris

International Solid-State Circuits Conference, San Francisco, USA, Février 2009

A GHz Spintronics based RF Oscillator

P. Vincent, M.-C. Cyrille, B. Viala, B. Delaët, J.-P. Michel, P. Villard*, J. Prouvé, D. Houssameddine, U. Ebels, J. A. Katine, D. Mauri, S. Florez, O. Ozatay, L. Folks, B. D. Terris, F. Badets

53rd Conference on Magnetism and Magnetic Materials, Austin, USA, Novembre 2008

Spin-polarized current-driven excitations in spin-valve nanopillars with a synthetic antiferromagnetic pinned layer

D. Houssameddine*, D. Guskova, B. Delaët, U. Ebels, M.-C. Cyrille, J.-P. Michel, L. Buda-Prejbeanu, O. Redon, B. Dieny, B. Ocker, J. Langer, W. Maas

12ème colloque Louis Néel "Couches minces et Nanostructures Magnétiques", La Grande Motte, France, Octobre 2008

Précessions induites par transfert de spin dans une structure antiferromagnétique synthétique piégée

D. Houssameddine*, D. Guskova, B. Delaët, U. Ebels, M. -C. Cyrille, J. P. Michel, L. Buda-Prejbeanu, O. Redon, B. Dieny, B. Ocker, J. Langer, W. Maas

Joint European Magnetism Society JEMS, Dublin, Irlande, Septembre 2008

Spin-polarized current-driven excitations in spin-valve nanopillars with a synthetic antiferromagnetic pinned layer

D. Houssameddine, D. Guskova, B. Delaët, U. Ebels*, M. C. Cyrille, J. P. Michel, L. Buda, O. Redon, B. Dieny, B. Ocker, and W. Mass

International Magnetism Conference, Madrid, Espagne, Mai 2008

Spin-polarized current included excitations in a synthetic antiferromagnet

D. Guskova*, D. Houssameddine, U. Ebels, M. C. Cyrille, B. Dieny, and L. Buda-Prejbeanu

Worldwide University Network (WUN) International Conference on Spintronic Materials and Technology, York, UK, Octobre 2007

Spin-torque oscillator using a perpendicular polarizer and a planar free layer

D. Houssameddine*, U. Ebels, D. Guskova, B. Rodmacq, L. Prejbeanu-Buda, C. Thirion, J.-P. Michel, B. Dieny, B. Delaët, I. Firastrau*, F. Ponthenier, M. Brunet, M.-C. Cyrille, O. Redon

International Symposium Spin Waves, St Petersburg, Russie, Juin 2007

Spin Torque Oscillator using a perpendicular polarizer and a planar free layer

D. Houssameddine*, B. Delaët, U. Ebels, B. Rodmacq, I. Firastrau, D. Gusakova, F. Ponthenier, M. Brunet, J. P. Michel, C. Thirion, L. Prejbeanu-Buda, M.-C. Cyrille, O. Redon, B. Dieny

Micromagnetic investigation of perpendicular spin-torque oscillator

I. Firastrau*, D. Gusakova, D. Houssameddine, U. Ebels, J.-C. Toussaint, L. Buda-Prejbeanu

10th Joint MMM-INTERMAG Conference, Baltimore, USA, Janvier 2007

Spin current induced excitations for the 'perpendicular polarizer-planar free layer' spin torque oscillator

D. Houssameddine, U. Ebels*, B. Rodmacq, L. Prejbeanu-Buda, C. Thirion, J.P. Michel, B. Dieny, B. Delaët, I. Firastrau, F. Ponthenier, M. Brunet, M.-C. Cyrille, O. Redon

Posters

20th International Colloquium on Magnetic Films and Surfaces ICMFS, Berlin, Allemagne, Juillet 2009

Numerical study on Spin-polarized current-driven excitations of a synthetic antiferromagnetic layer

D. Gusakova*, I. Firastrau, D. Houssameddine, U. Ebels, B. Dieny, M.-C. Cyrille, B. Delaët, L. D. Buda-Prejbeanu

Spin-polarized current-driven excitations in spin-valve nanopillars with a synthetic antiferromagnetic pinned layer

D. Houssameddine, J. F. Sierra*, B. Delaët, U. Ebels, M.-C. Cyrille, J.-P. Michel, D. Gusakova, L. D. Buda-Prejbeanu, B. Dieny, B. Ocker, J. Langer, W. Maas

Time Domain Studies of Spin Torque Oscillators Based on MgO Tunnel Junctions

D. Houssameddine, J. Sierra*, K. Garello, J.-P. Michel, U. Ebels, B. Delaët, B. Dieny, M.-C. Cyrille, J. A. Katine, D. Mauri

Magnetic Single NanoObject Workshop MSNOW, Nancy, France, Novembre 2008

Spin-polarized current-driven excitations in spin-valve nanopillars with a synthetic antiferromagnetic pinned layer

D. Gusakova, D. Houssameddine, B. Delaët, U. Ebels*, M.-C. Cyrille, J.-P. Michel, L. Buda-Prejbeanu, B. Dieny, B. Ocker, J. Langer, W. Maas

53rd Conference on Magnetism and Magnetic Materials, Austin, USA, Novembre 2008

Magnetization reversal at low current density using a perpendicular polarizer

C. Papusoi, D. Houssameddine, B. Delaët*, B. Rodmacq, F. Ponthenier, U. Ebels, R. Sousa, M.-C. Cyrille, L. Prejbeanu-Buda, B. Dieny

Spin polarized current induced excitations in coupled magnetic layers

D. Gusakova, D. Houssameddine*, U. Ebels, M.-C. Cyrille, B. Delaët, B. Dieny, L. Buda-Prejbeanu

12ème colloque Louis Néel "Couches minces et Nanostructures Magnétiques", La Grande Motte, France, Octobre 2008.

Diagramme d'état d'un oscillateur planaire à transfert de spin avec la couche piégée de type SAF

D. Gusakova, D. Houssameddine*, U. Ebels, M.-C. Cyrille, B. Delaët, B. Dieny, L. Buda-Prejbeanu

Joint European Magnetism Symposia JEMS, Dublin, Irlande, Septembre 2008

Influence of dynamic dipolar interactions and micromagnetic structure on the steady state oscillations induced by a perpendicular polarizer

B. Delaët*, D. Houssameddine, I. Firastrau, D. Gusakova, U. Ebels, M. C. Cyrille, B. Dieny, and L. Buda

Coupled excitations and state diagram for spin torque oscillators with a planar free layer and planar SAF pinned layer

D. Gusakova, D. Houssameddine, U. Ebels*, M. C. Cyrille, B. Delaët, B. dieny, and L. Buda

11ème Colloque Louis Néel, Lyon, France, Mars 2007

Précession entretenue hors du plan dans un oscillateur à polariseur perpendiculaire (Prix du meilleur Poster)

D. Houssameddine*, B. Delaet, U. Ebels, B. Rodmacq, J.P. Michel, I. Firastrau, L. Buda-Prejbeanu, M. C. Cyrille, C. Thirion, F. Ponthenier, M. Brunet, O. Redon, B. Dieny

International Symposium Spin Waves, St Petersburg, Russie, Juin 2007

Calculation of the spin-torque in non-coplanar double spin valve structures FM1/P/FL/FM2

D. Gusakova*, U. Ebels, A. Vedyayev, I. Firastrau, D. Houssameddine, B. Dieny, L. Buda

ISAMMA, Jeju Island, Corée du Sud, Mai 2007

Micromagnetic and macrospin simulations for the 'perpendicular polarizer-planar free layer' spin torque oscillator

D. Gusakova, I. Firastrau, A. Vedayev, D. Houssameddine, U. Ebels*, J.-Ch. Toussaint, B. Dieny, L.D. Buda-Prejbeanu

Résumé

Cette thèse s'inscrit dans la thématique de l'électronique de spin et concerne plus particulièrement la dynamique radiofréquence de l'aimantation sous courant polarisé en spin. Dans les nanostructures magnétiques, le transfert de spin permet de soutenir une oscillation entretenue de l'aimantation à grande amplitude. Ces oscillations suscitent un intérêt fondamental pour l'étude de la dynamique de l'aimantation dans le régime fortement non-linéaire. Les oscillateurs à transfert de spin sont également très prometteurs d'un point de vue applicatif, du fait de leur taille nanométrique et de leur forte accordabilité en fréquence. Néanmoins, leur signal de sortie devra être amélioré et l'origine de leur pureté spectrale comprise. Dans cette optique, nous avons étudié expérimentalement la réponse dynamique de deux types d'oscillateurs complémentaires. Nous nous sommes d'abord intéressés à une structure vanne de spin basée sur une couche polarisante à aimantation perpendiculaire. Nous avons démontré la possibilité d'induire une précession de l'aimantation de forte amplitude autour de son maximum d'énergie. Le renfort de simulations micromagnétiques fut nécessaire pour décrire précisément les observations expérimentales. Dans un second temps, nous avons développé un banc de mesure temporelle ainsi qu'un protocole d'analyse original pour étudier la pureté spectrale d'oscillateurs à jonction tunnel magnétique MgO. Ces mesures nous ont permis d'observer certains des mécanismes d'instabilité limitant la cohérence du signal micro-onde de l'oscillateur, comme par exemple des fluctuations de fréquence sur l'échelle de la dizaine de nanosecondes.

Mots clés : Electronique de spin – Dynamique de l'aimantation – Transfert de spin – Oscillateur – Micro-ondes – Nanotechnologie

Abstract

This thesis addresses a current topic of spinelectronics which are steady-state oscillations of the magnetization induced by spin transfer torque. In magnetic nanostructures, the large oscillation amplitude is of interest since it allows probing of the magnetization dynamics in the non-linear regime but also for integrated microwave components. Here the small size of the devices and the relatively large frequency tuning range are promising properties for future telecommunications. However, before integration, major issues need to be addressed such as increasing the output power and understanding the spectral purity. Therefore, we studied experimentally the dynamic behaviour of two types of spin transfer oscillators. The first type focuses on a spin valve structure with a perpendicularly magnetized polarizing layer. We showed that large amplitude magnetization oscillations around its energy maximum can be established as a result of the perpendicular polarizer. With the help of micromagnetic simulations, we were able to interpret qualitatively the experimental results. The second type of structures are MgO based magnetic tunnel junction oscillators of large output power. We developed an experimental set-up to follow the magnetization dynamics in the time domain as well as a data processing protocol to analyze the spectral purity. We identified different transient processes limiting the coherence of the magnetic oscillations, in particular frequency fluctuations on tens of nanoseconds time-scale.

Keywords : Spintronics – Magnetization dynamics – Spin transfer – Spin torque – Oscillator – Microwave – Nanotechnology