



Dynamique hyperfréquence d'aimantation induite par transfert de spin

Laurence Bianchini

► To cite this version:

Laurence Bianchini. Dynamique hyperfréquence d'aimantation induite par transfert de spin. Science des matériaux [cond-mat.mtrl-sci]. Université Paris Sud - Paris XI, 2010. Français. NNT : PARXI 8260285 . tel-00846804

HAL Id: tel-00846804

<https://theses.hal.science/tel-00846804>

Submitted on 20 Jul 2013

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.

N° d'ordre :



THÈSE DE DOCTORAT

SPÉCIALITÉ : PHYSIQUE

École Doctorale de Physique de la Région Parisienne

Présentée par : Laurence Bianchini

Sujet :

**Dynamique hyperfréquence d'aimantation
induite par transfert de spin**

Table des matières

Introduction et plan de thèse	5
1 Les oscillateurs et la mesure du bruit	8
1.1 Introduction sur les oscillateurs	9
1.1.1 Résonateur, amortissement et forçage	10
1.1.2 Oscillations auto-entretenues dans un système non-linéaire	17
1.1.3 Méthode graphique : Le portrait de phase	19
1.1.4 L'oscillateur universel	21
1.2 Bruits affectant les oscillateurs	22
1.2.1 Le bruit d'amplitude	23
1.2.2 Le bruit de phase	24
1.2.3 Le bruit de fréquence	26
1.3 Analyse spectrale des oscillateurs	26
1.3.1 Analyses spectrales	26
1.3.2 Le spectre des fluctuations de phase	29
1.3.3 Le spectre des fluctuations d'amplitude et de fréquence	30
1.4 Analyses en domaine temporel	30
1.4.1 Les temps caractéristiques	30
1.4.2 La transformée de Hilbert	32
1.4.3 La fonction analytique	33
1.4.4 Le portrait de phase	33
1.4.5 La variance de Allan	37
1.5 Conclusion	40

2	Transport et dynamique d'aimantation	42
2.1	Transport dépendant du spin	44
2.1.1	La magnétorésistance géante, une figure schématique	44
2.1.2	La magnétorésistance tunnel	46
2.2	Le transfert de spin	51
2.2.1	Mise en évidence du transfert de spin dans des vannes de spin	52
2.2.2	Description macroscopique du transfert de spin	54
2.2.3	Transfert de spin dans les jonctions tunnel	54
2.3	Dynamique de l'aimantation	56
2.3.1	L'équation de mouvement de l'aimantation	57
2.3.2	Le concept de magnon	64
2.3.3	Les ondes de spin	66
2.3.4	Le formalisme des ondes de spin appliqué aux oscillateurs à transfert de spin	70
2.4	Etudes expérimentales des oscillateurs à transfert de spin et applications	77
2.4.1	Oscillateurs à transfert de spin : premières études, état de l'art	77
2.4.2	Etude de largeur de raie, nonlinéarité et bruit de phase	80
3	Échantillons et techniques expérimentales	87
3.1	Description des échantillons	89
3.2	Caractérisation statique	90
3.2.1	La magnétorésistance	90
3.2.2	L'astroïde de Stoner-Wohlfarth à basse tension	95
3.2.3	Magnétorésistance en fonction de la température	100
3.2.4	Caractérisation du transfert de spin	101
3.3	Caractérisation en domaine fréquentiel	105
3.3.1	Montage expérimental	105
3.3.2	L'analyseur de spectre	107
3.3.3	La densité spectrale de puissance	108
3.4	Caractérisation temporelle hyperfréquence	108
3.4.1	Les traces temporelles	110
3.4.2	La fonction d'autocorrélation	113
3.4.3	La transformée de Hilbert	114

3.4.4	La variance de Allan	117
3.5	Conclusion	121
4	Etudes des modes expérimentaux	122
4.1	Identification des modes	124
4.1.1	Etude théorique des modes du système tricouche	124
4.1.2	Identification des modes expérimentaux	128
4.2	Etude quantitative des modes	138
4.2.1	Impact du transfert de spin sur les oscillations	139
4.2.2	Impact du transfert de spin sur les modes thermiques	148
4.2.3	Extraction des paramètres magnétiques	156
4.3	Dégradation et conséquences sur les modes	161
4.3.1	Mesures sous courant constant	162
4.3.2	Mesures en fonction d'une tension croissante	165
4.4	Conclusion	170
5	Etude temporelle d'une oscillation entretenue	171
5.1	Le bruit d'amplitude	174
5.1.1	Distribution de l'enveloppe du signal	174
5.1.2	Temps de relaxation des fluctuations d'amplitude	176
5.2	Le bruit de fréquence	178
5.2.1	Fluctuations des spectres	180
5.2.2	Variance de Allan	181
5.2.3	Transformée de Fourier glissante	184
5.3	Le bruit de phase	186
5.3.1	Etude de la largeur de raie	186
5.3.2	Variance de phase	189
5.4	Nonlinéarité - Couplage puissance-phase	195
5.4.1	Nonlinéarité	195
5.4.2	Temps caractéristique de corrélation puissance-phase	199
5.5	Conclusion	200

6 Conclusions et perspectives	202
6.1 Résumé et discussions des résultats	202
6.2 Etudes préliminaires et perspectives	206

Introduction et plan de thèse

Lors des deux dernières décennies, la miniaturisation des dispositifs magnétiques a permis l'émergence d'une nouvelle discipline de la physique, la spintronique, basée sur l'interaction de courants d'électrons avec des aimantations locales, ceci permettant, pour des densités de courant très élevées de l'ordre de $10^6 - 10^7 \text{ A.cm}^{-2}$, de manipuler les aimantations. En parallèle, des composants tels que les jonctions tunnel magnétiques (JTM), sont utilisés en tant que capteurs de champ mais sont aussi développés dans le but de produire des mémoires magnétiques à renversements induits par une tension ou un courant.

En effet grâce au transfert de spin, prédit par J. C. Slonczewski et L. Berger en 1996, on peut injecter du moment angulaire dans les couches magnétiques et induire soit le retournement d'une aimantation, soit des excitations d'aimantations dans la gamme des giga-hertz. Le phénomène de magnétorésistance tunnel permet ensuite d'étudier les états magnétiques statiques et dynamiques des diverses configurations du système. L'intérêt des oscillateurs à transfert de spin (OTS) réside majoritairement dans le fait qu'ils sont fortement nonlinéaires ; cette nonlinéarité permettant le contrôle de la fréquence par variation d'un champ magnétique, du courant ou de la tension appliqué. Les OTS basés sur les jonctions tunnel ont été étudiés dans de nombreux laboratoires afin de développer un oscillateur dont les qualités répondraient aux attentes industrielles mais de nombreux obstacles restent encore à surmonter. En effet, la compréhension du spectre expérimental n'est encore que partielle et les valeurs de largeur de raie rapportées sont importantes et traduisent le fait que la dynamique d'aimantation est soumise à de considérables fluctuations.

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre de la compréhension de la forme de la raie

spectrale mesurée dans des jonctions tunnel magnétiques. Le premier chapitre est une introduction sur les outils mathématiques du champ lexical des oscillateurs de façon très générale. Il y est mis l'accent sur les différences et les similitudes de la description des oscillateurs en domaine fréquentiel et en domaine temporel.

Le deuxième chapitre est consacré à la physique régissant l'obtention des oscillations ainsi que leur mesure, c'est-à-dire le transfert de spin et la magnétorésistance tunnel. Nous aborderons aussi le sujet des ondes de spin ainsi que les résultats principaux de la théorie des oscillateurs nonlinéaires à transfert de spin qui seront par la suite utilisés. Il y sera aussi présenté un historique et l'état de l'art sur les oscillateurs à transfert de spin.

Le troisième chapitre détaillera la composition des échantillons ainsi que nos méthodes de mesures expérimentales en domaine fréquentiel et en domaine temporel. A ce stade, nous trouvons important de commencer toute étude de la dynamique d'aimantation par l'identification des modes mesurés et des couches excitées. Nous verrons aisément qu'un mode en lui même ne peut être identifié. Seule la variation de son spectre en fonction du champ et de la tension est significative de la nature du mode.

Suivant ce constat, le quatrième chapitre présente une étude des modes excités dans nos échantillons. Nous distinguons tout d'abord les modes issus d'excitations de la couche libre de ceux issus d'excitations de l'antiferromagnétique synthétique (AFS) puis nous étudions l'impact de la tension sur les différents modes. Pour deux catégories de modes, à savoir les modes thermiquement activés et les modes entretenus par le transfert de spin, nous quantifions l'efficacité du transfert de spin et la nonlinéarité de la fréquence. Nous finissons ce chapitre en présentant une étude de la dégradation des jonctions tunnel et nous montrons comment celle-ci affecte les différents modes expérimentaux.

Le cinquième chapitre présente une étude temporelle d'un mode de l'AFS. Nous caractérisons les fluctuations de puissance et de phase ainsi que la nonlinéarité de la fréquence. En parallèle, nous montrons que la variance de la phase n'est pas linéaire mais qu'au contraire la nonlinéarité et les fluctuations de puissance induisent un élargissement inhomogène de la raie spectrale expliquant pourquoi la raie n'est pas lorentzienne.

Finalement, dans le sixième chapitre, nous résumons les chapitres précédents et nous présentons les perspectives de notre étude. En parallèle, nous présentons une

étude préliminaire de dynamique d'aimantation à basse température afin de soulever quelques points importants à ce jour inexplicés.

Chapitre 1

Les oscillateurs et la mesure du bruit

1.1	Introduction sur les oscillateurs	9
1.1.1	Résonateur, amortissement et forçage	10
1.1.2	Oscillations auto-entretenues dans un système non-linéaire . .	17
1.1.3	Méthode graphique : Le portrait de phase	19
1.1.4	L'oscillateur universel	21
1.2	Bruits affectant les oscillateurs	22
1.2.1	Le bruit d'amplitude	23
1.2.2	Le bruit de phase	24
1.2.3	Le bruit de fréquence	26
1.3	Analyse spectrale des oscillateurs	26
1.3.1	Analyses spectrales	26
1.3.2	Le spectre des fluctuations de phase	29
1.3.3	Le spectre des fluctuations d'amplitude et de fréquence	30
1.4	Analyses en domaine temporel	30
1.4.1	Les temps caractéristiques	30
1.4.2	La transformée de Hilbert	32
1.4.3	La fonction analytique	33
1.4.4	Le portrait de phase	33
1.4.5	La variance de Allan	37
1.5	Conclusion	40

1.1 Introduction sur les oscillateurs



FIGURE 1.1 – Un coucou suisse.

Nikola Tesla introduisait déjà en 1919 un de ses articles sur les oscillateurs électriques en remarquant que « Peu de domaines ont été ouverts dont l’exploration fut aussi fructueuse que celle de courants haute fréquence »[1]. En effet, dès leur apparition les oscillateurs électriques jouèrent un rôle primordial en technologie et en science. Ils sont aujourd’hui omniprésents parmi les composants des appareils électroniques de la vie quotidienne comme des domaines les plus avancés. Nous citerons parmi elles les émetteurs et récepteurs pour les télécommunications. Les fréquences qu’elles emploient sont de l’ordre de grandeur de celles des oscillateurs à transfert de spin que nous présenterons dans cette étude. Plus proches des activités de recherche, les oscillateurs locaux (OL) sont les références indispensables aux mesures hautes fréquences. Ces composants doivent d’une part avoir de bonnes qualités d’oscillateurs et d’autre part permettre le contrôle de leur fréquence dans les gammes désirées.

Mais tout d’abord un oscillateur est une référence du temps ; ainsi la rotation de la terre autour de son axe est notre référence pour le cycle des jours. Si l’on écarte « l’horloge à eau » chinoise élaborée au 11ème siècle, c’est au 17ème siècle que Galileo Galilei et Christian Huygens conçurent les fameux pendules qui sont les plus simples des oscillateurs. Les paramètres importants sont tout d’abord une variation périodique au cours du temps d’une grandeur (comme par exemple la position), définissant ainsi

la période comme étant le temps d'une oscillation, puis l'amplitude (ou envergure) de ladite oscillation, qui traduit la quantité d'énergie mise en jeu dans le système. On appellera alors fréquence, l'inverse de la période, en somme le nombre de cycles effectués par unité de temps, exprimée en Hertz.¹

Durant le siècle dernier, d'énormes efforts ont été déployés pour améliorer la stabilité des « horloges » de référence, avec pour effet une amélioration considérable de leur précision. Pour n'en citer que deux parmi les plus performantes, l'horloge atomique de Césium et l'horloge atomique optique. La première se base sur la fréquence d'émission de certains électrons de l'atome de césium 133. La seconde, estimée être d'une encore plus grande précision, se base sur la fréquence optique de l'ion de mercure singulier refroidi [2]. Ainsi, le bureau national de métrologie (BNM)² possède des « horloges » dont la déviation est de 10^{-9} seconde par jour, ce qui fait du temps la grandeur la plus précisément mesurable.

Le but de ce chapitre est d'introduire les notions de base du champ lexical des oscillateurs afin de rendre claire la définition de chaque terme utilisé. Ce chapitre se veut didactique et simpliste afin de poser les équations les plus simples auxquelles nous pourrions ensuite référer. Dans une première section, nous développerons brièvement les équations du mouvement des oscillateurs en faisant le parallèle avec le circuit RLC puis avec l'oscillateur de van der Pol. Dans une deuxième section, nous développerons le concept de bruit dans les oscillateurs en distinguant les différents bruits comme le bruit d'amplitude et le bruit de phase. Dans les sections 3 et 4, les concepts introduits dans les premières sections seront revisités du point de vue *fréquentiel* et *temporel*. Cela nous permettra d'aborder ensuite de façon simple les méthodes d'analyse du bruit dans les domaines fréquentiel et temporel.

1.1.1 Résonateur, amortissement et forçage

Les systèmes oscillants présents dans la nature ont en commun trois effets que nous essayerons de représenter par des composants. Ces trois composants sont : un

1. $\omega = 2\pi f$ est la fréquence angulaire exprimée en radians par seconde.

2. Confier par les pouvoirs publics en 2005 au Laboratoire national de métrologie et d'essais (LNE-SYRTE).

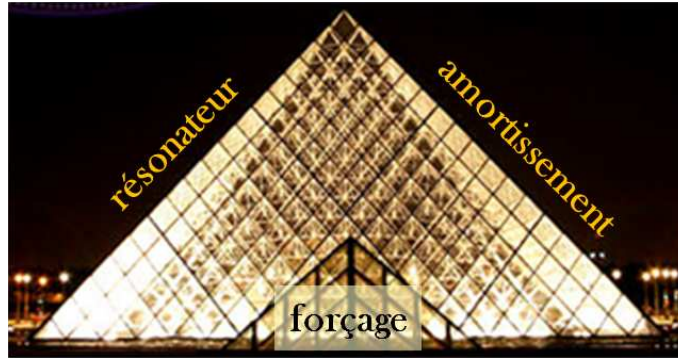


FIGURE 1.2 – Trois « composants » nécessaires à la mise en place d'oscillations.

résonateur, un composant générant des pertes et une source de forçage. Nous allons introduire un par un ces trois concepts en les associant au cas simple du circuit RLC.

Le résonateur

Ce que l'on appelle résonateur réagit à une perturbation en créant des oscillations qui sont l'évolution totale d'un système dans lequel s'effectue un transfert d'énergie. Dans le cas du système électrique LC composé d'une inductance et d'un condensateur, l'oscillation de la tension aux bornes des composants est due à un transfert d'énergie entre l'inductance L et la capacité C . Les oscillations dites « libres » sont la réponse du système dans le cas utopique où le système est isolé et les pertes nulles. L'échange entre la quantité d'énergie stockée dans les deux composants L et C s'effectue de manière à ce que l'énergie totale reste constante. Dans le sous-système encadré en rouge sur la figure 1.3d, on a, d'après les lois de Kirchhoff,

$$V_c = V_L \text{ et } i_c + i_L = 0, \quad (1.1.1)$$

V_L et i_L sont le courant et la tension aux bornes de l'inductance. V_c et i_c sont le courant et la tension aux bornes du condensateur. Comme

$$V_L = L \frac{di_L}{dt} \text{ et } i_C = C \frac{dV_c}{dt}, \quad (1.1.2)$$

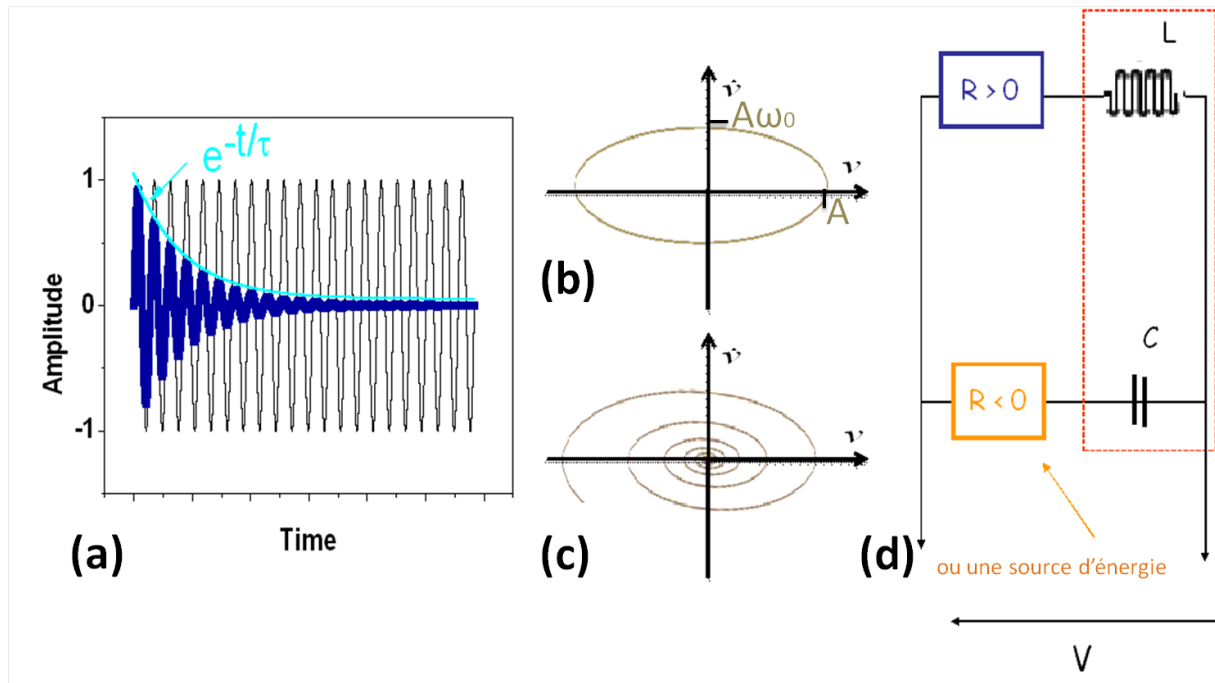


FIGURE 1.3 – (a) Oscillations libres d'un système conservatif (en noir) et oscillations amorties d'un système non-conservatif (en bleu). (b) et (c) représentent les trajectoires dans le plan de phase des deux systèmes précédents, respectivement. (d) Circuit électrique RLC avec une résistance négative.

on obtient l'équation d'évolution de la tension sous la forme

$$\frac{d^2V}{dt^2} + \omega_0^2 V = 0, \quad (1.1.3)$$

avec $\omega_0 = \sqrt{1/LC}$ qui est la fréquence propre du système. La solution de l'équation 1.1.3 pour la tension en fonction du temps est

$$V(t) = A \sin(\omega_0 t + \phi_0), \quad (1.1.4)$$

$V(t)$ est représenté par la courbe noire en trait fin sur le graphe 1.3a. La tension V subit une oscillation à la fréquence propre ω_0 qui est la *fréquence naturelle* d'oscillation du système, d'*amplitude* A constante. ϕ_0 est la *phase* initiale à $t = 0$ et la phase totale du système est définie telle que $\Phi(t) = \omega_0 t + \phi_0$. A et ϕ_0 sont déterminées par les conditions initiales.

L'amortissement

Nous allons introduire un cas plus réel où le système est dissipatif. Suivant l'exemple précédent nous prenons maintenant en compte la résistance R qui représente la dissipation de l'énergie due aux interactions du système avec son environnement via les dissipations par effet Joule. Celle-ci est placée en série dans le circuit LC précédent. Le circuit est en régime libre en l'absence de source. Il est équivalent au circuit représenté sur la figure 1.3d en ne prenant en compte que le circuit encadré en rouge et la résistance positive. La loi de maille du circuit s'écrit

$$L \frac{di}{dt} + Ri + V_c = 0, \quad (1.1.5)$$

soit

$$\frac{d^2V_c}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dV_c}{dt} + \frac{1}{LC} V_c = 0. \quad (1.1.6)$$

La tension aux bornes du condensateur est donc solution d'une équation différentielle *linéaire* du second ordre. On écrira l'équation 1.1.6 sous la forme :

$$\ddot{V}_c + 2\alpha\omega_0 \dot{V}_c + \omega_0^2 V_c = 0. \quad (1.1.7)$$

Suivant la valeur de l'amortissement, on distingue plusieurs régimes. Nous nous intéressons au régime pseudo-périodique dans lequel l'amortissement est faible ($\alpha < 1$). Le circuit RLC se comporte alors comme un oscillateur harmonique amorti. La tension de sortie d'un tel circuit RLC est une sinusoïde de pseudo-pulsation³

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1 - \alpha^2}, \quad (1.1.8)$$

dont l'amplitude décroît exponentiellement au cours du temps telle que

$$V_c(t) = A \sin(\omega t + \Phi_0) e^{-2\alpha\omega_0 t}. \quad (1.1.9)$$

Cette solution est représentée sur la figure 1.3a (trace bleue en trait épais). La tension, après la perturbation initiale, oscille dans un premier temps autour de son équilibre puis, par conséquence de la dissipation de l'énergie, diminue jusqu'à dissipation totale. On dit que l'oscillation est *amortie*. L'énergie introduite à l'instant initial dans le système se dissipe au cours du temps de façon irréversible.

Le coefficient $\alpha = R/2L$ est appelé coefficient d'amortissement et traduit la diminution d'amplitude d'un système subissant des pertes. On peut définir *un temps caractéristique* $\tau = 1/\alpha\omega_0$ qui quantifie le taux de l'amortissement. $Q = 1/\alpha = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}$ est ce qu'on appelle le facteur de qualité⁴. Q et α sont sans dimension. Q est égal à l'énergie de l'oscillation qui est gardée par rapport à l'énergie perdue lors d'un cycle.

La fréquence naturelle des oscillations amorties diffère de la fréquence naturelle ω_0 du circuit résonnant du fait de l'amortissement. Dans cet exemple, on a

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1 - \alpha^2} = \sqrt{\frac{1}{LC}} \sqrt{1 - \frac{\alpha^2}{4}} < \omega_0. \quad (1.1.10)$$

De manière générale, l'amortissement diminue la fréquence de résonance.

3. Nous confondrons dorénavant les termes pulsations et fréquences.

4. $Q = \omega_0/\Delta\omega$ avec $\Delta\omega$ la largeur de raie qui sera introduite dans la section 1.3 : Analyse spectrale du bruits dans les oscillateurs.

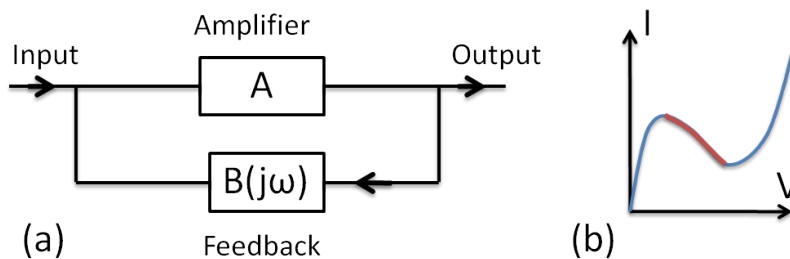


FIGURE 1.4 – (a) Diagramme de Block d'un circuit d'oscillateur comportant une boucle de rétroaction. (b) Caractéristique $I(V)$ de la diode tunnel.

Le forçage

La plupart des systèmes oscillants sont composés d'un *résonateur* et d'une *source* d'énergie externe qui a pour fonction de **compenser les pertes énergétiques**. Tandis que l'oscillation perd de l'énergie par diffusion celle-ci est, partiellement ou entièrement, remplacée par l'énergie injectée par la source. De manière générale, on écrit :

$$\ddot{V} + 2\alpha\omega_0\dot{V} + \omega_0^2V = F(t). \quad (1.1.11)$$

$F(t)$ représente le forçage. Elle peut être une fonction sinusoïdale $F(t) = F_0 \sin \omega t$ dans le cas d'un forçage harmonique. $F(t)$ peut aussi traduire le couplage à d'autres oscillateurs.

De manière générale, la conséquence est de compenser les pertes. L'équation du mouvement peut ainsi s'écrire

$$\ddot{V} + \alpha_{\text{eff}}\dot{V} + \omega_0^2V = 0. \quad (1.1.12)$$

On appelle α_{eff} le coefficient qui caractérise l'amortissement en tenant compte du forçage $F(t)$. Ainsi, $\alpha_{\text{eff}} < 2\alpha\omega_0$ (éq. 1.1.7) car l'amortissement est en partie compensé par l'énergie introduite. Ainsi, lorsque l'énergie injectée dans le système est plus faible que l'énergie perdue, l'oscillation est amortie. Par contre lorsque cette énergie est suffisamment grande pour compenser entièrement les pertes, $\alpha_{\text{eff}} = 0$ et on atteint un régime stationnaire, équivalent aux oscillations libres d'un système non-dissipatif (éq. 1.1.3).

Parmi les circuits électriques, il existe typiquement deux catégories d'oscillateurs forcés. Soit le circuit contient des *résistances négatives*, soit un amplificateur avec une boucle de rétroaction satisfaisant le critère de Barkhausen. Exprimé en 1921 par H. G. Barkhausen, ce critère détermine les conditions pour lesquelles un circuit électronique incluant une boucle de rétroaction oscille. Cette condition est fonction du gain de l'amplificateur et de la fonction de transfert de la boucle de rétroaction, représentée sur le schéma 1.4a.⁵

La **résistance négative** fait référence à un comportement particulier de circuits électriques qui possèdent une plage de tension sur laquelle le courant diminue avec une augmentation de tension. Un exemple illustrant ce comportement est la diode tunnel. La figure 1.4b schématise la caractéristique $I(V)$ de la diode tunnel. La partie rouge de la courbe présente une pente $\frac{dI}{dV}$ négative. Sur cette plage de tension, la diode peut être considérée comme une résistance négative.

Cet élément actif, ou résistance négative, permet donc d'atteindre la condition $\alpha_{\text{eff}} = 0$ et ainsi, l'obtention d'oscillations stables non-amorties. Suivant le comportement de cet élément, on distingue deux types d'oscillateurs forcés : les oscillateurs *linéaires* et les oscillateurs **non-linéaires**. Dans le cas d'un système linéaire, les oscillations peuvent être décrites par des équations différentielles linéaires et les différents paramètres d'oscillation ne dépendent pas de l'amplitude de précession. Cependant l'oscillateur linéaire parfait n'existe pas car de tels composants ne sont typiquement linéaires que sur une gamme de fonctionnement très restreinte. Hors de cette région l'oscillation est distordue et les calculs linéaires ne sont plus applicables.⁶

Nous allons nous intéresser plus particulièrement aux oscillations dans un système à résistances négatives non-linéaires.

5. Le critère de Barkhausen : Si A est le gain de l'amplificateur et $\beta(j\omega)$ la fonction de transfert de la boucle de rétroaction. Alors βA est le gain de boucle. Le circuit atteint un régime d'oscillation entretenues pour les seules fréquences pour lesquelles : Premièrement, la valeur absolue du gain de la boucle est égal à 1. Deuxièmement, la rétroaction est positive, c'est-à-dire la boucle n'induit par le déphasage ou induit un déphasage qui est un multiple de 2π . Le critère de Barkhausen est une condition nécessaire mais non suffisante aux oscillations.

6. Se référer à l'ouvrage de J. Groszkowski « Frequency of self-oscillations » [3].

1.1.2 Oscillations auto-entretenues dans un système non-linéaire

Il existe plusieurs types d'équations différentielles non-linéaires décrivant une oscillation entretenue. Reprenons l'équation :

$$\ddot{V} + \alpha_{\text{eff}}(V)\dot{V} + \omega_0^2 V = 0, \quad (1.1.13)$$

Dans le cas d'un circuit linéaire, α_{eff} est l'amortissement du système.

Dans un système *nonlinéaire*, α_{eff} dépend de l'amplitude de l'oscillation et il n'existe malheureusement pas de solution générale mathématique.⁷ C'est van der Pol, en étudiant les circuits incluant des tubes à vide, qui le premier réalisa que l'action d'un composant nonlinéaire actif, décrit comme une résistance négative, introduisait des instabilités dans le système et engendrait de ce fait des oscillations que l'on appellera **auto-entretenues**. Dans cette section, nous voulons discuter de l'importance primordiale de la **nonlinéarité** et des **fluctuations** pour l'obtention d'oscillations auto-entretenues. Une approche géométrique ainsi qu'une approche analytique sur l'existence et la stabilité des modes auto-entretenus peut être consultée dans le chapitre 2 « Self-oscillatory systems » du livre de A. Blaquière [4]. Nous allons ici en donner une approche intuitive basée sur le chapitre « Self-oscillations in nonlinear systems » du livre de J. Groszkowski [3].

Prenons l'exemple d'un circuit RLC en incluant une résistance négative nonlinéaire (tube à vide ou diode tunnel) tel que l'étudiait van der Pol (schéma 1.3d). Lorsque l'on calcule la loi des mailles dans ces circuits, quelque soit le type de résistance négative considérée, on obtient une équation similaire à l'équation 1.1.13 dont seul le terme relatif à l'amortissement est modifié (la résistance négative a bien comme rôle de compenser l'amortissement). L'équation de van der Pol généralisée sans dimension est similaire et s'exprime sous la forme

$$\ddot{V} - \epsilon_r(1 - V^2)\dot{V} + \omega_0^2 V = 0. \quad (1.1.14)$$

où $\omega_0^2 = 1/LC$ est la fréquence propre du circuit RLC. $-\epsilon_r(1 - V^2)$ tient lieu d'amor-

7. La fréquence d'oscillation $\omega \neq \omega_0$ n'apparaît pas explicitement dans cette équation. Se référer à la section 1.1.4.

tissement effectif α_{eff} . ϵ_r est un paramètre constant déterminé par les paramètres du circuit RLC et de la résistance négative. A tension nulle, on constate que ϵ_r doit être positif pour compenser l'amortissement et que les oscillations puissent avoir lieu. Ainsi, dès les petites valeurs de tension ($V^2 \ll 1$), $-\epsilon_r(1 - V^2) \sim -\epsilon_r$ est une constante réelle négative. L'équation 1.1.14 est alors assimilable à une équation linéaire. Comme V augmente, l'amplitude de la réponse du système augmente exponentiellement

$$V(t) = Ae^{\alpha_{\text{eff}}t} \sin \omega t \quad (1.1.15)$$

avec en première approximation $\alpha_{\text{eff}} \sim \frac{1}{2}\epsilon_r$.

En prenant maintenant en compte les termes d'ordre supérieur, lorsque V augmente, V^2 augmente, $-\epsilon_r(1 - V^2)$ et ainsi α_{eff} diminuent.⁸ En conséquence, **l'augmentation de l'amplitude de l'oscillation ralentit à l'approche du seuil et s'y stabilise en $V = 1$, pour la condition $\alpha_{\text{eff}} = 0$** , en une trajectoire fermée d'amplitude stable, que nous appellerons *trajectoire critique*. L'amortissement est alors compensé. L'équation 1.1.14 est alors similaire à l'équation d'un système conservatif oscillant où l'amortissement est soit inexistant soit nul :

$$\ddot{V} + \omega_0^2 V = 0.$$

Si du fait de fluctuations d'amplitudes, l'énergie fournie est plus importante que les pertes, l'amplitude d'oscillation est supérieure à l'amplitude de l'orbite stable, α_{eff} redevient positif comme dans le cas d'oscillations amorties. Cet amortissement artificiel a pour conséquence une diminution de l'amplitude de précession au cours du temps jusqu'à rejoindre à nouveau la condition $\alpha_{\text{eff}} = 0$, c'est-à-dire la trajectoire critique.

Quand l'énergie fournie égale l'énergie dissipée, le système a une trajectoire **stable** malgré d'éventuelles fluctuations d'amplitude. L'oscillation atteint un régime stationnaire et ces modes d'oscillations sont appelés *oscillations auto-entretenues*. La *condition de seuil* $\alpha_{\text{eff}} = 0$ est un concept très important et détermine l'amplitude de l'orbite stable de précession ainsi que tous les paramètres au seuil. La nonlinéarité agit telle une force de rappel sur les déviations d'amplitude !

8. En pratique, la valeur absolue de la résistance négative diminue au sein des composants nonlinéaires lors d'une augmentation de l'amplitude de précession.

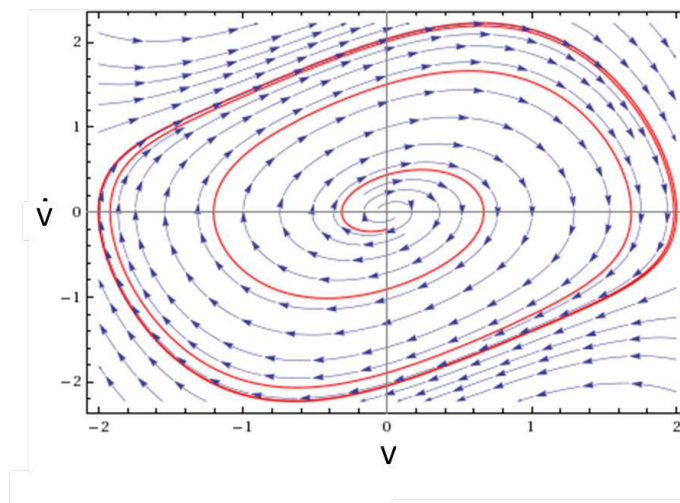


FIGURE 1.5 – Trajectoire critique de l'oscillateur de van der Pol. Image issue de http://www.wolframalpha.com/entities/calculators/van_der_Pol_oscillator/ov/bm/om/.

Notons que, dans le cas d'une diode tunnel, l'oscillateur de van der Pol s'écrit

$$\ddot{V} - \frac{R}{L} - \frac{S(V)}{C} \dot{V} + \omega_0^2 V = 0, \quad (1.1.16)$$

où $R = R_+$ est la résistance positive, L et C les inductances et condensateurs du circuit. Le paramètre $S(V)$ est alors la pente de la caractéristique $I(V)$ de la diode tunnel, définie positive dans la région de résistance négative. La valeur de la résistance négative est donc

$$-R_- = -\frac{LS}{C}. \quad (1.1.17)$$

Précisons que dans le reste de cette étude, le terme de nonlinéarité réfèrera plus particulièrement à la dépendance en amplitude de la fréquence.

1.1.3 Méthode graphique : Le portrait de phase

De tels systèmes sont fréquemment représentés dans le plan de portrait de phase $\{v, \dot{v}\}$, $\dot{v}$ étant « la vitesse de déplacement de v ». Cette représentation est la seule solution exacte des équations du mouvement d'oscillateurs réels et va nous aider à visualiser qualitativement les concepts de *trajectoire* de l'oscillation et de *trajectoire*

critique.

Dans le cas de l'oscillateur libre sans amortissement, on a :

$$v(t) = A \sin(\omega_0 t + \phi_0) \quad (1.1.18a)$$

$$\text{et } \dot{v}(t) = A\omega_0 \cos(\omega_0 t + \phi_0). \quad (1.1.18b)$$

Ce qui satisfait bien l'équation de l'oscillateur harmonique

$$\ddot{v} = -\omega_0^2 v. \quad (1.1.19)$$

De là, on obtient l'équation suivante :

$$v^2 + \frac{\dot{v}^2}{\omega_0^2} = cst = A^2, \quad (1.1.20)$$

où A est l'amplitude de l'oscillation. La représentation de la trajectoire des oscillations libres dans le plan $\{v, \dot{v}\}$ est donc une ellipse, de rayons équatoriaux A selon l'axe v et $A\omega_0$ selon l'axe $\dot{v}$, représentée sur la figure 1.3b. L'évolution de la position au cours du temps est représentée le long de cette trajectoire. Si l'amortissement est non nul, alors il y a une perte d'énergie lors de chaque cycle et l'amplitude de la trajectoire décroît jusqu'à s'annuler (schéma 1.3c). Le calcul de cette trajectoire pour le pendule simple soumis à un amortissement de Coulomb⁹ est décrit par Blaquièr, dans le chapitre 2 section 5 « Analytic approaches to periodic phenomena » de l'ouvrage « Nonlinear system analysis » [4].

La trajectoire critique est une manifestation de l'existence d'une *oscillation stationnaire auto-entretenu* et est une caractéristique particulière aux systèmes nonlinéaires. La trajectoire critique dans le cas de l'oscillateur de van der Pol est représentée sur la figure 1.5 pour $\epsilon_r = 1$. Ainsi, toute déviation d'amplitude, qu'elle soit supérieure ou inférieure à la trajectoire critique, est amortie vers la trajectoire critique et a une durée de vie finie appelé temps caractéristique¹⁰.

9. L'amortissement de Coulomb est un amortissement constant dû à une friction de glissement convertissant l'énergie cinétique en chaleur.

10. L'analyse graphique de ces trajectoires est décrite selon les méthodes de l'arc de Liénard et des isoclines dans la section 4 du chapitre 5 de l'ouvrage de J. Groszkowski [3].

1.1.4 L'oscillateur universel

Pour décrire l'oscillation, on introduit une variable complexe c , appelé amplitude complexe, telle que pour le circuit RLC :

$$c = V + i \frac{1}{\omega_0} \frac{dV}{dt}. \quad (1.1.21)$$

c contient des informations sur l'amplitude ainsi que sur la fréquence. L'emploi de c est aussi justifié dans le cas des oscillateurs à transfert de spin [5]. Dans le cas du circuit électrique avec une résistance négative, on fait l'approximation des faibles amplitudes d'oscillation de la tension et on développe la pente de la caractéristique $I(V)$ de la diode tunnel en série de Taylor telle que

$$S(V) \approx S_0(1 - \alpha_1 V - \alpha_2 V^2). \quad (1.1.22)$$

Ainsi, pour un système conservatif et isolé, $R = S_0 = 0$, on trouve l'équation du mouvement 1.1.16 sous la forme

$$\frac{dc}{dt} + i\omega_0 c = 0 \quad (1.1.23)$$

dont la solution générale est

$$c(t) = c_0 e^{-i\omega_0 t}, \quad (1.1.24)$$

où c_0 est l'amplitude de l'oscillation.

Prenons maintenant R et S_0 faibles, la solution générale du mouvement s'écrit sous la même forme :

$$c(t) = c_0(t) e^{-i\omega_0 t} \quad (1.1.25)$$

où $c_0(t)$ est une fonction du temps variant lentement telle que :

$$|dc_0(t)/dt| \ll \omega_0 |c_0(t)|. \quad (1.1.26)$$

Il en découle l'équation du mouvement sous la forme :

$$\frac{dc}{dt} + \left(\frac{R}{2L} - \left[\frac{S_0}{2C} \left(1 - \frac{\alpha_2}{4} |c|^2 \right) \right] \right) c + i\omega_0 c = 0. \quad (1.1.27)$$

On écrira ensuite cette équation sous la forme très générale :

$$\frac{dc}{dt} + \Gamma_+(|c|^2)c + \Gamma_- (|c|^2)c + i\omega_0 c = 0. \quad (1.1.28)$$

L'équation 1.1.28 est appelée « équation de l'oscillateur universel » et

$$\Gamma_+(|c|^2) = \Gamma_+(p) = \frac{R}{2L}, \quad (1.1.29a)$$

$$\Gamma_- (|c|^2) = \Gamma_-(p) = [\frac{S_0}{2C}(1 - \frac{\alpha_2}{4}|c|^2)], \quad (1.1.29b)$$

L'amortissement positif Γ_+ est l'amortissement naturel et l'amortissement négatif Γ_- est l'amplification du signal due soit à la source d'énergie ou soit à la résistance négative. Le mouvement de précession des oscillateurs nonlinéaires, sous ces conditions, n'est pas strictement sinusoïdal et toutes déviations, bien qu'elles soient amorties, contribuent à distordre le mouvement sinusoïdal.

1.2 Bruits affectant les oscillateurs

Les oscillateurs tiennent une place importante dans de nombreuses technologies comme les communications à longues distances et les techniques de positionnement (GPS). Dans ces exemples, les fluctuations aléatoires (ou bruits) sont néfastes à la bonne réception de l'information souvent basée sur des techniques de modulation du signal émis. Pour les oscillateurs linéaires, les fluctuations d'amplitude sont souvent négligées mais elles doivent être prises en compte dans les systèmes nonlinéaires. Les fluctuations de phase regroupent toutes fluctuations (ou bruits) affectant le signal.

De manière générale, on considère le bruit comme une fonction aléatoire de forçage additive, rajoutée à l'équation de mouvement de l'oscillateur et affectant l'amplitude et la phase. L'évolution temporelle d'un oscillateur dont la fréquence moyenne est $\omega_0 = 2\pi f_0$ et V_0 l'amplitude moyenne, s'écrit sous la forme :

$$V(t) = V_0[1 + \epsilon(t)] \sin [\omega_0 t + \phi(t)]. \quad (1.2.1)$$

Ce modèle prend donc en compte les déviations d'amplitude et de phase au travers des

termes $\epsilon(t)$ et $\phi(t)$ qui sont des fonctions variant lentement en fonction du temps et appelées *bruit d'amplitude* et *bruit de phase*.

L'état de l'art des oscillateurs veut que pour des temps courts, on ait $|\epsilon(t)| \ll 1$ et $|\phi(t)| \ll 1$ rad. En leur qualité de paramètres stochastiques, on suppose que la moyenne des fluctuations est nulle et que les fluctuations ne sont en aucun cas corrélées dans le temps. On écrit donc

$$\langle \phi(t) \rangle = 0 \text{ et } \langle \phi(t)\phi(t') \rangle = D\delta(t - t'), \quad (1.2.2)$$

et de même pour $\epsilon(t)$. Ces définitions correspondent à un bruit blanc, le bruit le plus couramment rencontré

1.2.1 Le bruit d'amplitude

Le bruit d'amplitude regroupe l'ensemble des valeurs autre que la valeur moyenne de l'amplitude de l'oscillation. Ce bruit écarte donc l'oscillation de la trajectoire critique, comme représenté sur le schéma 1.6b. On a montré précédemment que la nonlinéarité introduisait une force de rappel sur les fluctuations d'amplitude et de ce fait stabilisait l'oscillation en une trajectoire stable (représentée sur la figure 1.5 dans le cas de l'oscillateur de van der Pol). Ainsi, la moyenne des fluctuations d'amplitude¹¹ $\epsilon(t)$ relaxe exponentiellement vers l'amplitude stable, nommée V_0 telle que

$$\langle \epsilon(t)\epsilon(t') \rangle \propto e^{-2\alpha_{\text{eff}}(t-t')} \quad (1.2.3)$$

Dans des systèmes moyennement ou faiblement nonlinéaires, le bruit de phase est la plus grosse contribution au bruit et les fluctuations d'amplitude sont souvent négligées. Dans un système fortement nonlinéaire, la fréquence est fortement corrélée à l'amplitude et contribuent au bruit de phase en introduisant un temps caractéristique de relaxation supplémentaire. Le temps de relaxation des fluctuations d'amplitude est ici $\tau = 1/2\alpha_{\text{eff}}$.

11. ou de puissance; on verra que celles-ci sont équivalentes

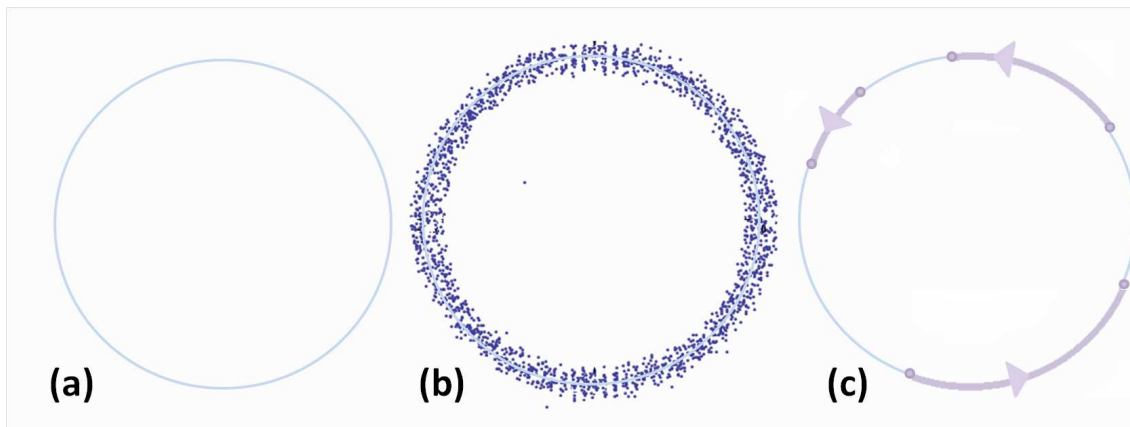


FIGURE 1.6 – (a) Oscillation non soumise à du bruit. (b) Oscillation soumise à du bruit d’amplitude. (c) Oscillation soumise à du bruit de phase.

1.2.2 Le bruit de phase

Le bruit de phase peut être soit déterministe, comme dans le cas d’une dérive de la phase due à un changement progressif de la température ambiante, soit de façon plus courante, un processus stochastique.

Le bruit de phase est représenté par $\phi(t)$ et affecte la phase totale telle que :

$$\Phi(t) = \omega_0 t + \phi(t) + \phi_0. \quad (1.2.4)$$

$\phi(t)$ est une variable aléatoire similaire à des sauts de phase à intervalles de temps irréguliers. La phase initiale ϕ_0 ne joue aucun rôle dans l’évolution temporelle des oscillations. En effet, quand la phase subit une déviation $\delta\phi$, cela n’affecte pas le mouvement global qui continue son oscillation à partir du point de la trajectoire où la déviation de phase l’a amené comme schématisé sur la figure 1.6c. La phase n’est contrainte à sa position initiale par aucune force de rappel. Ce constat est très important et constitue la plus grande différence entre les fluctuations de phase et d’amplitude.

Au temps initial $t = 0$, $\Phi(0) = \phi_0$. A partir de cette valeur initiale, la phase totale $\Delta\Phi(t)$ s’accumule au cours du temps d’après l’équation 1.2.4. La figure 1.7a présente en exemple la phase totale en fonction du temps d’un oscillateur de fréquence moyenne ω_0 . La contribution majeure est linéaire, de pente ω_0 . En effet, la phase moyenne est due à l’oscillation et $\langle\Phi(t)\rangle = \omega_0 t$. De la même manière, la phase totale accumule la part

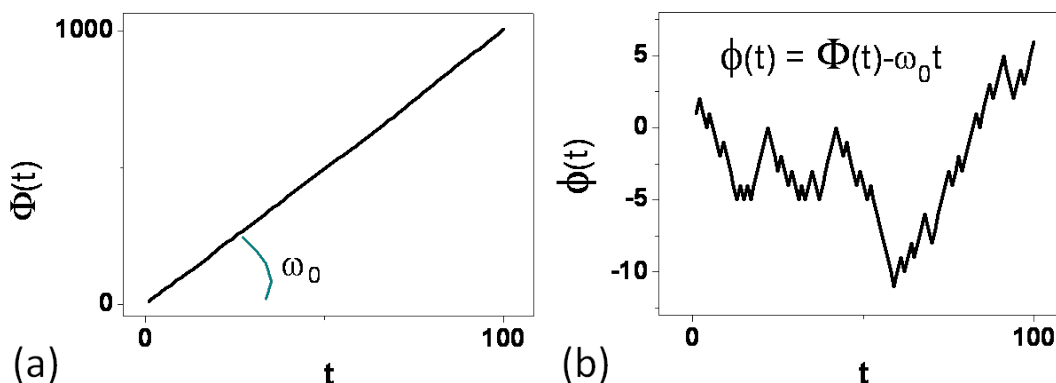


FIGURE 1.7 – (a) Variation de la phase totale $\Phi(t) = \omega_0 t + \phi(t)$ en fonction du temps selon l'équation 1.2.6. (b) Marche aléatoire des déviations de phase $\phi(t)$.

stochastique introduite par les fluctuations de phase $\phi(t)$. En conséquence, la déviation de phase $\Delta\Phi(t) = \Phi(t) - \omega_0 t$ est une marche aléatoire puisque c'est une accumulation de sauts de phase consécutifs. Le bruit stochastique de phase $\phi(t)$ est schématisé par des impulsions survenant à des temps aléatoires non-corrélés et dont l'amplitude est distribuée de façon gaussienne. Ainsi, sa valeur moyenne est :¹²

$$\langle \phi(t)\phi(t') \rangle = D\delta(t - t'). \quad (1.2.5)$$

où D est le coefficient de diffusion. La figure 1.7b représente les fluctuations de phase $\phi(t)$ en fonction du temps obtenues en soustrayant la contribution linéaire $\omega_0 t$ à la phase totale $\Phi(t)$ (éq. 1.2.4). On obtient bien une marche aléatoire car si $\phi(t)$ est non-corrélé, la déviation de phase $\Delta\Phi(t)$ quant à elle est corrélée entre deux temps consécutifs.

Le bruit de phase est dû soit à un bruit introduit par l'environnement extérieur, soit à une instabilité introduite par la source d'énergie, soit encore à des variations intrinsèques telles que les fluctuations thermiques, le bruit de grenaille (shot noise) ou le bruit de scintillation (flicker noise).

12. Les moyennes introduites pour décrire les fluctuations d'amplitude et de phase sont similaires aux fonctions d'autocorrélation introduites dans les sections suivantes.

1.2.3 Le bruit de fréquence

Dans ce modèle simpliste, la fréquence en fonction du temps est

$$\omega(t) = \frac{d\Phi(t)}{dt} = \frac{d}{dt}[2\pi f_0 t + \phi(t)] = \omega_0 + \frac{d\phi(t)}{dt}. \quad (1.2.6)$$

On remarque que les instabilités d'un oscillateur sont pareillement décrites par la phase et par la fréquence. Cependant la fréquence $\omega(t)$ étant la dérivée de la phase $\Phi(t)$, un saut brusque de phase impliquerait un point de divergence de la dérivée. On préférera donc utiliser la phase et toute autre quantité pourra en être déduite.

1.3 Analyse spectrale des oscillateurs

Les deux types d'équipement les plus courants pour les mesures de signaux oscillatoires sont l'analyseur de spectre dans le domaine fréquentiel et l'oscilloscope digital dans le domaine temporel.

Nous allons tout d'abord introduire la densité spectrale de puissance (DSP) comme une première mesure dans le domaine fréquentiel d'un signal oscillatoire. Dans une seconde partie, nous verrons les spécificités de mesures en domaine temporel des mêmes signaux. Nous introduirons au passage les outils nécessaires à l'étude et à la caractérisation des mécanismes de bruit dans les oscillateurs.

1.3.1 Analyses spectrales

Toute fonction périodique peut être décomposée en une somme de cosinus et de sinus. La décomposition de la puissance du signal selon sa distribution en fréquence est bien adaptée à l'analyse de signaux de nature oscillatoire et est appelée analyse de Fourier. Elle exprime le spectre de la puissance du signal par le calcul de la densité spectrale de puissance (DSP). La DSP peut être soit calculée à partir de mesures en domaine temporel, soit être directement mesurée au moyen d'un analyseur de spectre (AS) qui, par le biais de comparaison avec un signal connu (OL), calcule et restitue directement le spectre du signal. Dans la présente section, nous n'aborderons que le formalisme des mesures dont les techniques expérimentales seront utilisées ultérieurement.

La densité spectrale du signal, noté $S_v(\omega)$ est le carré du module de la transformée de Fourier du signal $V(t)$ telle que

$$S_v(\omega) = |F(V(t))|^2, \quad (1.3.1)$$

et la puissance totale du signal est alors l'intégrale de $S_v(\omega)$ sur toutes les fréquences [6] :

$$P = \frac{1}{R_0} \int_{-\infty}^{\infty} S_v(\omega) d\omega. \quad (1.3.2)$$

Elle est utilisée pour quantifier les signaux aléatoires stationnaires et ergodiques mais reste limitée dans cette utilisation car les fluctuations d'amplitude $\epsilon(t)$ et de phase $\phi(t)$ contribuent à $S_v(\omega)$ de manière similaire [7]. D'après le théorème de Wiener-Khintchine, la DSP est la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation du signal telle que :

$$S_v(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i\omega t} \kappa(t) dt. \quad (1.3.3)$$

où $\kappa(t)$ est la fonction d'autocorrélation (de relaxation) de l'oscillation telle que pour le signal $V(t)$:

$$\kappa(t') = \langle V(t)V^*(t') \rangle. \quad (1.3.4)$$

Dans le cas des oscillations libres, la DSP d'une sinusoïde pure est une fonction de Dirac centrée en la fréquence d'oscillation du signal $\delta(\omega - \omega_0)$ et la puissance instantanée¹³ est

$$P(t) = \frac{[V_0 + \epsilon(t)]^2}{R_0}. \quad (1.3.5)$$

Nous allons maintenant nous intéresser à la DSP d'un signal sinusoïdal soumis à du bruit. Rappelons l'équation d'une oscillation stationnaire selon le formalisme de l'oscillateur universel [8] :

$$\dot{V} - i\omega(t)V = 0, \quad (1.3.6a)$$

$$\omega(t) = \omega_0 + \omega_1(t), \quad (1.3.6b)$$

13. par "instantanée" on veut exprimer "résolue en temps".

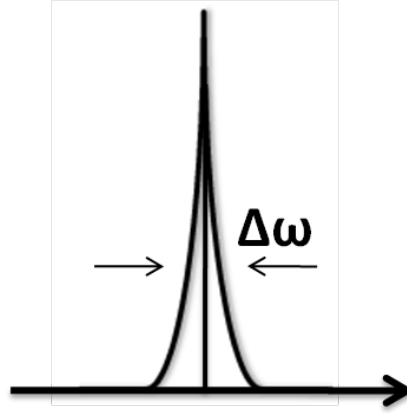


FIGURE 1.8 – DSP d’une sinusoïde (fonction de Dirac) et d’une sinusoïde soumise à du bruit blanc (pic élargi).

où $\omega(t)$ est supposée stationnaire et ergodique, et $\omega_1(t)$ est la déviation de fréquence. Nous simplifions le problème en supposant que la valeur moyenne des déviations de fréquence est nulle $\bar{\omega}_1 = 0$. L’amplitude est considérée comme constante. On a alors,

$$\omega_0 = \bar{\omega} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \omega(t) dt. \quad (1.3.7)$$

La solution de l’équation 1.3.6 est

$$V(t) = V_0 e^{i \int_0^T \omega(t') dt'} = V_0 e^{i \omega_0 t + i \int_0^T \omega_1(t') dt'}. \quad (1.3.8)$$

La DSP s’exprime alors en fonction de la fonction d’autocorrélation telle que :

$$\kappa(t) = V_0^2 e^{i \omega_0 t} \langle e^{i \int_0^t \omega_1(t') dt'} \rangle. \quad (1.3.9)$$

Si $\omega_1(t) = 0$, la transformée de Fourier de la fonction d’autocorrélation est la fonction delta avec une amplitude de V_0 . S’il y a du bruit de phase et que $\omega_1(t)$ est non-nulle, le spectre est une raie en place de la fonction $\delta(t)$, comme schématisé sur la figure 1.8, Notez que le bruit n’a pas de conséquence sur la puissance totale. $\kappa(t)$ redistribue la puissance autour de la fréquence centrale en élargissant la raie.

On peut montrer qu’il y a deux scénarios pour la forme exacte de la raie spectrale.

Dans un cas dénommé *modulation lente*, le temps de corrélation de la modulation (bruit) est long. Dans ce cas, la forme du spectre est donnée par $\kappa(t)$ et la largeur de raie est le moment de deuxième ordre $\Delta^2 = \int \omega_1^2 P(\omega_1) d\omega_1 = \langle \omega_1^2 \rangle$. Pour des temps plus longs que le temps caractéristiques, $\kappa(t) \sim e^{-\frac{|t|}{\tau}}$ et le spectre est lorentzien. τ est le temps de relaxation de la précession. Dans la plupart des cas, les oscillateurs sont soumis à du bruit blanc et leur raie est de forme lorentzienne :

$$S_v(\omega) = \frac{A}{2\pi} \frac{\Delta\omega^2}{(\omega - \omega_0)^2 + (\frac{\Delta\omega}{2})^2}. \quad (1.3.10)$$

Dans le second cas, le temps caractéristique de modulation est court. Pour des temps inférieurs au temps caractéristique, $\kappa(t) \sim e^{-\frac{1}{2}\Delta^2 t^2}$ et le spectre est gaussien. On observe ici le phénomène de rétrécissement de la largeur de raie pour des temps supérieurs à un temps caractéristique de modulation ayant pour conséquence ce que nous appellerons *élargissement inhomogène*. Cela sera à nouveau discuté dans le dernier chapitre.

Dans l'expression 1.3.10, $\Delta\omega = \alpha_{\text{eff}}\omega_0$ est appelé *largeur de raie* à mi-hauteur. La largeur de raie peut être mesurée au moyen d'un analyseur de spectre de façon rapide et avec un rapport signal sur bruit élevé. C'est une première mesure du bruit d'un oscillateur mais ne permet cependant pas la distinction, entre les contributions à l'élargissement de la raie dues au bruit de phase et celles dues au bruit d'amplitude.

1.3.2 Le spectre des fluctuations de phase

La DSP contient deux contributions dues l'une au bruit de phase et l'autre au bruit d'amplitude. Nous appellerons $S_\phi(\omega)$ le spectre des fluctuations de phase. Contrairement à la DSP, le spectre des fluctuations de phase ne contient pas le signal de la fréquence porteuse (fréquence moyenne). Elle est donc centrée en zéro. Si on suppose les fluctuations d'amplitude négligeables, la relation entre $S_v(\omega)$ et $S_\phi(\omega)$ est :

$$S_v(\omega) = \frac{V_0^2}{2} \exp \int_0^\infty [-S_\phi(\omega) d\omega] \times S_\phi(\omega) + \frac{V_0^2}{2} \exp \int_0^\infty [-S_\phi(\omega) d\omega] \times \delta(\omega). \quad (1.3.11)$$

Nous verrons cependant que, dans le cas des oscillateurs à transfert de spin dans les jonctions tunnel, les fluctuations d'amplitude sont non-négligeables et, du fait de la nonlinéarité, contribuent à l'élargissement du spectre. La phase et la fréquence sont

équivalentes d'après l'équation 1.4.3 et leur spectre sont reliés dans le domaine de Fourier par la relation

$$S_f(f) = f^2 S_\phi() \quad (1.3.12)$$

avec $\omega = 2\pi f$.

1.3.3 Le spectre des fluctuations d'amplitude et de fréquence

Il a été montré que le spectre de pures fluctuations d'amplitude est aussi lorentzien, excepté dans une région juste au-dessus du seuil d'oscillations entretenues. Certains calculs montrent que le spectre total de fluctuations est issu d'une fonction d'autocorrélation qui est la somme des fonctions d'autocorrélation des fluctuations d'amplitude et de phase [9]. Ces deux sous-fonctions d'autocorrélation ont une forme similaire mais, dans la plupart des cas connus, la contribution des fluctuations d'amplitude est très petite. Le spectre des fluctuations d'amplitude est très faible mais aussi très large, tandis que le spectre des déviations de phase contient toute l'énergie de l'oscillation dans un spectre relativement étroit.

1.4 Analyses en domaine temporel

Les analyses en domaine temporel sont équivalentes à celles précédemment présentées mais s'avéreront efficaces pour l'étude du bruit et sont d'autant plus adaptées aux mesures d'évènements non-stationnaires.

1.4.1 Les temps caractéristiques

Temps de cohérence

Une mesure caractérisant les processus aléatoires est le temps de cohérence des oscillations. Ce temps de cohérence doit être long pour des oscillateurs de bonne qualité. Il représente le temps au bout duquel l'oscillateur perd sa cohérence. C'est-à-dire qu'au bout de ce temps l'oscillateur a perdu toute mémoire de sa phase initiale.

Pour imager ce phénomène de décohérence prenons un ensemble de N oscillateurs représentant le système. Au temps $t = 0$, les N oscillateurs sont en phase. La moyenne

d'ensemble du signal (les oscillateurs se superposent) est similaire à un unique oscillateur. Au cours du temps chacun subit des sauts de phase et l'ensemble des oscillateurs se désynchronise. La moyenne d'ensemble du signal décroît au cours du temps jusqu'à atteindre une amplitude nulle lorsqu'il n'y a plus aucune cohérence. L'amortissement de cet ensemble est appelé *amortissement virtuel*. Virtuel car il n'y a pas d'amortissement réel des oscillateurs individuels. Cet amortissement virtuel est directement relié à l'amortissement effectif α_{eff} , qui est l'inverse du temps de cohérence. Plus le temps de cohérence est long, plus la diffusion de la phase est lente et plus l'amortissement virtuel est petit.

La transformée de Fourier inverse de la DSP est la fonction d'autocorrélation $\kappa(t)$. C'est une mesure du degré de similarité entre le signal à un temps t et une version de lui-même décalé en temps $t + t'$. Dans le cas d'un oscillateur soumis à un bruit blanc gaussien, le spectre est lorentzien. La transformée de Fourier inverse a alors la forme d'une fonction sinusoïdale amortie exponentiellement

$$\kappa(t - t') = A \sin(\omega t) e^{-\frac{|t-t'|}{\tau}}. \quad (1.4.1)$$

Elle est maximale en $t - t' = 0$ et $\kappa(0) = V_0^2$. Elle a le même caractère périodique que le signal et son amplitude décroît avec la perte de cohérence de la même manière que l'ensemble de N oscillateurs. Plus le temps de décalage t' est grand, moins grande est la cohérence. Le temps d'amortissement de la fonction d'autocorrélation du signal est une mesure du temps de cohérence et l'inverse du temps de cohérence du signal est la largeur de raie du spectre.

Le temps de cohérence étant une mesure globale du bruit, s'il est possible d'extraire le bruit de phase et le bruit d'amplitude alors on peut calculer le temps caractéristique des fluctuations de phase et d'amplitude.

On fera juste ici la remarque que si deux paramètres de l'oscillation sont corrélés - nous anticipons ici la mesure de la nonlinéarité de la fréquence par rapport à l'amplitude des oscillateurs à transfert de spin - cette corrélation peut de même être quantifiée par un temps caractéristique. Une fonction, non plus d'autocorrélation, mais de corrélation croisée, permettra de quantifier de tels couplages.

1.4.2 La transformée de Hilbert

Nous allons donc maintenant définir un outil qui nous sera très utile pour extraire les diverses fluctuations, la transformée de Hilbert. Mais on notera tout d'abord que les fluctuations d'amplitude peuvent être extraite de façon simple en calculant le maximum local du signal sur une fenêtre recouvrant chaque oscillation une par une. On obtient alors l'enveloppe du signal. Quant à la phase, cette grandeur est plus difficile à obtenir. Au cours de cette thèse nous avons utilisé plusieurs outils mathématiques pour obtenir la fréquence instantanée. Par exemple, la phase peut être mesurée de façon discrète, en comptant le nombre de passage à zéro du signal et grâce à l'espacement en temps de ces croisements du zéro. Une autre méthode revient à mesurer la dérivée locale en chaque point du signal. Mais que ce soit pour des raisons de pertes d'information dans le premier cas ou de mauvaise convergence du résultat pour le second cas, on préférera dans ce manuscrit ne présenter que la méthode de la *transformée de Hilbert* comme outil de démodulation du signal. Par comparaison aux méthodes déjà testées, la transformée de Hilbert s'est avérée particulièrement efficace.

La transformée de Hilbert d'un signal est définie mathématiquement comme la convolution de la fonction $V(t)$ avec la fonction $\frac{1}{\pi t}$ tel que

$$V_{TH} = V(t) * \frac{1}{\pi t}, \quad (1.4.2a)$$

$$= \frac{1}{\pi} VP \int_{-\infty}^{\infty} \frac{V(\tau)}{(t - \tau)} d\tau, \quad (1.4.2b)$$

où VP est la valeur principale de l'intégrale possédant une valeur singulière en $t = \tau$. On remarque que la transformée de Hilbert d'une fonction du temps, à l'inverse de la transformée de Fourier (TF), est fonction du temps elle-même.

La fonction $\sin \omega t$ est la transformée de Hilbert de la fonction $\cos \omega t$ et inversement $-\cos \omega t$ est la transformée de Hilbert de $\sin \omega t$. La transformée de Hilbert est une décomposition du signal en terme de cosinus et sinus. Une propriété de base de la transformée de Hilbert est qu'appliquée à des fonctions périodiques elle est équivalente à une rotation de phase de $\frac{\pi}{2}$ comme on le voit sur la figure 1.9a qui représente un signal sinusoïdal ainsi que sa transformée de Hilbert. La transformée de Hilbert d'un signal

périodique est donc en quadrature de phase au signal initial.

1.4.3 La fonction analytique

On définit un signal complexe que l'on nommera *analytique* $x_a(t)$, dont la partie réelle est le signal lui-même $V(t)$ et la partie imaginaire est la transformée de Hilbert de $v(t)$ tel que

$$x_a(t) = v(t) + i\text{TH}(v(t)) \equiv A(t)e^{i\Phi(t)}. \quad (1.4.3)$$

Ainsi le module et l'argument de $x_a(t)$ sont respectivement l'amplitude (enveloppe) $A(t)$ et la phase $\Phi(t)$ en fonction du temps. La puissance en fonction du temps du signal est la carré de l'amplitude, $P(t) = A(t)^2$, et la fréquence instantanée est la dérivée de la phase $\Phi(t)$.

Sur la figure 1.9b, on a représenté une fonction-test qui est une onde sinusoïdale dont la fréquence varie linéairement au cours du temps. Sa phase varie donc de façon quadratique. Sur la figure 1.9c, on a superposé la phase de la fonction-test et la phase calculée avec la fonction analytique (voir le chapitre suivant pour une description plus détaillée du traitement de la phase). On se convainc donc qu'on peut obtenir la phase grâce à la fonction analytique. Sur la figure 1.9d, on a superposé la fréquence de la fonction-test et la fréquence calculée avec la fonction analytique. La tendance est bien retranscrite par la fonction analytique cependant on remarque un fait à ne pas négliger, les effets de bord de la transformée de Hilbert. En effet la trace temporelle traitée étant finie, la transformée de Hilbert introduit des oscillations en début et en fin de signal. On prendra donc soin de supprimer les premiers et derniers points.

1.4.4 Le portrait de phase

On va maintenant développer une seconde application de la transformée de Hilbert qui permet de tracer un diagramme similaire à un portrait de phase et permettant une première visualisation des trajectoires des traces temps.

On a souligné le fait que la transformée de Hilbert est une projection sur des sinus et des cosinus. Considérons donc une fonction sinus (courbe rouge figure 1.9a). Sa transformée de Hilbert (courbe noire figure 1.9b) est un cosinus. Si l'on trace un diagramme

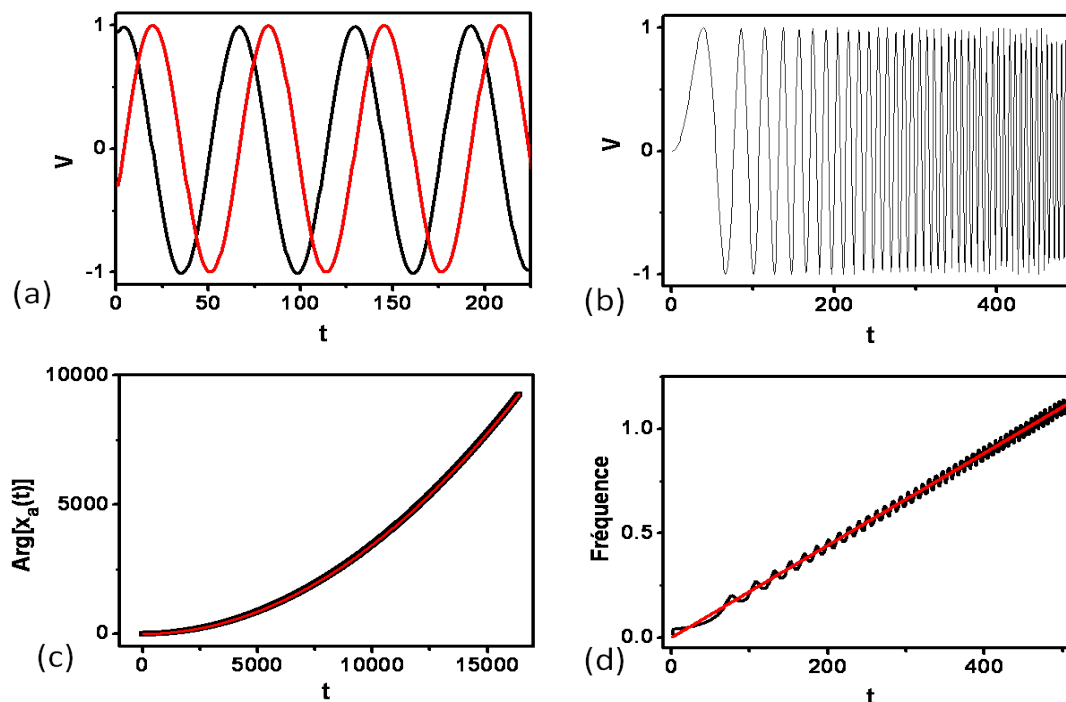


FIGURE 1.9 – (a) Signal sinusoïdal pur (courbe rouge) ainsi que sa transformée de Hilbert (courbe noire). (b) Fréquence en fonction du temps d’une fonction-test qui est une onde sinusoïdale dont la fréquence varie linéairement au cours du temps. (c) Superposition de la phase de la fonction-test et de la phase calculée avec la fonction analytique. (d) Superposition de la fréquence de la fonction-test et de la fréquence calculée avec la fonction analytique.

tel que l’abscisse soit le signal et l’ordonnée la transformée de Hilbert du signal, dans ce cas, on obtient un cercle selon l’expression 1.4.3. Le rayon du cercle est l’amplitude de l’oscillation $A = 1$. On voit les similitudes entre ce diagramme et le portrait de phase. La variation au cours du temps de la phase est répartie le long du cercle, comme sur le portrait de phase dans le plan $\{v, \dot{v}\}$.

Sur la figure 1.10, on a tracé les portraits de phase des fonctions suivantes : en a) la sinusoïde pure non soumise au bruit et en b) une sinusoïde $A = 1$ plus un bruit blanc additif en amplitude distribué de façon uniforme entre -0.1 et 0.1 . On vérifie que du bruit en amplitude sur l’oscillation se traduit par un élargissement de la trajectoire dans le portrait de phase. En c) on a tracé deux sinusoïdes de même fréquence, d’amplitudes

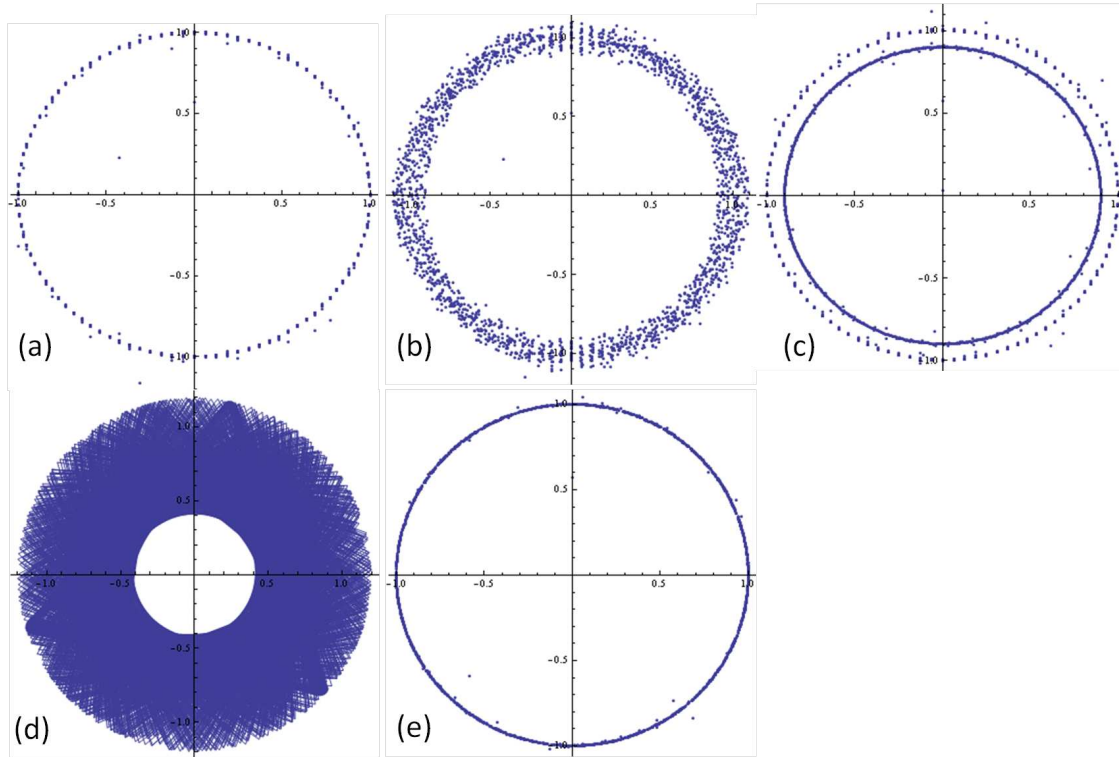
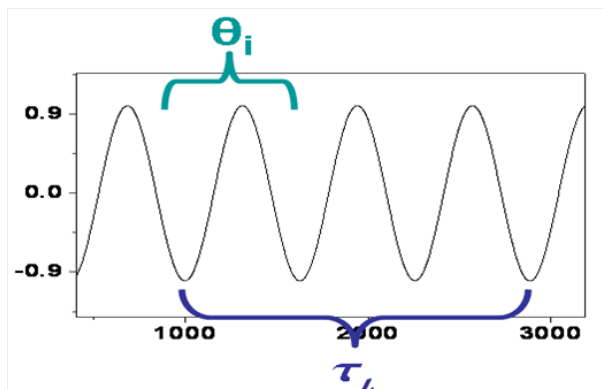


FIGURE 1.10 – (a) Portrait de phase d'un signal sinusoïdal pur. (b) Portrait de phase d'un signal sinusoïdal soumis à du bruit blanc aléatoire d'amplitude. (c) Portrait de phase de deux signaux sinusoïdaux avec des amplitudes légèrement différentes $A_1 = 1$ et $A_2 = 0.9$, s'alternant au cours du temps. (d) Portrait de phase de deux signaux simultanés avec des amplitudes légèrement différentes $A_1 = 1$ et $A_2 = 0.5$ et différentes fréquences $\omega_1 = 1\text{Hz}$ et $\omega_2 = 0.9\text{Hz}$. (e) Portrait de phase de deux signaux simultanés avec des amplitudes légèrement différentes $A_1 = 1$ et $A_2 = 0.5$ et même fréquence.

FIGURE 1.11 – Méthode de comptage des croisements de la courbe avec l'axe $y = 0$.

différentes $A_1 = 1$, $A_2 = 0.9$ qui s'alternent tel que :

$$\begin{cases} t \in [0, \frac{T}{2}] v(t) = A_1 \sin \omega t \\ t \in [\frac{T}{2}, T] v(t) = A_2 \sin \omega t \end{cases} \quad (1.4.4)$$

On obtient deux cercles de rayons respectifs A_1 et A_2 . En conclusion, 1) la fréquence ne change rien à la représentation dans ce diagramme, 2) l'amplitude et le bruit en amplitude se traduisent par le rayon du cercle, 3) si il y a des sauts de fréquence alternés, on obtient un cercle pour chacune si et seulement si l'amplitude correspond à une fréquence diffère de l'autre.

Par contre en d) et e), on a tracé deux sinusoïdes simultanées (c'est-à-dire une somme des deux sinus) d'amplitudes $A_1 = 1$, $A_2 = 0.5$. En d) elles ont des fréquences qui diffèrent des 0.1 Hz. On somme deux sinus, la porteuse n'est donc pas visible et on obtient non pas deux cercles mais un anneau dont l'épaisseur est comprise entre A_1 et A_2 . Il y a donc un effet de « mixage » entre les deux ondes. On constate sur la figure e) ensuite que cet effet de mixage est différent si les deux fréquences sont égales. On a alors qu'un seul cercle d'amplitude $A_1 + A_2$. Il faut noter que les effets de motifs dans l'anneau ne sont dus qu'à un effet de discrétisation.

1.4.5 La variance de Allan

Historiquement un périodemètre détectait le passage du signal par une valeur définie comme un seuil. Seule la pente positive était détectable. On obtenait donc une mesure d'un temps équivalent à une période. On peut, à partir de ces « périodes », quantifier le bruit de phase ou de fréquence et identifier la nature de ce bruit. Notons enfin l'importance de s'assurer qu'il n'y a pas de dérives importantes de la phase, dérive qui a des conséquences néfastes sur la fréquence d'un oscillateur.

La variance de Allan a été suggérée par le comité de référence de la communauté IEEE (Std 1139) comme le standard de la mesure de stabilité des oscillateurs dans le domaine temporel [7]. Son homologue dans le domaine spectral est $S_y(f)$, la puissance spectrale de la déviation de fréquence instantanée fractionnelle $y = \frac{\dot{\Phi}(t)}{2\pi\nu_0}$. L'avantage majeur de la variance de Allan par rapport à la variance classique est, qu'en présence de certains types de bruit,¹⁴ la variance classique diverge alors que la variance de Allan converge pour tous les bruits généralement rencontrés. La variance de Allan est donc l'outil de choix des métrologistes pour la mesure de stabilité. Cependant, le grand intérêt de la variance de Allan réside dans le grand nombre d'études menées afin de définir, de façon précise et simple, la nature de processus stochastiques affectant les signaux [10, 7, 11].

Le temps minimum de mesure de la variance de Allan est la période θ du signal. La méthode de calcul de la variance de Allan est de construire des listes de « différences finies » de temps sur des échelles de temps τ_i qui sont des multiples de la période. Le temps τ_i est donc égal à n périodes θ_i ($\tau_i = n\theta_i$) le long du signal. En résumé, quel que soit n , τ_1 est la somme des n premiers θ_i ; τ_2 est la somme des n θ_i suivants etc. τ est ensuite défini comme la moyenne de la liste des temps τ_i , $\tau = \langle \tau_i \rangle$. La VA est alors la variance estimée de deux valeurs contiguës des τ_i , moyenné sur le temps τ , (voir la figure 1.11).

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2\tau^2} \langle (\tau_i - \tau_{i+1})^2 \rangle. \quad (1.4.5)$$

Les chevrons $\langle \rangle$ indiquent une moyenne sur un temps infini ou une moyenne sur plusieurs mesures, d'après le théorème d'ergodicité. La variance de Allan est plus fréquemment

14. En présence de bruit flicker ou de marche aléatoire la variance classique ne converge pas vers une valeur finie.

α	Nature du bruit	$\sigma_y(\tau) \sim \tau^{\frac{\mu}{2}}$
2	bruit blanc MP	$\sqrt{a_2} \tau^{-\frac{3}{2}}$
1	bruit flicker MP	$\sqrt{a_1} \tau^{-1}$
0	bruit blanc MF	$\sqrt{a_0} \tau^{-\frac{1}{2}}$
-1	bruit flicker MF	$\sqrt{a_{-1}} \tau^0$
-2	marche aléatoire MF	$\sqrt{a_{-2}} \tau^{\frac{1}{2}}$

TABLE 1.1 – Valeurs de α et $\sigma_y(\tau)$ telles que $\sigma_y^2(\tau) \approx \tau^\mu$ et $S_y(f) \approx h^\alpha f^\alpha$, pour les cinq sortes de bruit les plus communs.

définie par la fréquence fractionnelle y mesurée par un périodemètre que par les τ_i , mais cela est moins approprié à notre situation¹⁵. $\sigma_y(\tau)$ est en général une loi de puissance de τ :

$$\sigma_y^2(\tau) \sim \tau^\mu, \quad 2\pi\tau f_h \gg 1. \quad (1.4.6)$$

f_h étant la fréquence de coupure de la mesure. On représente σ_y^2 de façon commode en échelle log/log. Un bruit gaussien affectant une source aura pour conséquence une diminution de σ_y lorsque τ croît, selon une droite de pente négative dont l'origine est une réduction de la variance par moyennage sur des temps plus long. A l'opposé, une marche aléatoire aura pour conséquence de dégrader la cohérence du signal pour des temps longs. $\sigma_y(\tau)$, en présence de marche aléatoire, présentera une droite de pente positive pour les temps longs. Les bruits périodiques sont aussi détectables par la variance de Allan. Le tableau 1.1 résume les diverses pentes μ que peut présenter la variance de Allan et la nature du bruit qui y est associé.

Les abréviations MP et MF désignent un bruit modulant soit la phase, soit la fréquence. Les variables $a_1, 2..$ sont les amplitudes des variances de Allan dans les différents cas et ne nous sont pas utiles. Le coefficient μ prend typiquement les valeurs $-\frac{3}{2}, -1, -\frac{1}{2}, 0, \frac{1}{2}$. On a déjà cité $S_y(f)$ comme étant une mesure similaire à la variance de Allan. En présence de bruit aléatoire, la plupart des oscillateurs sont caractérisés par un spectre en loi de puissance de f ,

$$S_y(f) \approx h^\alpha f^\alpha. \quad (1.4.7)$$

15. $\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2} < (y_i - y_{i+1})^2 >$

Le coefficient α est aussi reporté dans le tableau 1.1 pour les divers types de bruit. Il existe une relation simple entre les coefficients α et μ :

$$\mu = -\alpha - 1 (-3 < \alpha \leq 1) \text{ et } \mu \simeq -2 (\alpha \geq 1). \quad (1.4.8)$$

La première égalité est applicable pour la majorité des oscillateurs (les oscillateurs à quartz ou encore les horloges atomiques). Le type de bruit le plus courant parmi ces oscillateurs est le bruit blanc de fréquence ; c'est-à-dire $\alpha = 0$ et $\mu = -1$.¹⁶ Ceci pour des échelles de temps allant jusqu'à quelques secondes. Dans ce cas, $\sigma_y(\tau_0 = \theta)$ est égale à la déviation standard. Notons que la densité spectrale $S_y(f)$ que l'on peut déduire de $\sigma_y(\tau)$ est reliée aux densités spectrales de phase et de fréquence par les relations :

$$S_y(f) = \left(\frac{1}{2\pi\nu_0}\right)^2 S_\phi(f) \quad (1.4.9a)$$

$$= \left(\frac{1}{\nu_0}\right)^2 f^2 S_\phi(f). \quad (1.4.9b)$$

C'est donc encore une densité spectrale dans laquelle d'éventuelles fluctuations d'amplitude, dans les limites du raisonnables, ne contribuent pas, contrairement à ce qui se passe dans le cas de la PSD.

Revenons-en à l'utilité même de la variance de Allan. En effet, une fois la nature du bruit stochastique identifié on peut alors déterminer la méthode optimale pour l'estimation de la fréquence qui nous intéresse. D'après le théorème central limite, la moyenne empirique (c'est-à-dire la somme des éléments divisés par le nombre d'éléments) est la meilleure estimation d'un processus de bruit blanc. Le cas contraire invaliderait toutes mesures moyennant les paramètres en jeux. Ainsi, la meilleure méthode pour estimer la fréquence dans le cas d'un bruit blanc de fréquence est la moyenne simple, tandis qu'un ajustement linéaire de la déviation du temps sera la meilleure estimation de la fréquence dans le cas d'un bruit blanc modulant la phase (BBP). Bien entendu dans ce dernier cas l'estimation de la phase est effectuée de façon convenable par la moyenne. En conséquence directe de ces faits, en présence d'une marche aléatoire la phase n'est pas définie de manière simple. De ce fait, il faut rappeler que dans les années 60, il y eut de nombreux débats sur la question « Peut-on utiliser S_ϕ dans le cas d'une marche

16. Le cas de $\mu = -2$, plus rare, est ambiguë car on ne peut discerner si le processus de bruit est du bruit flicker modulant la phase ($\alpha = +1$) ou du bruit blanc modulant la phase ($\alpha = +2$).

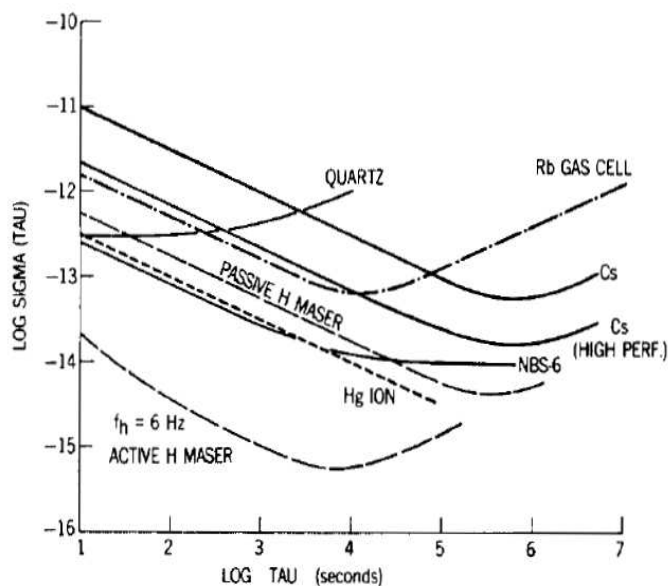


FIGURE 1.12 – La racine carré de la variance de Allan pour quelques oscillateurs de précision constituant l'état de l'art. Tiré de [12]

aléatoire ? » $S_{\dot{\phi}}$ est une grandeur similaire à S_{ϕ} mais qui permet de contourner le problème de la phase. On constate cependant qu'il est important d'identifier la nature du bruit avant de faire un choix quant à la méthode de caractérisation de ce bruit.

Quelques exemples classiques de variance de Allan sont présentés sur la figure 1.12 où l'on distingue du bruit blanc de fréquence (pente de $-\frac{1}{2}$, un minimum au temps optimal de mesure et une marche aléatoire (pente positive) ou du bruit flicker modulant la fréquence (pente nulle).

1.5 Conclusion

Dans ce chapitre, au travers des équations du mouvement des oscillateurs les plus basiques, on a introduit les paramètres caractérisant les oscillations tels que la fréquence, la phase et l'amplitude. Au travers d'une discussion sur les oscillations auto-entretenues nous avons vu l'importance de constantes tels que l'amortissement et la nonlinéarité. On a ensuite introduit dans le formalisme des oscillateurs différents types de bruits qui peuvent perturber l'oscillation et engendrer des fluctuations. Bien que des méthodes

graphiques comme le portrait de phase permettent de visualiser de tels oscillateurs, des méthodes expérimentales sont utilisées afin de quantifier les différents paramètres des oscillateurs. Deux sortes de méthodes de caractérisation des oscillateurs sont présentées : des mesures dans le domaine fréquentiel et dans le domaine temporel. Chaque méthode présente des avantages et des inconvénients. Les mesures fréquentielles présentant un meilleur rapport signal sur bruit sont plus adaptées à la mesure de la fréquence de précession, la largeur de raie et la puissance du signal. Les mesures temporelles permettent de discuter séparément des distributions d'amplitude et de phase et sont très adaptées à la mesure de signaux non-stationnaires.

Chapitre 2

Transport et dynamique d'aimantation

2.1	Transport dépendant du spin	44
2.1.1	La magnétorésistance géante, une figure schématique	44
2.1.2	La magnétorésistance tunnel	46
2.2	Le transfert de spin	51
2.2.1	Mise en évidence du transfert de spin dans des vannes de spin	52
2.2.2	Description macroscopique du transfert de spin	54
2.2.3	Transfert de spin dans les jonctions tunnel	54
2.3	Dynamique de l'aimantation	56
2.3.1	L'équation de mouvement de l'aimantation	57
2.3.2	Le concept de magnon	64
2.3.3	Les ondes de spin	66
2.3.4	Le formalisme des ondes de spin appliqué aux oscillateurs à transfert de spin	70
2.4	Etudes expérimentales des oscillateurs à transfert de spin et applications	77
2.4.1	Oscillateurs à transfert de spin : premières études, état de l'art	77
2.4.2	Etude de largeur de raie, nonlinéarité et bruit de phase	80

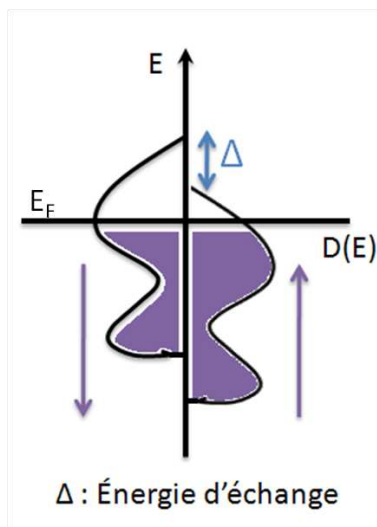


FIGURE 2.1 – Densité d'état $D(E)$ en fonction du niveau d'énergie E d'un métal de transition 3d (ferromagnétique itinérant selon le model de Stoner) [13].

Nous venons d'introduire les éléments de base décrivant les oscillateurs de façon de très générale. Nous allons maintenant décrire le cas particulier des oscillateurs à transfert de spin afin que le lecteur ait une connaissance suffisante du sujet pour comprendre le contexte de l'étude présentée. Nous présenterons d'abord la physique de base du transport électronique dépendant du spin puis le transfert de spin, qui dans notre cas agit en tant que source d'énergie permettant la génération d'oscillations. Nous aborderons ensuite la physique des oscillations magnétiques et pour ce faire nous présentons l'équation de la dynamique d'aimantation. Nous ferons le lien entre les descriptions microscopique et macroscopique en discutant du concept de magnon et des ondes de spin. Cette section nous permettra d'introduire les équations développées dans le cadre de la théorie des oscillateurs nonlinéaires à transfert de spin et notamment celles qui seront utilisées au cours de notre étude. Nous finirons par un historique des premières mesures d'oscillateurs à transfert de spin puis d'un état de l'art incluant les toutes premières études temporelles publiées pendant les trois années qu'a duré cette thèse.

2.1 Transport dépendant du spin

La première considération physique du transport dépendant du spin que l'on va prendre en compte fut introduite en 1936 par Sir Neville Mott [14]. Il décrit le courant électrique des électrons de conduction (majoritairement de bande s) dans les métaux 3d par deux courants de conduction : un courant d'électrons de spin up et un courant d'électrons de spin down, électrons dont la projection du moment magnétique sur l'axe de quantification est respectivement positive et négative. Dans un métal nonmagnétique, les densités d'état de spin up et down sont égales, par contre dans un matériau de transition ferromagnétique les deux densités d'état sont inégales au niveau de Fermi, comme on le voit représenté de façon schématique sur la figure 2.1. Le décalage Δ entre les deux bandes d'énergie est appelée l'interaction d'échange. On appelle majoritaires les spins dont la densité d'état est la plus grande (les spin up)¹ et minoritaires les spin down. Cette différence de densité d'état est la cause directe du magnétisme spontané des matériaux ferromagnétiques. De plus, on voit que les électrons de spin down ont un plus grand nombre d'états au niveau de Fermi que les électrons de spin up. En conséquence, le taux de diffusion est différent sur les deux canaux. On peut alors considérer ces canaux comme subissant une résistance différente dans le matériau ferromagnétique. De ce fait, le courant est polarisé en spin (ou filtré) au travers d'un matériau ferromagnétique.

2.1.1 La magnétorésistance géante, une figure schématique

Grâce au schéma 2.2, nous allons très brièvement exposer l'effet de polarisation en spin du courant au travers d'un dispositif de couches magnétiques. Le but de cette section n'est pas de discuter des origines de la GMR mais de donner une image très simpliste des dispositifs magnétorésistifs multicouches. Le dispositif est constitué de deux couches ferromagnétiques dont les aimantations sont M1 et M2, séparées par un matériau nonmagnétique dont l'épaisseur est inférieure à la longueur de diffusion du spin $L_s = \sqrt{D\tau_s}$ où D est la constante de diffusion et τ_s le temps de relaxation du spin. La première couche ferromagnétique est nommée « couche fixe » car la direction de son aimantation est supposée fixe soit parce que son épaisseur est importante soit parce que son aimantation est piégée par un antiferromagnétique. Au contraire, la seconde

1. Le moment magnétique d'un spin est opposé à sa direction de spin $\mu - s = -\frac{e}{2M}gS$.

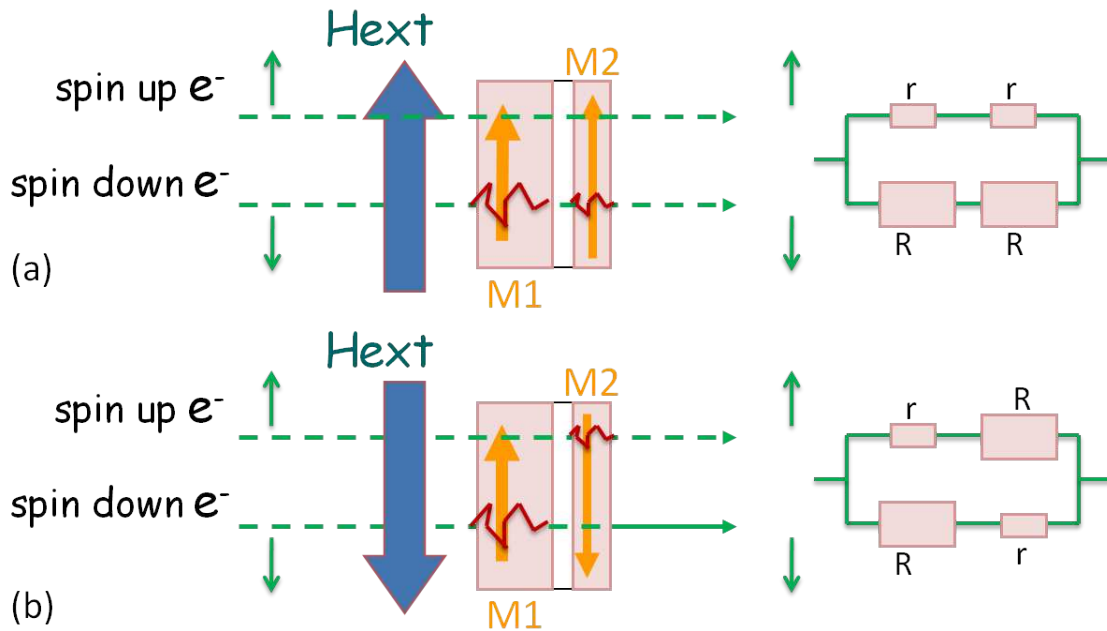


FIGURE 2.2 – Schéma de la magnétorésistance géante au travers des configurations P et AP d'un dispositif magnétorésistif bicouche.

couche magnétique est nommée « couche libre », car sa direction d'aimantation est sensible à un champ extérieur. Ainsi, on peut appliquer un champ magnétique soit dans la direction de l'aimantation de la couche fixe, et l'on obtient un état dit parallèle (P), soit dans la direction opposée, est les directions des aimantations, $M1$ et $M2$, sont dites antiparallèles (AP). Considérons tout d'abord l'état P au travers duquel on applique un courant qu'on considère comme étant composé de deux canaux (schéma 2.2a). Le canal d'électrons de spins up (majoritaires) n'est que peu diffusé au passage des couches ferromagnétiques car les électrons sont conduits grâce de nombreux états les accueillant au niveau de Fermi dans les couches magnétiques. La résistance r qu'ils subissent est donc faible. Au contraire, le canal d'électrons de spins down (minoritaires) est fortement diffusé au passage des deux couches car les états de spin down sont minoritaires dans les deux couches magnétiques. Le canal d'électrons de spins down subit donc une forte résistance R . Considérons maintenant l'état AP dans lequel chaque canal d'électron traverse une couche dans laquelle ses électrons sont majoritaires et une couche dans laquelle ils sont minoritaires (schéma 2.2b). Les deux canaux subissent donc, au passage

des deux couches antiparallèles, des résistances égales, de valeurs moyennes entre r et R . On peut donc décrire le schéma de conduction des deux canaux par un schéma de résistances, comme sur la figure 2.2. Les résistances des états P et AP seront notées R_p et R_{ap} , respectivement. On obtient :

$$R_p = \frac{2rR}{r+R} \quad R_{ap} = \frac{r+R}{2}. \quad (2.1.1)$$

On constate que la résistance dans l'état AP est supérieure à la résistance dans l'état P.

La résistance mesurée des dispositifs dans ces deux configurations extrêmes (P et AP) est donc dépendante de la configuration magnétique. Cet effet a pour nom la magnétorésistance géante (GMR) et il a été observé pour la première fois en 1988 de façon simultanée dans les groupes de recherche de Peter Grünberg à Jülich Forschungszentrum et d'Albert Fert à l'Université Paris-Sud. La définition de la GMR est

$$\text{GMR} = \frac{R_{ap} - R_p}{R_p}. \quad (2.1.2)$$

Comme on peut le suggérer, les états intermédiaires entre P et AP, dans lesquels les deux directions d'aimantation forment un angle θ différent de 0 ou π imposent au dispositif une résistance proportionnelle à l'angle θ tel que

$$R = R_p + \frac{R_{ap} - R_p}{2}(1 - \cos \theta). \quad (2.1.3)$$

Des études plus détaillées de cette dépendance ont été publiées [15]. La résistance de ces dispositifs est donc une mesure de la configuration d'aimantation, ou ce qui est bien plus utile dans notre étude, une mesure de la dynamique de l'aimantation représentée dans ce schéma simpliste par la variation de l'angle $\theta(t)$ au cours du temps.

2.1.2 La magnétorésistance tunnel

D'une manière similaire, les jonctions tunnels magnétiques sont composées de deux couches ferromagnétiques séparées d'une couche mince nonmagnétique isolante au travers de laquelle les électrons de conduction passent par effet tunnel. Historiquement

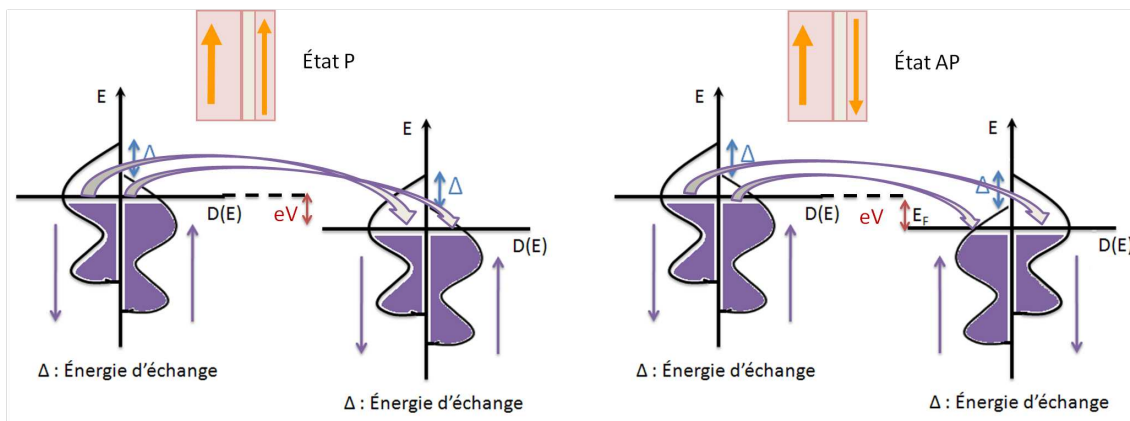


FIGURE 2.3 – Schéma de la magnétorésistance tunnel selon le modèle de Jullière [18].

les barrières tunnel étaient composée d'oxide d'alumine Al_2O_3 [16], mais celle-ci a été ensuite largement surpassée par la barrière d'oxide de magnésium MgO avec laquelle des valeurs records de magnétorésistance ont été atteintes [17]. La magnétorésistance tunnel (TMR), mesurée pour la première fois en 1975 par M. Jullière [18] à basse température est un effet comparable à la GMR mais dont la physique qui lui est associée est très différente du fait de la conduction tunnel. En 1994, 18% de TMR furent mesurées à température ambiante avec une barrière d'oxyde d'alumine amorphe par T. Miyazaki [19] puis l'année suivante par J. S. Moodera [20, 21] (11,8% avec des électrodes de CoFe et Co). Un premier modèle théorique simpliste fut proposé par Jullière [18]. Depuis d'autres modèles théoriques furent proposés, citons parmi eux le modèle de Slonczewski [22]. L'évolution des méthodes de croissance et de dépôt, notamment les barrières de MgO monocristallin, a depuis permis la fabrication d'échantillon démontrant une valeur maximale de TMR de 1000% à température ambiante [17, 23]. La TMR est essentiellement fonction de la température, de l'épaisseur et de l'énergie de la barrière ainsi que de la tension, mais elle est aussi affectée par les mécanismes de diffusion dans les matériaux ainsi que par les propriétés des couches aux interfaces.

La TMR peut être décrite de façon visuelle selon le modèle de Jullière sous la condition de deux hypothèses. Tout d'abord l'hypothèse que le spin de l'électron est conservé au cours de la traversée de la barrière tunnel. On peut donc utiliser la description du courant électrique par deux canaux de conduction indépendants. On considère le

système de trois couches schématisé sur le schéma 2.3. Les deux électrodes ferromagnétiques sont schématisées selon le modèle de Stoner [13]. La différence majeure entre les configurations P et AP des aimantations des électrodes est que, dans la configuration P, les spins majoritaires passent par effet tunnel vers les états de spins majoritaires, et de même pour les spins minoritaires, alors que dans une configuration AP, les spins majoritaires avant la barrière passent par effet tunnel vers les états minoritaires, et inversement pour les spins minoritaires avant la barrière. La seconde hypothèse est que la conduction selon un canal de spin est proportionnelle au produit des densités d'état au niveau de Fermi des deux électrodes avant et après la barrière. Cela est dû au fait que la probabilité qu'un électron passe par effet tunnel d'une électrode 1 vers une électrode 2 s'exprime selon Bardeen [24]

$$P_{1 \rightarrow 2} = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{12}|^2 \rho_1(E) f_1(E) \rho_2(E + eV) (1 - f_2(E + eV)). \quad (2.1.4)$$

Les termes $\rho_1(E) f_1(E)$ et $\rho_2(E) f_2(E + eV)$ sont les probabilités de trouver un électron dans un état d'énergie E au niveau de Fermi dans l'électrode 1 et un état vacant d'énergie $E + eV$ au niveau de Fermi dans l'électrode 2. $\rho_1(E)$ et $\rho_2(E + eV)$ sont les densités d'état d'énergies E et $E + eV$ dans les électrodes 1 et 2 et $f_1(E)$ et $1 - f_2(E + eV)$ sont les probabilités d'occupation de ces états dans les électrodes 1 et 2 [24]. M_{12} est la probabilité du passage par effet tunnel dans la barrière isolante. Cette définition entraîne une différence notable de la conduction suivant les deux configurations magnétiques. La conductance dans les deux états s'écrit alors :

$$G_p \propto n_{1\uparrow} n_{2\uparrow} + n_{1\downarrow} n_{2\downarrow}, \quad (2.1.5a)$$

$$G_{ap} \propto n_{1\uparrow} n_{2\downarrow} + n_{1\downarrow} n_{2\uparrow} \quad (2.1.5b)$$

$n_{1\downarrow, \uparrow}$ indiquant la densité d'état au niveau de Fermi de spin up ou down dans le matériau ferromagnétique 1, c'est-à-dire avant la barrière. De la même façon, l'indice 2 fait référence au second matériau ferromagnétique. La TMR est alors définie comme :

$$\text{TMR} = \frac{G_p - G_{ap}}{G_{ap}} = \frac{2P_1 P_2}{1 - P_1 P_2}. \quad (2.1.6)$$

P_1 et P_2 , représentant la polarisation du courant dans l'électrode d'indice 1 ou 2, est

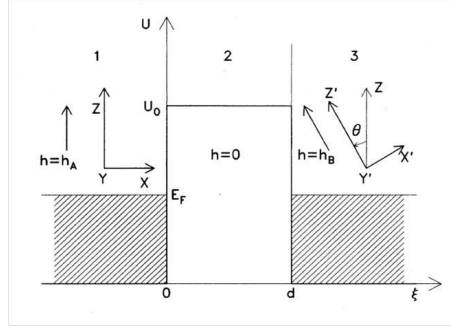


FIGURE 2.4 – Schéma du système trois couches : FM1 / barrière tunnel / FM2. Les aimantations des électrodes FM1 et FM2 sont parallèles aux champs h_a et h_b , et forment un angle θ entre elles [22].

définie tel que :

$$P_{1,2} = \frac{n_{1,2\uparrow} - n_{1,2\downarrow}}{n_{1,2\uparrow} + n_{1,2\downarrow}}. \quad (2.1.7)$$

Ce modèle n'est pas toujours applicable. Il retranscrit bien les valeurs de TMR obtenues au travers de jonctions de Fe/AlO/Fe calculée à partir de valeurs expérimentales de polarisation des couches mais échoue si l'on considère des jonctions de Fe/MgO(monocristallin)/Fe [25]. Un excellent article de revue sur les différents modèles décrivant la TMR de E. Y. Tsymbal[26] est disponible pour ceux qui veulent approfondir le sujet.

Nous allons brièvement résumer le modèle de Slonczewski [22] qui, sans toutefois être parfait (en effet, le modèle de Slonczewski ne traduit pas la sélection des électrons aux interfaces avec la barrière selon la symétrie de leur fonction d'onde [27, 28]), est plus complet que le modèle de Jullière car il prend en compte le caractère quantique du transport tunnel. Il considère deux couches ferromagnétiques FM1 et FM2 séparées par une barrière isolante comprise entre $\xi = 0$ et $\xi = d$ le long de l'axe perpendiculaire aux couches. La barrière est modélisée par un potentiel rectangulaire de valeur U_0 et d'épaisseur d . FM1 et FM2 sont considérées identiques dans un premier temps et leurs aimantations sont alignées avec deux champs h_a et h_b et forment un angle θ entre elles. La propagation d'un électron dans l'approximation de l'électron libre (dont l'orientation

du spin est prise en compte) est obtenue en résolvant l'équation de Schrödinger dans les trois zones de l'espace. On obtient pour un électron spin up considéré comme une onde plane se propageant de la gauche vers la droite :

$$\psi_{\uparrow 1} = k_{\uparrow}^{-1/2} e^{ik_{\uparrow}\xi} + R_{\uparrow}^{-1/2} e^{-ik_{\uparrow}\xi}, \quad \psi_{\downarrow 1} = R_{\downarrow}^{-1/2} e^{-ik_{\downarrow}\xi}, \quad (2.1.8a)$$

$$\psi_{\sigma 2} = A_{\sigma} e^{-\kappa\xi} + B_{\sigma} e^{\kappa\xi}, \quad \sigma = \uparrow, \downarrow, \quad (2.1.8b)$$

$$\psi_{\sigma 3} = C_{\sigma} e^{ik_{\sigma}(\xi-d)}, \quad \sigma = \uparrow, \downarrow, \quad (2.1.8c)$$

où les chiffres 1, 2, 3 représentent la zone de l'espace considérée, respectivement, la zone de FM1, la barrière, la zone de FM2. σ représente soit le spin up, soit le spin down. Pour un spin up dans la zone 1 se propageant vers la droite avec un vecteur d'onde $k_{\uparrow}$ réel, il faut aussi considéré la fonction d'onde traduisant la réflexion conservative du spin up à l'interface (traduite par le coefficient $R_{\uparrow}$) ainsi que la réflexion non-conservative du spin up en spin down (traduite par le coefficient $R_{\downarrow}$). Dans la région 2 (la barrière), du fait des transmissions et des réflexions aux deux interfaces conservant ou modifiant le spin, les deux spins up et down se propagent dans les deux sens avec un vecteur d'onde κ , réel et indépendant du spin. Dans la région 3 ($\xi > d$), les deux spins se propagent vers la droite avec les mêmes vecteurs d'onde $k_{\uparrow, \downarrow}$ qu'en région 1. Les précoefficients sont obtenus en introduisant une condition de continuité des fonctions d'onde et de leur dérivée par rapport à ξ (proportionnel au courant de charge I_e) aux interfaces $\xi = 0$ et $\xi = d$. Notons le changement d'axe de quantification dans la région 3 dû à la rotation de θ de l'aimantation de FM2 par rapport à celle de FM1.

Les fonctions d'onde étant maintenant définies continûment dans tout l'espace, on définit un coefficient de transmittivité des spins (équivalent à la probabilité de transmission de Bardeen) tel que

$$T_z = Im \sum_{\sigma} \sigma \psi_{\sigma}^* \left[\frac{d\psi_{\sigma}}{d\xi} \right]. \quad (2.1.9)$$

A température nulle, la conductivité s'exprime

$$G = I_e/V = (e^2/8\pi^2\hbar)(\kappa T_z/d). \quad (2.1.10)$$

Si l'on remplace T_z dans l'équation 2.1.10, on obtient la conductance en fonction de

l'angle relatif des directions des deux aimantations

$$G = G_0 e^{-2\kappa d} (1 + P^2 \cos \theta), \quad |P| \leq 1, \quad (2.1.11)$$

où la polarisation en spin s'écrit

$$P = \frac{(k_{\uparrow} - k_{\downarrow}) (\kappa^2 - k_{\uparrow} k_{\downarrow})}{k_{\uparrow} + k_{\downarrow} (\kappa^2 + k_{\uparrow} k_{\downarrow})}. \quad (2.1.12)$$

Si l'on développe G_0 , on obtient

$$G_0 = \frac{\kappa}{\hbar d} \frac{e\kappa(\kappa^2 + k_{\uparrow} k_{\downarrow})(k_{\uparrow} + k_{\downarrow})}{\pi(\kappa^2 + k_{\uparrow}^2)(\kappa^2 + k_{\downarrow}^2)}. \quad (2.1.13)$$

Dans le cas où les deux électrodes sont différentes, on exprime la conductance tel que

$$G = G'_0 e^{-2\kappa d} (1 + P^2 P'^2 \cos \theta), \quad |P| \leq 1. \quad (2.1.14)$$

Notons qu'au premier ordre, la résistance s'écrit

$$R \approx \frac{1}{G'_0} (1 - P^2 \cos \theta). \quad (2.1.15)$$

Cette expression en $\cos \theta$ est similaire à l'expression de la GMR en fonction de l'angle θ (eq. 2.1.3) et a été expérimentalement mesurée [20].

La preuve expérimentale la plus flagrante d'une conduction par effet tunnel est une distortion de la caractéristique $I(V)$ aux basses tensions comme représenté schématiquement sur la figure 2.5. La caractéristique d'un courant dans un métal est linéaire alors que la caractéristique d'une jonction tunnel est quadratique autour de la tension nulle.

2.2 Le transfert de spin

Les effets de GMR et de TMR sont des effets de filtrage du spin des électrons itinérants par les aimantations des matériaux ferromagnétiques. Un effet similaire mais s'appliquant de façon « inverse » est le couple de transfert de spin. C'est l'influence

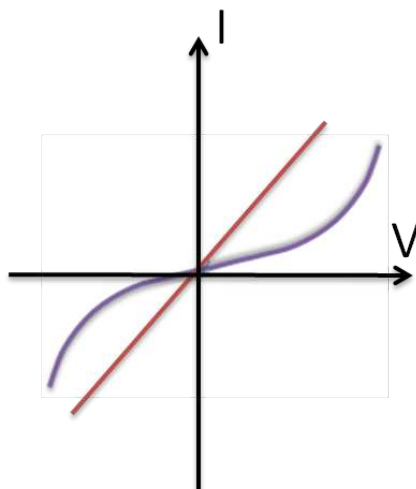


FIGURE 2.5 – Caractéristique $I(V)$ d'un échantillon métallique (droite) et d'une jonction tunnel (courbe).

des électrons itinérants polarisés en spin sur l'aimantation locale. En résumé, il permet d'exercer un couple sur l'aimantation d'un fin matériau grâce à un courant. Introduit pour la première fois de façon théorique par L. Berger [29] et J. C. Slonczewski [30], l'effet de transfert de spin permet l'obtention de nouveaux états dynamiques de l'aimantation, tel le renversement d'aimantation ou des précessions entretenues, dans des objets de tailles latérales de l'ordre de 100 nm et de quelques nanomètres d'épaisseur.

2.2.1 Mise en évidence du transfert de spin dans des vannes de spin

Des études montrèrent des retournements de l'aimantation induits par courant, sans application de champ pour la première fois dans des vannes de spin [31] comme montré sur la figure 2.6. On constate que dans les deux cas (retournement par champ appliqué ou par courant) les valeurs maximales ($dV/dI_{ap/p}$) sont les mêmes. Les variations de résistance dans les états stables après retournement induit par le courant sont dues à l'échauffement induit par le courant. La première mise en évidence expérimentale de précessions d'aimantation induite par la tension vient de M. Tsoi et al. [32] puis de l'Université de Cornell [33]. Le schéma 2.7 résume l'effet du transfert de spin sur les

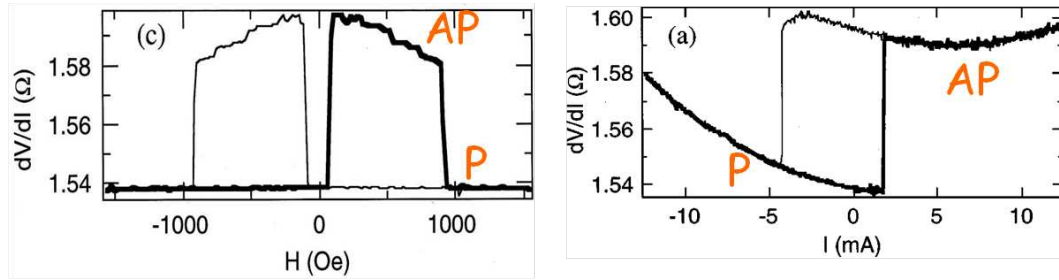


FIGURE 2.6 – (gauche) Retournement de l'aimantation induit par un champ extérieur appliqué le long de l'axe facile. (droite) Retournement de l'aimantation induit par le courant [31].

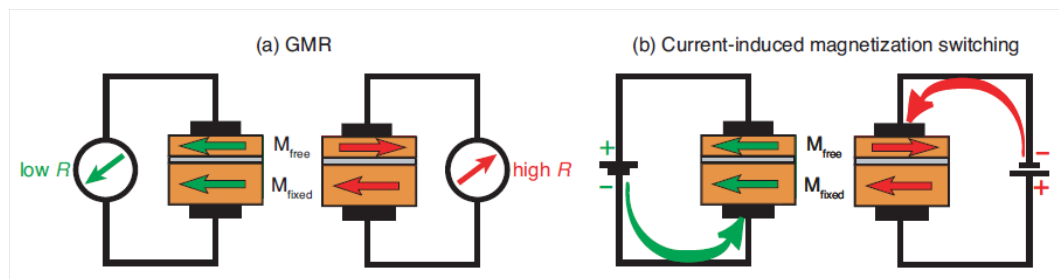


FIGURE 2.7 – Schéma de l'effet du transfert de spin induit par les deux polarité de courant [34].

deux configurations d'aimantation P et AP [34]. Lorsque les électrons vont de la couche fixe vers la couche libre, le couple favorise l'état P, tandis que lorsqu'ils vont de la couche libre vers la couche fixe, le couple favorise, par réflexion sur la couche fixe, l'état AP. Ainsi, dans les deux configurations on peut retourner l'aimantation en inversant le sens des électrons.

Pour de telles densités de courant, on pourrait supposer que le champ de Oersted soit responsable du retournement de l'aimantation. Cependant, sa symétrie est opposée aux observations expérimentales que nous venons de décrire. De plus, le champ de Oersted est proportionnel à I/d , d étant le diamètre du pilier alors que le couple de transfert de spin est proportionnel à I/d^2 . Ainsi, pour des valeurs de $d < d_c \approx 100$ nm, le couple de transfert de spin est plus important, bien que le champ de Oersted ne doive pas pour autant être oublié [34].

2.2.2 Description macroscopique du transfert de spin

En l'absence de diffusion de spin, la physique du transfert de spin est contenue dans le principe de conservation du moment angulaire. Prenons deux couches ferromagnétiques M1 et M2, comme schématisées sur la figure 2.2.2, séparées par une couche non magnétique. Les deux aimantations forment un angle θ entre elles. Les électrons itinérants incidents (de la gauche) sont polarisés en spin selon la direction de l'aimantation M1. Selon cette image, après la traversée de quelques plans atomiques de la seconde couche magnétique les spins se trouvent alignés avec M2. Peu d'électrons sont réfléchis au niveau de la transition. Ainsi, les électrons incidents perdent donc la composante de leur aimantations qui est transverse à M2 $-\Delta m$ au profit des électrons du matériau ferromagnétique ce qui modifie la direction de l'aimantation M2 et permet de lui exercer un couple perpendiculaire. En résumé, une perte de moment angulaire par l'une des espèce d'électron (en l'occurrence les électrons itinérants dans notre cas) est un gain pour l'autre.

2.2.3 Transfert de spin dans les jonctions tunnel

Stiles et al. ont montré que le transfert de spin est un effet d'interface [35]. Trois effets sont alors à l'origine de l'atténuation de la composante transverse du moment

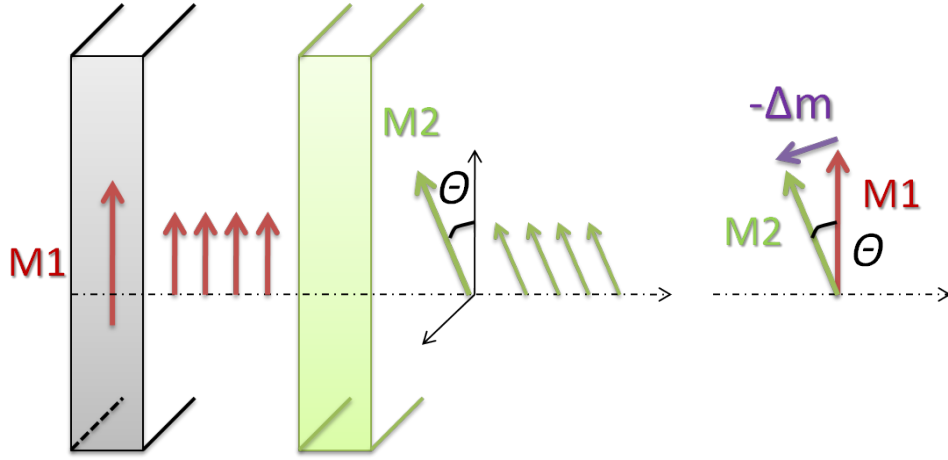


FIGURE 2.8 – a) Schéma du système magnétique étudié. b) Schéma représentant les moments magnétiques des électrons entrants μ_1 et sortants μ_2 . Ainsi que du couple de transfert de spin T dans le plan des deux aimantations.

angulaire : la dépendance des probabilités de transmission et de réflexion des électrons, la précession des spins dans le matériau ferromagnétique due à l'interaction d'échange et une annulation du courant réfléchi du fait de son déphasage avec le courant incident.

Le transfert de spin s'effectue par accumulation de spin aux interfaces. Dans le cas des jonctions tunnel magnétiques, l'accumulation de spin proportionnelle à la chute de potentiel dans la barrière. Dans le calcul développé par Slonczewski [30], on néglige la diffusion des spins. Cette approximation est justifiée dans le cas de jonctions tunnel car la diffusion est balistique [36]. Le passage des électrons par la barrière tunnel implique la nécessité d'utiliser une description semi-classique des électrons [35]. Slonczewski fait le lien entre la description du courant électrique par deux canaux et la description semi-classique des électrons. En résumé, on définit les fonctions d'onde d'électrons incidents :

$$\psi_{in} = [\cos(\theta/2)e^{-i\phi/2}|\uparrow\rangle + \sin(\theta/2)e^{i\phi/2}|\downarrow\rangle]e^{ik_x x}e^{i\vec{k}_{//}\vec{r}_{//}} \quad (2.2.1)$$

On en déduit les fonctions d'ondes transmises et réfléchies à l'interface avec le matériau ferromagnétique comme présenté dans la section 2.1.2. Les coefficients de réflexion et de transmission dépendent du spin car les spins up et down, au passage dans le ferromagnétique, ne rencontrent pas le même seuil d'énergie. En effet, dans le ferromagnétique le potentiel ressenti par les spins minoritaires est supérieur à celui ressenti

par les spins majoritaires. La différence de potentiel est l'énergie d'échange et décale les bandes d'énergie des électrons de conduction dans un ferromagnétique. Cela à aussi pour conséquence que les vecteurs d'onde, et donc les vitesses, des spins up et down soient différentes. En fin de cette analyse, on retrouve que la composante transverse du courant de spin est totalement absorbée lors du passage de l'interface.

Le couple de transfert de spin est décrit avec deux composantes. Le terme dit de Slonczewski est la composante $\vec{T}_{//}$ précédemment décrite

$$\vec{T}_{Slonc} = \gamma_0 \frac{a_j}{M_s} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{p}), \quad (2.2.2)$$

où a_j dépend du courant ainsi que des paramètres expérimentaux. Le terme, dit « field-like torque » de part son caractère similaire à un champ, s'écrit

$$\vec{T}_{field} = \gamma_0 b_j \vec{M} \times \vec{p}. \quad (2.2.3)$$

Le premier terme s'annule à courant nul tandis que ce n'est pas le cas pour le second [22, 37]. Un chapitre de revue est consacré au transfert de spin pour ceux qui désirent en savoir plus [38].

2.3 Dynamique de l'aimantation

Lorsque le couple de transfert de spin compense l'amortissement, il peut générer une précession auto-entretenu de l'aimantation. Nous appellerons ces systèmes oscillatoires les *oscillateurs à transfert de spin* (OTS). Dans un premier temps, nous allons introduire *l'équation de mouvement de l'aimantation* en l'absence puis en la présence de couple de *transfert de spin*. Dans un second temps, nous aborderons l'effet de quantification des modes d'excitations, que nous appellerons alors *ondes de spin*, afin d'amener le lecteur au modèle d'ondes de spin appliqué aux oscillateurs à transfert de spin. Nous finirons ce chapitre en présentant l'état de l'art des oscillateurs à transfert de spin, en mettant l'accent sur les études de largeur de raie et de bruit de phase.

2.3.1 L'équation de mouvement de l'aimantation

L'équation de Landau-Lifshitz

L'équation du mouvement qui régit la dynamique de l'aimantation M d'un matériau ferromagnétique soumis à un champ magnétique externe H_e , ainsi qu'à d'autres composantes de champs incluses dans le terme de champ effectif H_{eff} , a été proposée par L. Landau et E. Lifshitz (équation de LL) en 1935 [39] sous la forme suivante :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma_0 \vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}} - \frac{\lambda}{M_s^2} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}) \quad (2.3.1)$$

Le premier terme de droite de l'équation 2.3.1 est conservatif (il peut s'exprimer en terme d'énergie potentielle $U = -\mu_0 \vec{M} \cdot \vec{H}_{\text{eff}}$). Il traduit une précession de l'aimantation autour d'un champ effectif $\vec{H}_{\text{eff}}$, dite précession de Larmor. Le terme macroscopique

$$\gamma_0 \vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}} \quad (2.3.2)$$

peut aussi être obtenu par des considérations microscopiques quantiques. En effet, l'évolution temporelle de l'opérateur de spin S soumis uniquement à un champ extérieur H_e est obtenue en calculant le commutateur de $\mathbf{S}$ avec l'hamiltonien de Zeeman $\mathcal{H} = -\mu_0 \gamma \mathbf{S} \cdot H_e$, on obtient :

$$\frac{d\langle \mathbf{S} \rangle}{dt} = -\frac{i}{\hbar} \langle [\mathbf{S}, \mathcal{H}] \rangle, \quad (2.3.3)$$

où $\gamma \hbar \equiv g\mu_B$. Si l'on décompose $\mathbf{S}$ en ses composantes cartésiennes (S_x, S_y, S_z) , on obtient pour x :

$$\frac{dS_x}{dt} = \frac{i\mu_0\gamma}{\hbar} [S_x, S_x \cdot H_x + S_y \cdot H_y + S_z \cdot H_z] \quad (2.3.4a)$$

$$= -\mu_0\gamma (H_y S_z - H_z S_y). \quad (2.3.4b)$$

Et de même pour les autres coordonnées. D'où,

$$\frac{d\langle \mathbf{S} \rangle}{dt} = -\mu_0\gamma \langle \mathbf{S} \times H_e \rangle. \quad (2.3.5)$$

Ces équations sont les équivalents microscopiques de la forme vectorielle 2.3.2 où le moment magnétique $\mathcal{M}$ est proportionnel à l'opérateur de spin tel que :

$$\mathcal{M} = g\mu_B \langle S \rangle, \quad (2.3.6)$$

avec $\gamma_0 = \gamma\mu_0$. L'aimantation M est alors définie comme la somme des moments magnétiques par unités de volume

$$M = \frac{\sum \mathcal{M}}{V/N}, \quad (2.3.7)$$

V étant le volume du système et N le nombre de spins.

Remarquons que dans les systèmes magnétiques complexes, c'est $\vec{H}_{\text{eff}}$ et non uniquement le champ externe H_e , qui exerce le couple de précession sur l'aimantation. Le champ effectif $\vec{H}_{\text{eff}}$ est la position d'équilibre statique de l'aimantation qui prend en compte toutes les contributions énergétiques internes et externes au système magnétique. $\vec{H}_{\text{eff}}$ est donc la dérivée de l'énergie du système magnétique E :

$$\vec{H}_{\text{eff}} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E}{\partial \vec{M}} \quad (2.3.8)$$

E est la somme de plusieurs contributions :

$$E = E_{\text{échange}} + E_{\text{anisotropie}} + E_{\text{Zeeman}} + E_{\text{démag}} + E_{\text{magnétoelastique}} \quad (2.3.9)$$

L'énergie de l'aimantation $\vec{M}$ dans un champ extérieur appliqué H_e est l'énergie de Zeeman E_{Zeeman} . Elle est la conséquence du couplage entre l'aimantation et le champ H_e . Elle s'exprime sous la forme :

$$E_{\text{Zeeman}} = \mu_0 \vec{M} \cdot \vec{H}_e, \quad (2.3.10a)$$

$$= \mu_0 H_e M_s \cos \phi, \quad (2.3.10b)$$

où ϕ l'angle entre le champ et l'aimantation.

L'énergie d'un réseau de spin dépend de l'orientation relative des spins. Elle est appelée énergie de l'interaction d'échange, $E_{\text{échange}}$, et résulte de l'interaction réciproque entre les spins des électrons du matériaux magnétique et est issue de la compétition

entre le principe d'exclusion de Pauli et de l'interaction coulombienne des charges. Cette interaction est responsable de l'ordre magnétique totale ; ferromagnétique dans le cas étudié (les spins sont en moyenne orientés dans la même direction). Dans un matériau isotrope, l'énergie d'échange s'exprime selon deux termes :

$$E_{\text{échange}} = E_{ex,0} + E_{ex,\sim} = \frac{1}{2}\Lambda M^2 + q(\Delta\vec{M})^2 \quad (2.3.11)$$

où Λ et q sont des scalaires². Le premier terme résulte de l'interaction d'échange de l'aimantation uniforme. Le second terme exprime une augmentation de l'énergie due au non-parallélisme des spins. L'interaction d'échange s'exprime selon l'hamiltonien d'Heisenberg de l'ensemble des spins :

$$\mathcal{H} = -2 \sum_{ij} J_{ij} S_i \cdot S_j. \quad (2.3.12)$$

où J_{ij} est l'intégrale d'échange dont le signe traduit l'ordre magnétique et $S_{i,j}$ sont les spins classiques des atomes i et j . L'indice i se somme sur l'ensemble des plus proches voisins de j , qui lui se somme sur l'ensemble des spins.

Dans les matériaux magnétiques, on constate que l'aimantation a tendance à s'aligner de façon spontanée selon une direction privilégiée que nous appellerons axe de facile aimantation ou encore axe facile. Il y a plusieurs origines pour cette anisotropie magnétique. L'anisotropie magnétocristalline traduit l'influence du réseau cristallin sur l'aimantation au-travers du couplage spin-orbite. L'aimantation s'aligne avec les axes cristallographiques. L'énergie d'anisotropie $E_{\text{anisotropie}}$, dans le cas d'une maille cubique, s'exprime en fonction des angles $\alpha_{1,2..}$ entre l'aimantation et les arêtes de la maille, tel que :

$$E_{\text{anisotropie,cubique}} = K'_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \dots). \quad (2.3.13)$$

Dans le cas d'une maille hexagonale, l'aimantation s'aligne, à $T = 0$, selon un seul axe, l'axe c (le plus long de la maille hexagonale) qui devient un axe de facile aimantation. Dans notre cas, un champ magnétique est appliqué lors du recuit, alignant artificiellement l'aimantation selon la plus longue dimension latérale qui devient l'axe de facile aimantation. Les anisotropies spontanées (cristallographique etc...) sont alors

2. Seulement si le matériau est isotrope.

négligeables comparées à cet effet. De façon générale, dans le cas d'une anisotropie uniaxiale, l'énergie s'exprime en fonction de l'angle θ entre l'aimantation et l'axe de facile aimantation, tel que :

$$E_{\text{anisotropie uniaxiale}} = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta, \quad (2.3.14)$$

où K_1 et K_2 sont des constantes d'anisotropie. Le terme d'ordre 4 est, la plupart du temps, négligeable.

L'anisotropie de forme est, quant à elle, la conséquence d'effets magnétostatiques induits par la forme du matériau. C'est une conséquence de l'énergie dipolaire, $E_{\text{démag}}$, générée par les surfaces de charges fictives induites par l'aimantation non-compensée en bordure du matériau. Elle s'exprime sous la forme :

$$E_d = \frac{\mu_0}{2} \vec{M} \mathbf{N} \vec{M}, \quad (2.3.15)$$

$\mathbf{N}$ étant le tenseur de désaimantation. Dans le cas d'un ellipsoïde, les seules valeurs non-nulles sont les composantes diagonales N_x, N_y, N_z dont la somme fait un. Dans le cas d'une couche mince, $N_x \sim t/l$ et $N_y \sim t/w$ où t, l et w sont respectivement l'épaisseur ; la longueur et la largeur de la couche et $t \ll w, l$. Ces composantes traduisent le rapport d'aspect de l'échantillon. $H_{dm} = -\mathbf{N} \cdot \vec{M}$ est le champ démagnétisant ; Dans le cas d'un matériau ellipsoïdal, lorsque $\vec{M}$ et $\vec{H}$ sont uniformes, l'énergie démagnétisante s'écrit :

$$E_d = \frac{\mu_0}{2} \mathbf{N} M_s^2, \quad (2.3.16)$$

et si $\vec{M}$ n'est pas colinéaire à l'axe facile, elle s'exprime, en fonction l'angle θ entre l'aimantation et l'axe de facile aimantation, en fonction des composantes unitaires de l'aimantation (m_x, m_y, m_z) , tel que :

$$E_d = \frac{\mu_0}{2} M_s^2 (N_x m_x^2 + N_y m_y^2 + N_z m_z^2), \quad (2.3.17a)$$

$$= -\frac{\mu_0}{2} M_s^2 ((N_y - N_x) m_x^2 + (N_y - N_z) m_z^2). \quad (2.3.17b)$$

où l'anisotropie de forme s'exprime tel que

$$H_k = (N_y - N_x)M_s. \quad (2.3.18)$$

Dans une couche mince où x est colinéaire à l'axe facile, y à l'axe difficile et z est perpendiculaire à la couche, m_z est négligeable et, d'après le principe de conservation de la norme de l'aimantation, on a :

$$m_x^2 + m_y^2 + m_z^2 = 1. \quad (2.3.19)$$

On écrit donc

$$E_d = -\frac{\mu_0}{2} M_s^2 (N_y - N_x) m_x^2, \quad (2.3.20a)$$

$$= -\frac{\mu_0}{2} M_s^2 (N_y - N_x) \cos^2 \theta, \quad (2.3.20b)$$

$$= -\frac{1}{4} \mu_0 M_s^2 (N_y - N_x) \cos 2\theta. \quad (2.3.20c)$$

Dans notre cas, les échantillons ont un axe facile d'aimantation bien défini et se comportent comme un système uniaxial.

Le second terme de l'équation 2.3.1 est le couple d'amortissement. Quant à la constante λ , c'est la constante d'amortissement. C'est une valeur intrinsèque au matériau, elle peut être considérée comme l'inverse du facteur de qualité du résonateur magnétique (voir section 1.1.1). Le couple d'amortissement traduit les pertes énergétiques de l'aimantation dynamique. Il s'applique perpendiculairement au couple de précession qu'il ralentit. L'origine microscopique de cette amortissement est le sujet d'intense recherche [40, 41]. Gilbert suggère [42] un amortissement du mouvement dû à un transfert d'énergie cinétique et potentielle du mouvement macroscopique en énergie cinétique microscopique thermique. Ce serait donc un transfert d'énergie du mode excité magnétique vers des modes d'autres degrés de liberté du système comme par exemple, l'énergie thermique des ondes de spin ou des phonons (vibrations du réseau cristallin)³, ou encore en excitations thermiques des électrons de conduction (courant

3. Couplage magnon-magnon ou couplage magnon-phonon via l'interaction spin-orbite.

de Foucault).

L'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert

Cependant, bien que l'équation de LL fut corroborée par de nombreuses mesures expérimentales, elle est souvent remplacée par une reformulation proposée par T. L. Gilbert [42, 43]⁴ où le terme d'amortissement par une force d'amortissement phénoménologique de type visqueuse. L'équation de la dynamique d'aimantation proposée par Gilbert s'écrit sous la forme :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma_0 \vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}. \quad (2.3.21)$$

On remarque que l'équation LL et l'équation LLG sont équivalentes du point de vue mathématique. En effet, si l'on met l'équation LLG sous la forme de l'équation LL, on obtient :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\frac{\gamma_0}{1+\alpha^2} \vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}} - \frac{\alpha\gamma_0}{(1+\alpha^2)M_s^2} \vec{M} \times \vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}. \quad (2.3.22)$$

On pose $\gamma_0^* = \frac{\gamma_0}{1+\alpha^2}$, on peut alors réécrire l'équation LLG sous la même forme que l'équation LL en remplaçant γ_0 par γ_0^* . La seule différence entre les deux équations est alors que, dans l'équation LL, α ne contribue pas au coefficient de précession (γ_0) alors que dans l'équation LLG, α modifie γ^* . Cela signifie que la valeur de l'amortissement modifie la précession. Rappelons que l'on avait noté $\omega = \omega_0 \sqrt{1+\alpha^2}$ la fréquence d'un oscillateur amorti. Dans la plupart des cas, $\alpha \ll 1$ et l'impact de α dans la fréquence est négligeable. Seule l'équation LLG tient compte de l'impact de l'amortissement, dans le cas de valeurs importantes de α .

L'équation LLG ainsi écrite correspond à l'équation de la dynamique d'oscillations amorties vue dans le chapitre 1. Pour obtenir un oscillateur, il faut donc en plus inclure au système une source d'énergie, afin d'obtenir un système d'oscillations entretenues. Nous avons vu dans la section précédente, que lorsqu'un courant polarisé en spin tra-

4. La référence [42] n'est qu'un résumé. Ce rapport ne fut jamais publié. Une description de ce travail a été ultérieurement publiée en 2004 dans « A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials », IEEE Trans. Mag. 40 (6) : 3443–3449" [43].

verse un matériau ferromagnétique, il induit un transfert de moment magnétique du courant d'électrons vers l'aimantation ce qui résulte en un couple appliqué sur l'aimantation, appelé couple de transfert de spin ou encore couple de Slonczewski. On appellera ces systèmes magnétiques les *oscillateurs à transfert de spin*. L'équation de la dynamique d'aimantation, nommée maintenant Landau-Lifshitz-Gilbert-Slonczewski (LLGS), s'écrit :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma_0 \vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \frac{\sigma I}{M_s} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{P}). \quad (2.3.23)$$

Dans le cas limite où P , la polarisation en spin du courant incident, est parallèle à $\vec{H}_{\text{eff}}$, le couple de transfert de spin s'oppose entièrement à l'amortissement et de ce fait, compense les pertes énergétiques engendrées par le second terme. Le terme de Slonczewski est proportionnel au courant. Dans l'équation LL, le terme d'amortissement s'écrit $-\frac{\lambda}{M_s^2} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}})$. Il apparaît donc que le terme de Slonczewski est opposé à l'amortissement. On peut représenter schématiquement le mouvement de l'aimantation macrospin selon le schéma 2.9. On constate que, bien que la direction du couple de Slonczewski soit la même que celle de l'amortissement, le sens quant à lui, est donné par le sens du courant appliqué. Ainsi, pour un sens du courant, ce couple compense les pertes, alors que pour l'autre, il accentuera ces mêmes pertes.

A partir de l'équation LLGS on peut faire certaines remarques, notamment que le transfert de moment montre deux signatures caractéristiques. La première signature du couple de transfert de spin est une forte asymétrie en fonction du signe du courant. On s'attend donc à ne générer d'oscillations entretenues que dans le premier cas. La seconde signature du transfert de spin est le seuil de l'oscillation entretenue, atteint lorsque le couple compense l'amortissement. Le seuil d'oscillation dépend majoritairement de M_s , H et α . Les discussions sont cependant encore en cours quant à la méthode de détermination du seuil.

L'amortissement est la contribution majeure à la largeur de raie d'un résonateur mais l'origine de la forme de la raie spectrale d'un oscillateur à transfert de spin est moins bien connue. On l'associe majoritairement au bruit de phase qui sera le thème le plus abordé au long de cette étude. Mais dans le contexte de la signature du transfert

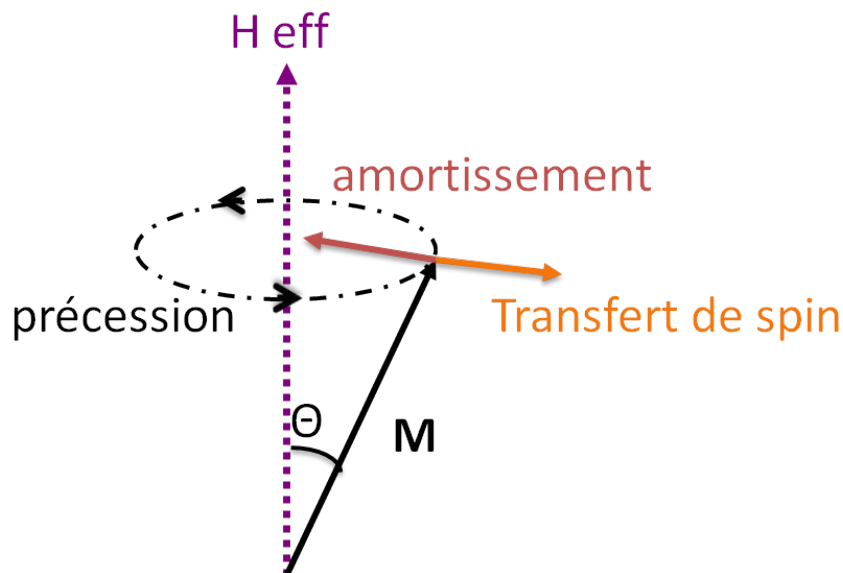


FIGURE 2.9 – Schéma de la dynamique d'aimantation soumis à un champ effectif H_{eff} ainsi qu'aux couples d'amortissement et de transfert de spin.

de spin, on s'attend à un comportement opposé de la largeur de raie suivant les deux signes du courant. L'un accentue l'amortissement et donc augmente la largeur de raie alors que l'autre compense l'amortissement et diminue la largeur de raie.

2.3.2 Le concept de magnon

Le concept de magnon fut proposé en 1930 by F. Bloch [44] afin d'expliquer la réduction de l'aimantation avec une augmentation de la température,

$$\frac{M(T)}{M_0} = 1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^{3/2}, \quad (2.3.24)$$

où T_c est la température de Curie. Notons que les méthodes classiques de mesure d'aimantation mesurent M_z , la projection de l'aimantation (c'est-à-dire la somme des moments magnétiques de tous les spins) sur l'axe de précession z . Rappelons que le matériau ferromagnétique est décrit, à l'échelle microscopique, comme un réseau de spin. A température nulle, on suppose que tous les spins sont alignés selon la même direction. L'aimantation est donc égale à l'aimantation à saturation $M_z(T = 0) = \sum_i \frac{\mathcal{M}_{z,i}(T=0)}{V} = M_s$, où i est sommé sur tous les spins. Lorsque la

température augmente, l'énergie de l'agitation thermique peut retourner certains spins mais ceci est une configuration très défavorable énergétiquement. Une configuration d'énergie plus faible et équivalente à la précédente est de considérer que **cette énergie est répartie entre tous les spins du réseau**. Chaque spin entame un mouvement de précession. Au cours de ce processus, dans un matériau de taille infini, la minimisation de l'énergie d'échange et de l'énergie de Zeeman entre les spins voisins implique que la configuration de plus basse énergie soit un scénario où les spins précessent en conservant un même angle entre leur direction de moment magnétique, comme représenté sur la figure 2.10a. On voit maintenant, grâce au déplacement des flèches représentant les spins, apparaître le comportement ondulatoire de ces excitations. On les appellera ondes de spin. Similaires aux phonons, les ondes de spin sont une propagation générale d'une onde due à la précession locale des spin. On peut montrer que l'angle que forme les spins et le champ effectif (angle d'ouverture β) est le même pour tous les spins [45]. L'angle entre les spins voisins, quant à lui, est donné par le vecteur d'onde. Le mode uniforme de plus basse énergie évoqué juste auparavant est le mode de vecteur d'onde $k = 0$ en l'absence d'effets dipolaires. Dans de fines couches ferromagnétiques, il a été démontré qu'il existe plusieurs modes proches du mode uniforme (k petit) : les modes dits backward volume (BV), dont le vecteur d'onde est parallèle à $\vec{M}_s$, et les modes de Damon-Eshbach (DE), dont le vecteur d'onde est parallèle à $\vec{M}_s$ [46]. Les modes d'ordre supérieur sont des ondes stationnaires de vecteurs d'onde perpendiculaires et sont non-uniformes (correspondant à l'onde de spin représentée sur le schéma 2.10b).

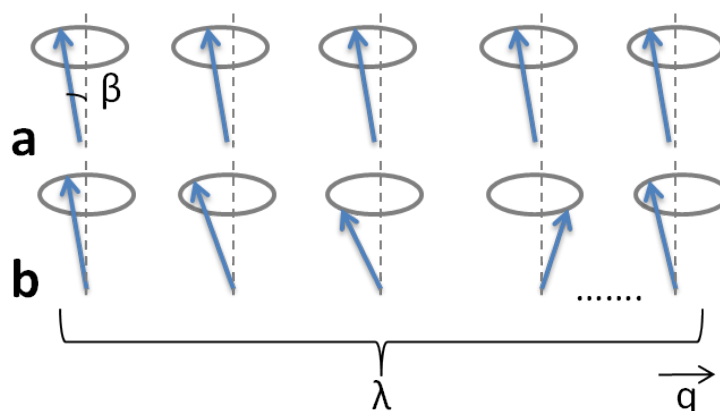


FIGURE 2.10 – a) Onde de spin uniforme $k = 0$. b) Onde de spin nonuniforme $k \neq 0$.

Le magnon est défini comme le quantum d'une onde de spin. Équivalente à l'énergie de retournement d'un spin, l'énergie d'un magnon est :

$$E_k = \hbar\omega_k. \quad (2.3.25)$$

Cette énergie dépend de l'onde de spin (on note mode k le mode d'énergie n_k magnons), du champ magnétique $\vec{H}$ et des propriétés magnétiques du système.

Selon la définition des magnons, la population de magnon est la raison de la diminution de M_z avec la température tel que :

$$M_z = M_s(V/N) - \sum n_k \gamma \hbar. \quad (2.3.26)$$

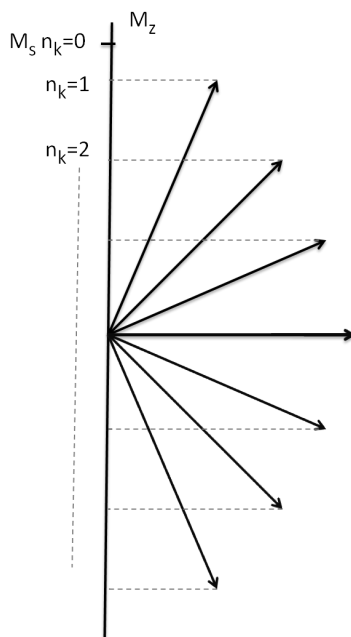
n_k désigne le nombre de magnons thermiquement peuplés. Les magnons sont des bosons. n_k est donc fonction de la température telle que $n_k = \frac{1}{e^{\hbar\omega_k/kT} - 1}$. Chaque magnon peuplé réduit l'aimantation M_z d'une quantité $\gamma\hbar \equiv g\mu_B$ comme représenté dans la figure 2.11, μ_B étant le magnéton de Bohr. Sur cette figure, l'aimantation est représentée dans différents cas selon que n_k soit égal à 1, 2, Lorsque n_k augmente, la projection de l'aimantation sur l'axe z diminue. L'énergie totale du système magnétique est alors la somme des énergies des modes k , contenant n_k magnons d'énergie $\hbar\omega_k$:

$$E_k = \sum_k n_k \hbar\omega_k. \quad (2.3.27)$$

L'équation 2.3.26 peut être démontrée soit à partir d'une méthode hamiltonnienne sur l'opérateur de spin S , détaillée pas à pas dans de nombreux ouvrages [47, 45], soit par la même méthode appliquée directement à l'équation de la dynamique du macrospin 2.3.23 [48].

2.3.3 Les ondes de spin

Nous avons vu comment des excitations collectives dans l'agencement des spins - présentées comme des quasi-particules appelées magnons- peuvent rendre compte de la variation de l'aimantation en fonction de la température. Nous allons maintenant

FIGURE 2.11 – Relation entre le nombre de magnon peuplé et M_z .

introduire les éléments mathématiques clefs permettant, à partir de l'hamiltonien d'un système magnétiques, de développer ce modèle en prenant en compte les interactions connus puis comment décrire l'oscillateur à transfert de spin selon une approche analytique décrite en terme d'ondes de spin, formulation qui se rapproche plus du chapitre 1 où l'on a commencer à décrire les oscillateurs de façon très générale.

L'hamiltonien décrivant un système ferromagnétique en présence d'un champ est la somme des hamiltoniens de Heisenberg (échange), de Zeeman et dipolaire :

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & -2J \sum_{i,j} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - g\mu_B H^* \sum_i S_{i,z} \\ & + \frac{1}{2} \sum_{i,j} [R_{ij}^2 (S_i \cdot S_j) - 3(R_{ij} \cdot S_i)(R_{ij} \cdot S_j)], \end{aligned} \quad (2.3.28)$$

où J est l'intégrale d'échange. S_j est un vecteur classique représentant le spin de l'atome j . L'indice j se somme les plus proches voisins. L'indice i se somme sur l'ensemble des spins. R_{ij} est la position relative des spins i et j . H^* est la somme des champs extérieurs.

Dans l'état fondamental, l'opérateur de spin vérifie les équations

$$S_i^2|0\rangle = NS(NS+1)|0\rangle, \quad (2.3.29a)$$

$$S_{i,z}|0\rangle = NS|0\rangle, \quad (2.3.29b)$$

où N est le nombre total de spins. Cet hamiltonien n'est pas diagonalisable. Il faut donc appliquer quelques transformations et changements de variable afin d'écrire l'hamiltonien tel que, pour une valeur propre $|n_k\rangle$ de $\mathcal{H}_k$:

$$\mathcal{H}_k|n_k\rangle = \hbar\omega_k|n_k\rangle, \quad (2.3.30)$$

et que son énergie s'écrive sous la forme :

$$E_k = \sum_k \hbar\omega_k n_k. \quad (2.3.31)$$

Pour ce faire, on applique la transformation de Holstein-Primakoff [49]⁵ en introduisant :

$$S_j^+ = S_{jx} + S_{jy} = (2S)^{1/2}(1 - a_j^\dagger a_j/2S)^{1/2}a_j \quad (2.3.32a)$$

$$S_j^- = S_{jx} - S_{jy} = (2S)^{1/2}a_j^\dagger(1 - a_j^\dagger a_j/2S)^{1/2} \quad (2.3.32b)$$

$$S_{jz} = S - a_j^\dagger a_j. \quad (2.3.32c)$$

où les opérateurs $a_j^\dagger$ et a_j sont les opérateurs de retournement du spin j et de remise à l'équilibre du spin j . Ces opérateurs sont conjugués l'un de l'autre tel que

$$[a_j, a_j^\dagger] = 1. \quad (2.3.33)$$

Le premier exprime le fait qu'un spin du système soit retourné, le second exprime le fait qu'un spin soit retiré au système. L'opérateur indiquant le renversement de spin au site j d'un système est défini comme

$$n_j = a_j^\dagger a_j. \quad (2.3.34)$$

5. Ils furent les premiers à fournir une justification rigoureuse de la théorie d'onde de spin de Bloch.

Ces opérateurs auraient suffi à rendre l'hamiltonien du système diagonalisable s'il n'y avait pas d'interaction entre les spins. Dans le cas contraire, l'hamiltonien n'est pas seulement décrit par des produits $a_j^\dagger a_j$ (seul S_{jz} l'est, voir équation 2.3.32c) mais contient des produits plus compliqués (incluent dans 2.3.32a et 2.3.32b).

On introduit alors les opérateurs similaires $b_k^\dagger$ et b_k , qui sont aussi des opérateurs création et annihilation de magnons de vecteur d'onde k , comme étant les transformées de Fourier des opérateurs $a_j^\dagger$ et a_j :

$$a_j = N^{-1/2} \sum_k e^{ik \cdot x_j} b_k \quad (2.3.35a)$$

$$a_j^\dagger = N^{-1/2} \sum_k e^{ik \cdot x_j} b_k^\dagger \quad (2.3.35b)$$

où x_j donne la position du spin j . De là en découle pour l'hamiltonien 2.3.28 l'expression :

$$H_k = \sum_k A_k (b_k^\dagger b_k + b_{-k}^\dagger b_{-k}) + B_k b_k b_{-k} + B_k^* b_k^\dagger b_{-k}^\dagger, \quad (2.3.36)$$

où z est le nombre de plus proches voisins. A_k exprime l'énergie d'ondes de spin. Il représente les excitations uniformes non-amorties (interaction à deux magnons) et s'exprime en fonction des énergies de Heisenberg, de Zeeman et d'échange. B_k s'exprime en fonction de l'énergie dipolaire (troisième terme de l'hamiltonien). $b_k b_{-k}$ traduit un processus d'annihilation d'un magnon de vecteur d'onde $-k$. Ce second terme de l'hamiltonien est non-diagonal. Une troisième transformation, dite de Bogoliubov, définie de nouveaux opérateurs c_k et c_{-k} comme étant des combinaisons linéaires des opérateurs b_k et b_{-k} :

$$c_k = u_k b_k - v_k b_{-k}^\dagger, \quad (2.3.37a)$$

$$c_{-k} = u_k b_{-k} - v_k b_k^\dagger, \quad (2.3.37b)$$

où

$$(\hbar\omega_k - A_k)u_k = -B_k v_k, \quad (2.3.38a)$$

$$(\hbar\omega_k + A_k)v_k = u_k B_k^*. \quad (2.3.38b)$$

L'hamiltonien final au premier ordre est

$$\mathcal{H} = \sum_k \hbar \omega_k c_k^\dagger c_k, \quad (2.3.39)$$

de la forme attendue. L'hamiltonien contient des termes d'ordres supérieurs qui peuvent être négligés (plus de deux opérateurs c).

Si l'on calcule l'aimantation totale M_z à partir de cet opérateur, on obtient l'équation 2.3.26 :

$$M_z = M_s(V/N)[1 - \sum_k n_k \hbar \omega_k] \quad (2.3.40a)$$

$$= M_s(V/N)[1 - \sum_k c_k^\dagger c_k \hbar \omega_k], \quad (2.3.40b)$$

$$\hbar \omega_k = [(Dk^2 + \hbar \gamma H^*)(Dk^2 + \hbar \gamma H^* + 4\pi \hbar \gamma M \sin^2 \theta_k)]^{\frac{1}{2}}, \quad (2.3.40c)$$

n_k étant toujours le nombre de magnons peuplant le mode k .

Selon ce formalisme les ondes de spins sont associées à des quasi-particules soumis à un mouvement d'oscillateurs harmoniques que l'on peut facilement écrire sous la forme de l'oscillateur universel 1.3.6 :

$$\frac{dc_k}{dt} = -i\omega_k c_k, \quad (2.3.41)$$

c_k étant ici un paramètre complexe. La masse m^* des quasi-particules est de l'ordre de dix fois la masse électronique pour des matériaux ferromagnétiques dont la température de Curie est supérieure ou égale à la température ambiante.

2.3.4 Le formalisme des ondes de spin appliqué aux oscillateurs à transfert de spin

Un courant polarisé en spin traversant une fine couche ferromagnétique induit un couple sur l'aimantation de la couche magnétique. Nous avons vu, dans le formalisme de l'équation LLG, que ce couple compense l'amortissement. On peut donc lui attribuer une augmentation de l'angle de précession due au courant (figure 2.11). Cette augmentation de l'angle de précession lorsque l'on augmente le courant est donc attribuée à des magnons induits par le transfert de spin [45] et a pour conséquence la diminution de M_z .

A partir de là, on va décrire la dynamique de l'aimantation induite par transfert de spin par une approche corpusculaire de magnons en prenant pour base le formalisme de la section précédente. Cette approche analytique fut proposée simultanément par S. Rezende [50, 51] et A. Slavin et P. Kabos [48] en 2005. On considère un système de

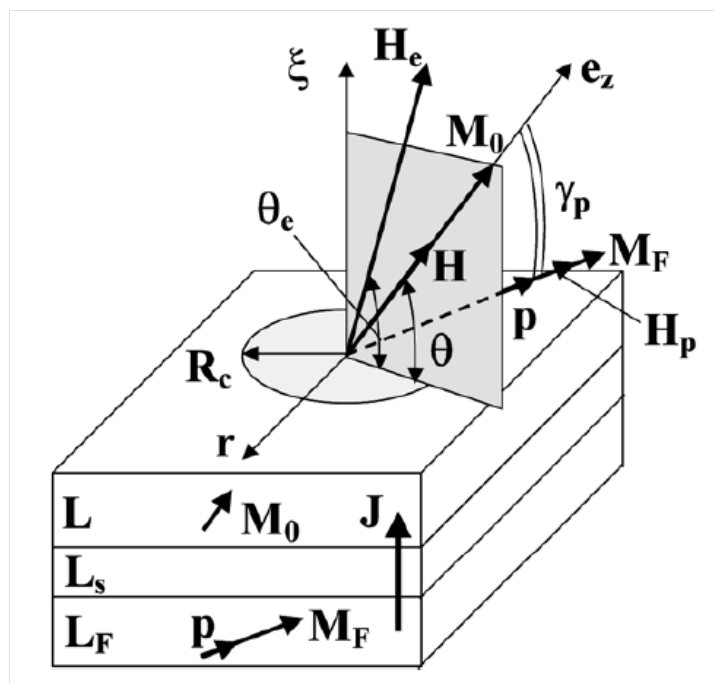


FIGURE 2.12 – Schéma d'une structure de trois couches (couche fixe-barrière-couche libre) avec le système de coordonnées utilisé. L est l'épaisseur de la couche "libre". L_s est l'épaisseur de la barrière et L_F est l'épaisseur de la couche fixe. M_0 est l'aimantation de la couche libre et M_F de la couche fixe. H est le champ magnétique interne. Il fait un angle θ avec la couche. H_e est le champ externe. Il fait un angle θ_e avec la couche. R_c est le rayon du contact, p est le vecteur unitaire de polarisation de spin, et J la densité de courant.

trois couches (couche fixe-barrière-couche libre) gravées sous la forme d'un nanopillier circulaire. Les différentes aimantations des couches et les champs sont représentés sur la figure 2.12. On considère un courant I perpendiculaire au plan des couches ayant une section circulaire $S_c = \pi R_c^2$ et un champ externe H_0 perpendiculaire aux couches. Le champ effectif dans cette géométrie hautement symétrique est $H_{\text{eff}} = (H_0 - 4\pi N_z M)\mathbf{p}$. La dynamique d'aimantation de la couche libre est, dans un premier temps, décrite par

l'équation LLGS incluant le couple de transfert de spin :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma_0 \vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_0} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \frac{\sigma I}{M_0} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{P}).$$

L'axe z est colinéaire à M_0 , l'aimantation de la couche libre. Les vecteurs aimantations et polarisation sont décomposés selon leur composante sur $\vec{e}_z$ plus une composante perpendiculaire à $\vec{e}_z$, considérée comme petite dans l'hypothèse de faibles angles de précession. Le couple de transfert de spin s'écrit alors

$$\mathbf{T}_I \cong \frac{\sigma I}{M} p_z M_z \mathbf{m}_\perp. \quad (2.3.42)$$

Les transformations de Holstein-Primakoff [49] et Bogolyubov sont appliquées à l'équation 2.9 dans le cadre de ces approximations. On fait l'hypothèse que le transfert de spin n'excite qu'un seul mode d'onde de spin, le mode uniforme. On ne somme donc plus sur k .⁶ On pose c une variable complexe sans dimension décrivant l'amplitude complexe de l'onde de spin excitée. Elle est définie sous la forme

$$c = \frac{M_x - iM_y}{\sqrt{2M_0(M_0 + M_z)}}. \quad (2.3.43)$$

On retrouve alors l'expression de la diminution de M_z par la population de magnons

$$M = M_0(1 - 2|c|^2)\hat{e}_z + M_0\sqrt{1 - |c|^2}[(\hat{e}_x + i\hat{e}_y)c + (\hat{e}_x - i\hat{e}_y)c^*], \quad (2.3.44)$$

où $|M| = M_0$. On peut alors réécrire l'équation LLGS sous la forme de l'équation générale [48] de la dynamique de l'amplitude complexe de l'onde de spin en fonction du temps :

$$\frac{\partial c}{\partial t} + i\omega(p)c + \Gamma_+(p)c - \Gamma_-(p, I)c = f(t). \quad (2.3.45)$$

(On utilise les notations de la référence [53].) $f(t)$ est un terme de bruit stochastique discuté ultérieurement. Les interactions à trois magnons sont négligées. $c(t)$ est l'amplitude complexe sans dimensions pour le mode d'onde de spin k dont la puissance est

6. Un article récemment publié propose une théorie à deux modes [52].

$p = |c|^2 = \frac{M_s - M_z}{2M_0}$. L'angle polaire de précession est

$$\theta \equiv \arccos(M_z/M_0) = \arccos(1 - 2p). \quad (2.3.46)$$

Γ_+ est l'ensemble des termes d'amortissement (incluant le terme d'amortissement non-linéaire Q proposé par V. Tiberkevich [54]). Au premier ordre, il s'écrit

$$\Gamma_+(p) \approx \Gamma_0(1 + Qp). \quad (2.3.47)$$

On remarque que si $\Gamma_+ = \Gamma_- = 0$, on retrouve l'équation d'un oscillateur universel nonlinéaire :

$$\frac{\partial c}{\partial t} + i\omega(p)c = 0. \quad (2.3.48)$$

Ainsi on peut décrire la somme des couples $\Gamma_+ - \Gamma_-$ comme étant similaire à l'amortissement effectif α_{eff} (α s'il n'y a pas de source d'énergie dans le système). $\Gamma_+ - \Gamma_-$ diminue donc si une source compense l'amortissement. La solution générale de 2.3.48 est

$$c(t) = \sqrt{p}e^{-i\omega(p)t + i\phi_0}, \quad (2.3.49)$$

où ϕ_0 est la phase initiale. La fréquence de précession $\omega(p)$ des oscillateurs à transfert de spin dépend de la puissance de l'oscillation tel que :

$$\omega(p) \approx \omega_0 + Np + N_2p^2. \quad (2.3.50)$$

N et N_2 sont les coefficients de nonlinéarité de la fréquence en fonction de la puissance.

Le couple $\Gamma_-(p, I)$ est le couple de transfert de spin induit par le courant I . Pour un sens du courant, il s'oppose au couple d'amortissement et s'écrit (au premier ordre) :

$$\Gamma_-(p) \approx \sigma I(1 - p). \quad (2.3.51)$$

σ est l'efficacité du transfert de spin [48]

$$\sigma = \varepsilon \frac{g\mu_0\mu_B}{2M_0S_cLe}. \quad (2.3.52)$$

L est l'épaisseur de la couche « libre ». e est le module de la charge de l'électron et

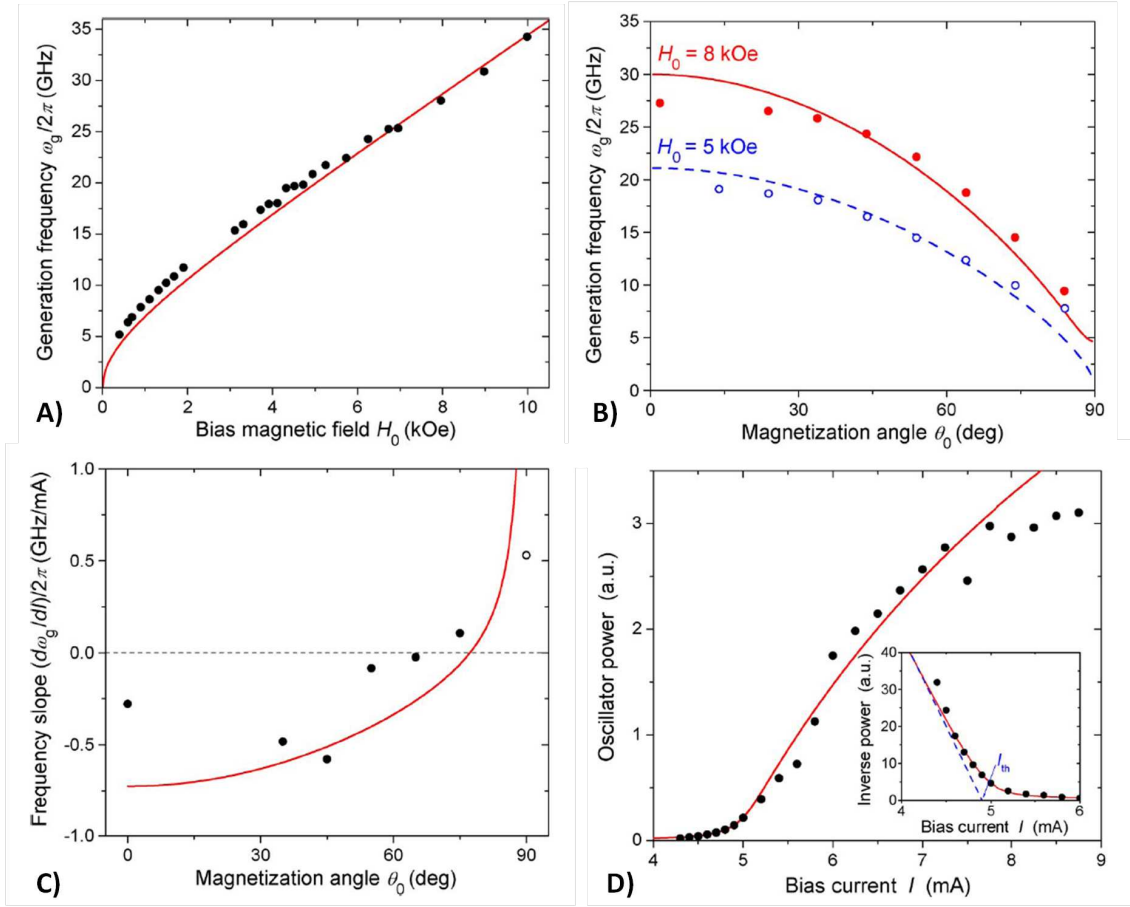


FIGURE 2.13 – Comparaison entre la théorie et les expériences, tirés de [48, 53].

ε l'efficacité de polarisation en spin. Ce modèle d'oscillateurs nonlinéaires rend bien compte des comportements de la fréquence en fonction de l'amplitude ou de l'angle du champ, ou encore du courant. Les figures 2.13a,b,c tirés de [48] comparent les courbes théoriques aux mesures de [55, 56].

Le seuil d'auto-oscillation est atteint lorsque les parties linéaires des deux couples sont égales,

$$\Gamma_{-}(0) = \Gamma_{+}(0), \quad (2.3.53a)$$

$$I_{th} = \Gamma_0/\sigma. \quad (2.3.53b)$$

Suffisamment au dessus du seuil la puissance stable de précession p_0 est définie telle

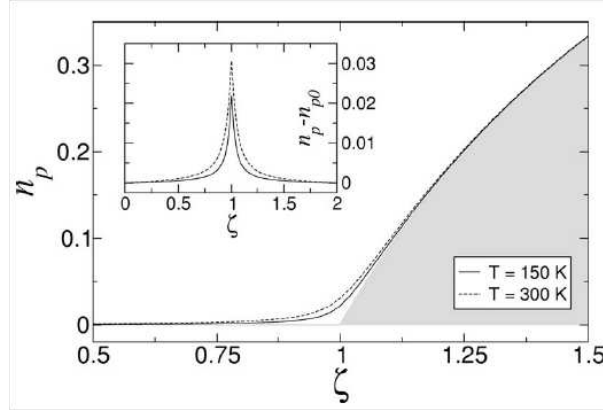


FIGURE 2.14 – Population de magnons thermiquement excités n_p en fonction du terme de supercriticalité, proportionnel au courant : $\zeta = \frac{I}{I_{th}}$ [57].

que

$$\Gamma_-(p_0) = \Gamma_+(p_0). \quad (2.3.54)$$

Il faut cependant noter un fait très important. En effet, dans ces premiers travaux [50, 51, 48], les excitations thermiques n'étaient pas pris en compte. Par la suite, un terme stochastique $f(t)$ fut ajouté à la façon d'une équation de Langevin (terme de droite de l'équation 2.3.45) [57, 53]. Il décrit un bruit blanc aléatoire distribué de façon gaussienne. Sa fonction d'autocorrélation satisfait

$$\langle f^*(t)f(t') \rangle = 2D\delta(t - t') \quad (2.3.55)$$

où D est le coefficient de diffusion du bruit. Ce bruit thermique peut donc, à température ambiante, générer des magnons comme on le voit sur la figure 2.14 [57]. En conséquence, le seuil d'oscillation entretenue est lissé. La figure 2.13D montre la comparaison entre la puissance calculée théorique en prenant en compte le bruit stochastique et les résultats expérimentaux de [58]. Le seuil à température nulle utilisé est estimé par un ajustement linéaire de la décroissance de l'inverse de la puissance en fonction du courant. La dépendance linéaire est nommée le régime sous-critique. Une méthode utilisée pour déterminer le seuil est d'utiliser la dépendance de la largeur de raie avec le courant. L'élargissement de la raie dû au bruit thermique est pris en compte dans la

théorie [57]. La largeur de raie s'écrit

$$\text{Dans le régime sous-critique : } \Delta\omega = \Sigma_0 - \sigma I \quad (2.3.56a)$$

$$\text{Dans le régime entretenu : } \Delta\omega = \Sigma_0(k_B T/E_0)[1 + (N/\Gamma_{\text{eff}})^2] \quad (2.3.56b)$$

La raie est de forme Lorentzienne [57] mais est déformée de façon asymétrique au voisinage du seuil [59] ainsi qu'aux hautes températures du fait de la nonlinéarité et du bruit de phase [60]. Des études théoriques de différentes sortes ont aussi été développées introduisant ces effets par un champ fluctuant [61] ou encore en linéarisant les équations de dynamique [62].

D'après l'équation de la dynamique stochastique des oscillateurs non-linéaires (éq. 2.3.45), on exprime l'évolution des fluctuations de puissance et de phase, δp et ϕ , telle que :

$$\frac{d\delta p}{dt} + 2\Gamma_p \delta p = 2\sqrt{p_0} \text{Re}[\tilde{f}_n(t)], \quad (2.3.57a)$$

$$\frac{d\phi}{dt} + \omega(p_0) = \frac{1}{\sqrt{p_0}} \text{Im}[\tilde{f}_n(t)] - N\delta p, \quad (2.3.57b)$$

où Γ_p est le taux de restauration des fluctuations de puissance [60]. On voit donc l'influence du terme stochastique $\tilde{f}_n(t)$ dans la dynamique des fluctuations de puissance et de phase ainsi qu'un terme supplémentaire $-N\delta p$ dans l'expression des fluctuations de phase qui traduit l'élargissement de la raie spectrale par l'ajout d'un temps de cohérence correspondant à la relaxation des fluctuations de puissance. Dans ce cas, la fonction de corrélation des fluctuations de puissance s'exprime

$$\kappa_p(\tau) = \langle \delta p(\tau) \delta p(0) \rangle = p_0^2 \frac{\Gamma_+(p_0)}{\Gamma_p} e^{-2\Gamma_p |\tau|}, \quad (2.3.58)$$

où $\Gamma_+(p)$ est l'amortissement naturel défini par les processus de dissipation du système [60]. La variance de phase, quant à elle revêt une expression complexe :

$$\Delta\phi^2(t) = 2\Delta\omega_0 \left[(1 + \nu^2)|t| - \nu^2 \frac{1 - e^{-2\Gamma_p |t|}}{2\Gamma_p} \right], \quad (2.3.59)$$

où ν est le coefficient de nonlinéarité sans dimension définit tel que [60]

$$\nu = \frac{\partial_p \omega}{\partial_p (\Gamma_+ - \Gamma_-)}. \quad (2.3.60)$$

Il est proportionnel au coefficient de nonlinéarité de la fréquence N . L'expression de la variance de phase sera discutée en détails dans le chapitre 5. Un article de revue de ces résultats a été publié en 2009 [5].

2.4 Etudes expérimentales des oscillateurs à transfert de spin et applications

2.4.1 Oscillateurs à transfert de spin : premières études, état de l'art

Les premières mises en évidence expérimentales d'oscillations induites par transfert de spin furent réalisées via des mesures de résistances différentielles $\frac{dV}{dI}$ dans des nanocontacts métalliques [32, 63], puis dans des nanopiliers [33, 64]. Ces excitations se traduisaient par des pics dans les courbes de résistance différentielle au moment de la mise en précession, comme montré dans la figure 2.15a). Ces excitations exhibaient un comportement asymétrique par rapport au signe du courant, caractéristique du transfert de spin, ainsi qu'un seuil en courant dépendant linéairement du champ (voir l'encadré de la figure 2.15a). La fréquence des pics dépend quasi-linéairement du champ appliqué.

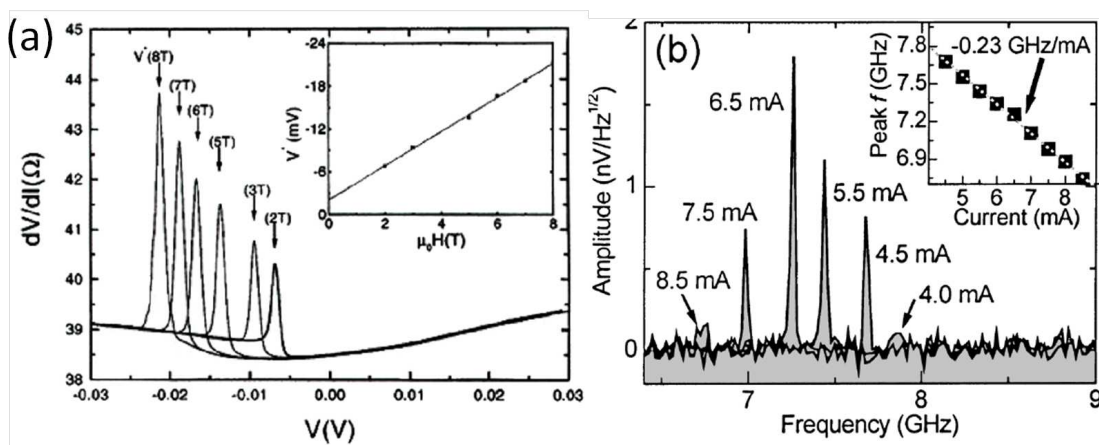


FIGURE 2.15 – Mesures de résistance différentielle mettant en évidence des oscillations induites par le transfert de spin [32]. Dépendance du seuil en fonction du champ appliqué (encadré). Premières mesures de densités spectrales d'oscillations induites par le transfert de spin [65]. Dépendance de la fréquence en fonction du courant appliqué (encadré).

Des mesures de puissances spectrales vinrent ensuite confirmer ces mesures [65, 66, 67]. Les oscillations mesurées se trouvent dans la gamme des giga-hertz (voir figure 2.15b). Les oscillateurs à transfert de spin sont donc de bons candidats pour les technologies de télécommunication [68]. Une démonstration de la viabilité des OTS en temps que transmetteur d'information avec une configuration d'antenne a déjà été publié (voir le schéma 2.16) [69]. De telles oscillations sont raisonnablement bien modélisées par le modèle macrospin [67, 70] ainsi que par les simulations micromagnétiques [67, 71]. Mais l'intérêt d'associer les mesures expérimentales avec le modèle d'onde de spin détaillé ci-dessus reste entier car il permet l'extraction de paramètres telle que la nonlinéarité ou les temps de corrélation des fluctuations [72, 73, 74].

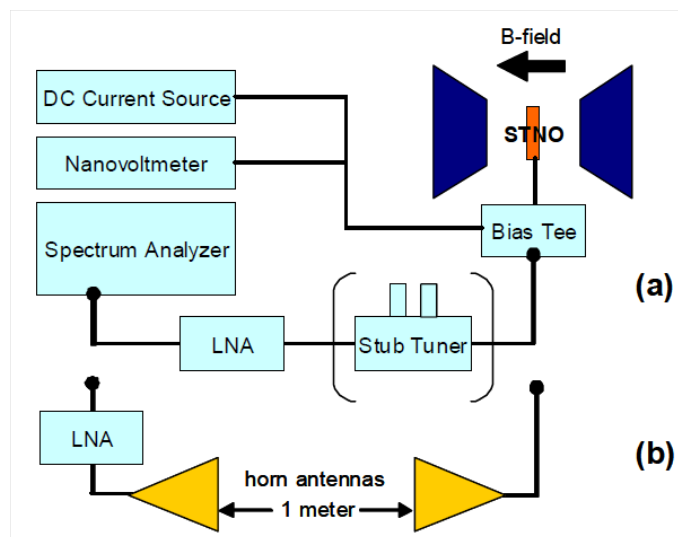


FIGURE 2.16 – Schéma de démonstrateur de configuration d'antenne à partir de OTS [69].

La détection de champ magnétique, que se soit pour le stockage magnétique de données, les biocapteurs ou l'imagerie magnétique, est un autre domaine dans lequel les oscillateurs à transfert de spin pourraient s'avérer d'une grande efficacité. Les capteurs magnétiques proposés jusqu'à présent tel que le micro-SQUID [75, 76], les barres de Hall [77, 78] et les capteurs GMR ou TMR [79, 80, 81], se heurtent à des limitations telles que la nécessité de basses températures pour les premiers ou la perte de stabilité thermique lorsque l'on atteint des tailles très petites pour les capteurs MR. L'utilisation des oscillateurs induits par transfert de spin dont la fréquence, qui dépend quasi-linéairement du champ, est une mesure directe et rapide de champ magnétique, est un bon candidat pour les capteurs magnétiques [82, 83, 84]. La figure 2.17 présente un schéma de capteur de champ à base de OTS avec pour application la lecture de stockage de données magnétiques. Cette étude montre que les oscillateurs restent stables pour des tailles inférieures à 30 nm. Cette application potentielle nous ramène au fait qu'une faible largeur de raie ainsi qu'une bonne stabilité de la fréquence sont autant d'amélioration de la sensibilité d'un tel capteur.

A l'heure actuelle, peu d'études ont montré une forte puissance même si, sur ce point, les jonctions tunnel ont montré de bien meilleures valeurs du fait de grandes valeurs de TMR [85]. Des études de densités spectrales en fonction de l'angle du champ magnétique

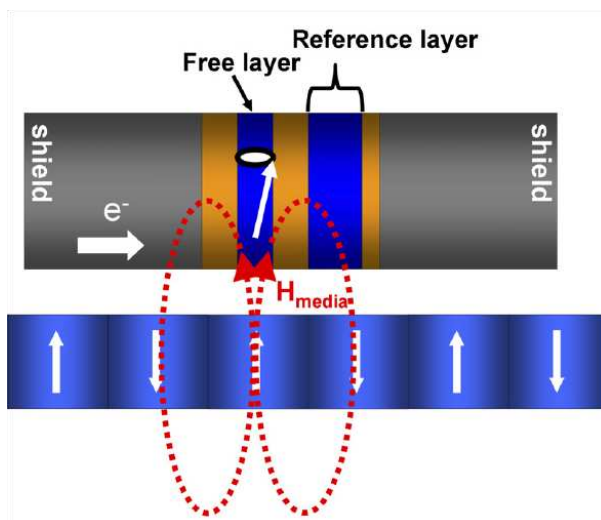


FIGURE 2.17 – Schéma de capteur de champ à partir de OTS [82].

ont montré des fréquences allant jusqu'à 46 GHz [73]. Récemment, les études visant soit l'augmentation de la puissance soit l'amélioration de la largeur de raie ont envisagé des jonctions tunnel à polariseur perpendiculaire [86, 87] ou des jonctions dont l'aimantation de la couche libre est perpendiculaire [88, 89].

Les jonctions tunnel peuvent aussi n'être utilisées que pour leur forte magnétorésistance comme dans cet étude [90] où la jonction tunnel est un intermédiaire servant d'amplificateur lors d'une mesure de faible puissance dans des jonctions métalliques.

2.4.2 Etude de largeur de raie, nonlinéarité et bruit de phase

De nombreuses géométries et structures ont démontré des oscillations induites par le transfert de spin. Ces oscillations ont fait l'objet de très nombreuses études où la direction, l'amplitude du champ, l'angle qu'il fait avec le plan ou le courant ont été varié de façon diverses. Il n'en ressort pourtant que peu de similitudes entre les comportements observés de part et d'autre. Afin de montrer la diversité et la complexité des comportements des oscillations en fonction du courant et du champ externe, nous allons citer, dans un premier temps, des études expérimentales illustrant les diverses configurations des paramètres courant et champ. Les mesures fréquentielles de la largeur de raie n'informant que partiellement sur le bruit de phase, nous allons, dans un

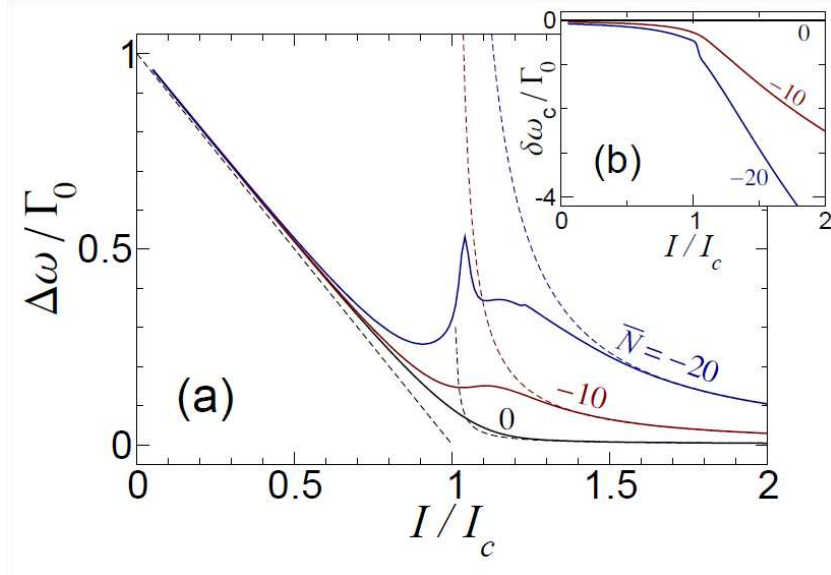


FIGURE 2.18 – Courant seuil délimitant le régime sous-critique et le régime d'oscillations entretenues [59].

second temps, citer les premiers travaux utilisant des mesures temporelles d'oscillations et l'état de l'art en matière de mesure de bruit de phase.

Pour des échantillons métalliques, la tendance globale de la fréquence lorsque le champ est appliqué dans le plan des couches est un décalage vers le rouge avec le courant en accord avec les prédictions théoriques et micromagnétiques [55, 58, 91, 92, 93]. La tendance est similaire dans les jonctions tunnel bien que moins évidente. Cela est peut être dû à la contribution au champ effectif du second terme du couple de transfert de spin « field-like term » [94, 95, 37] ou à la complexité élevée des interfaces avec la barrière oxydée.

La largeur de raie, quant à elle, diminue avec le courant jusqu'au courant seuil puis augmente. On attribue le premier comportement à une zone de courant sous-critique où le couple de transfert de spin compense partiellement l'amortissement, comme montré dans la figure 2.18 (voir section précédente). Le deuxième comportement est attribué à un effet d'échauffement prenant le dessus sur une largeur de raie qui se serait stabilisée pour des courant bien au dessus du seuil. Des tels comportements sont reportés sur la

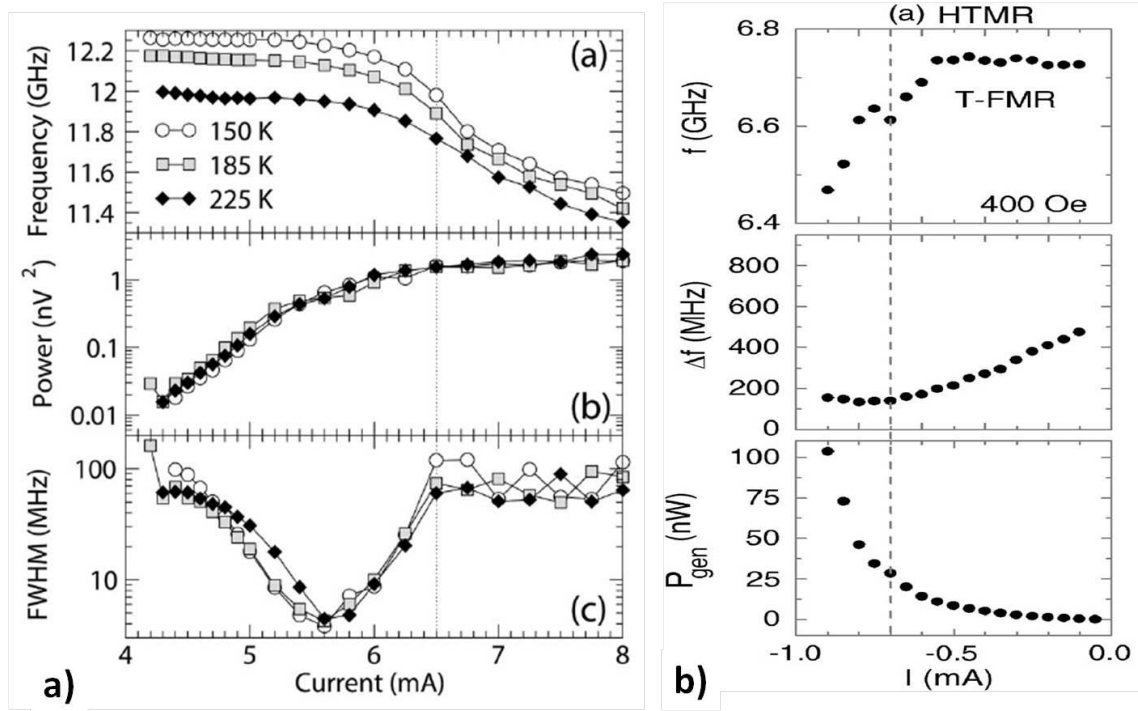


FIGURE 2.19 – Figure de gauche : (a) Fréquence, (b) puissance, et (c) largeur de raie du mode fondamentale dans des jonctions métalliques en fonction du courant [58]. Figure de droite : (a) Fréquence, (b) largeur de raie, et (c) puissance dans des jonctions tunnel en fonction du courant [96].

figure 2.19. Le comportement de la largeur de raie au dessus du seuil diffère dans le cas des jonctions métalliques ou des jonctions tunnel [97, 98, 96, 85, 99]. Dans les jonctions métalliques, (figure de gauche 2.19) l'effet de chauffage est important, la largeur de raie augmente avec le courant au dessus du seuil. Dans les jonctions tunnel, la largeur de raie soit augmente soit se stabilise à une valeur minimale, comme sur la figure de droite 2.19. On obtient ici une informations qualitative sur la qualité de la barrière tunnel. Notons, par ailleurs, une mesure indirecte du coefficient d'amortissement [100].

Notons maintenant, dans des piliers, qu'un comportement décalage vers le rouge de la fréquence est rapporté pour le champ appliqué proche de l'axe de difficile, alors qu'un comportement décalage vers le bleu est rapporté lorsque le champ est proche de l'axe facile [101, 102]. Sur des nanocontacts, lorsque l'on applique le champ hors du plan, ces dépendances deviennent bien plus complexes et dépendantes de l'échantillon [56, 103]. Un comportement décalage vers le rouge de la fréquence en fonction du courant est rapporté lorsque le champ est appliqué proche du plan et un comportement décalage vers le bleu lorsque le champ est appliqué quasi-perpendiculairement au plan. Dans ces conditions de champ appliqué hors du plan, un minimum de la largeur de raie est observé pour de très grands angles (80 degrés) [103, 102]. Certaines études rapportent des faits similaires en notant en plus des discontinuités (sauts) de la fréquence et de la largeur de raie en fonction du champ [96, 103].

Toutes ces études s'accordent à dire que la variation de la fréquence et de la largeur de raie sont dues à un même élément : la nonlinéarité [74, 59, 104, 60, 105]. Notons aussi le fait que le seuil d'oscillation entretenu est encore mal défini. Proche ou en dessous du seuil, l'excitation due au transfert de spin est encore très perturbée par l'agitation thermique [106, 59].

Toutes les études s'accordent sur le fait que la largeur de raie est un paramètre qui n'est pas explicable facilement de façon quantitative, d'autant plus que sa forme est souvent distordue. Au cours de ces études, la méthode la plus courante pour extraire la largeur de raie est un ajustement avec une lorentzienne de la raie de plus grande amplitude. La largeur de raie ainsi obtenue est une mesure de l'élargissement de la raie, toutes contributions confondues. Les informations obtenues par la mesure spectrale de

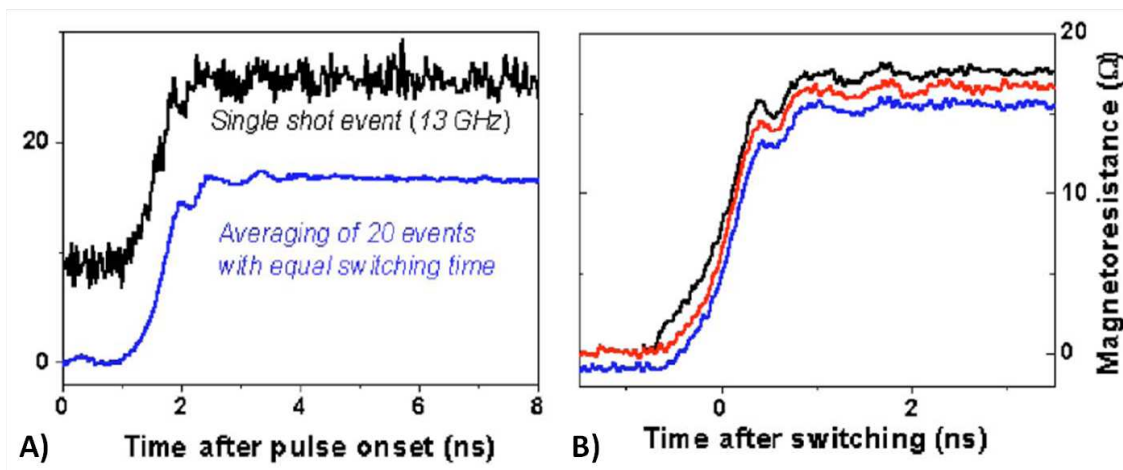


FIGURE 2.20 – Mesures temporelles de retournement d'aimantation [107].

la largeur de raie sont donc partielles. La mesure du bruit en domaine temps est une technique complémentaire à la mesure spectrale. L'année 2009 fut l'année des premières mesures en domaine temps des OTS. Nous allons brièvement les passer en revue.

Des études du seuil ainsi que du bruit de phase s'avèrent essentielles à l'analyse d'oscillateurs à transfert de spin bien que nécessitant une compréhension de l'analyse du bruit de phase. Notons une étude analytique du bruit de phase conduite par T. Silva et M. Keller [109]. De premières mesures temporelles ont d'abord été dédiées à l'étude des stratégies de renversement d'aimantation, comme présenté sur la figure 2.20 [110, 107, 111, 112].⁷ S'en suivirent des mesures temporelles de bruit des oscillateurs à transfert de spin [113, 108, 114, 115, 116, 117, 118, 114, 119].

Sur la figure 2.21 est reportée une trace temporelle de mesure d'oscillation dans des jonctions tunnel extraite de la référence [108]. On voit clairement les oscillations sur l'agrandissement. On observe des fluctuations d'amplitude et des extinctions du signal (l'amplitude tombe à zéro). La fréquence est représentée en fonction du temps après un traitement des traces par une fenêtre FFT glissante. On peut donc grâce à ces traces temporelles visualiser les fluctuations d'amplitude et de fréquence. Les mesures de largeur de raie sont remplacées par des mesures de temps de cohérence

7. Notons que les mesures de Krivorotov et al. sont faites grâce à un moyennage de signaux déclenchés sur une même base [110].

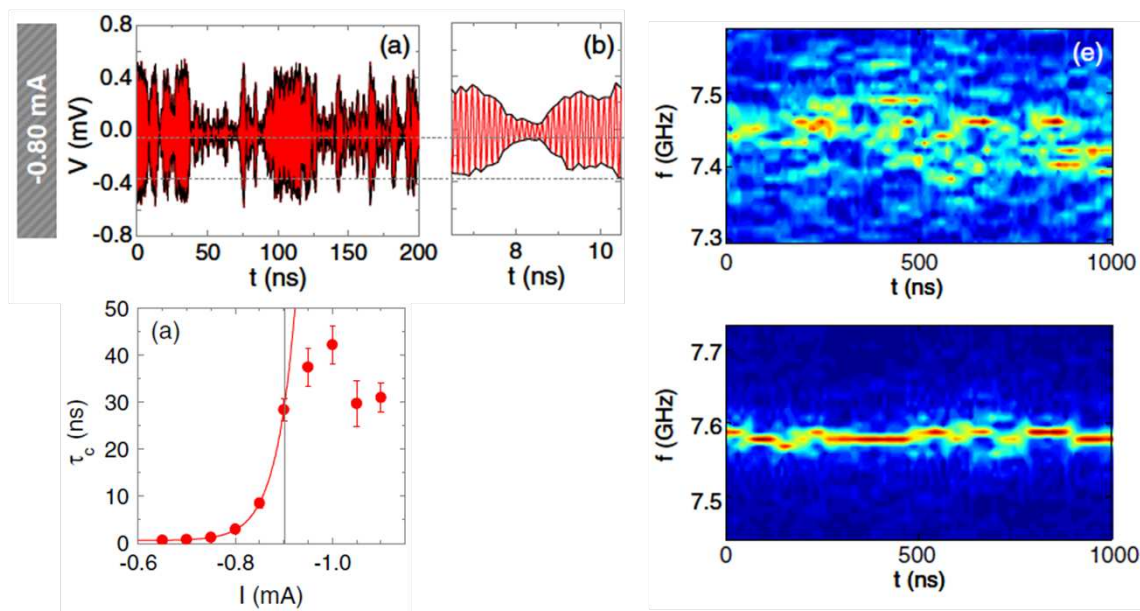


FIGURE 2.21 – En haut à gauche : Traces temporelles d'oscillations dans des jonctions tunnel. A droite : Fréquence d'oscillations dans des jonctions tunnel en fonction du temps. En bas à gauche : Temps de cohérence en fonction du courant [108].

extraits de la fonction d'autocorrélation du signal (figure en bas à gauche). Sur la figure 2.22a, est représentée, en trait continu, une trace temporelle d'oscillation de type vortex dans des nanocontacts métalliques. Un tiret marque chaque croisement de l'oscillation avec l'ordonnée nulle. De cette mesure de la période au cours du temps il est possible d'obtenir une mesure discrète de la phase en fonction du temps, représentée grâce aux petits cercles rouges. On a donc accès, en plus du bruit d'amplitude comme montré précédemment, au bruit de phase. Ce bruit de phase peut être ensuite classé suivant plusieurs catégories (bruit blanc de phase, marche aléatoire...) en calculant le spectre des fluctuations. Dans l'exemple donné, le spectre des fluctuations de phase obtenu suivant différentes méthodes (mesures directes, calcul des croisements du signal avec l'ordonnée nulle) est représenté sur la figure 2.22b. Suivant la valeur de la pente en échelle logarithmique ($1/f, 1/f^2...$), on connaît la nature du bruit de phase [119].

Toutes ces études préliminaires présentent le contexte dans lesquelles se situent les résultats principaux de cette thèse.

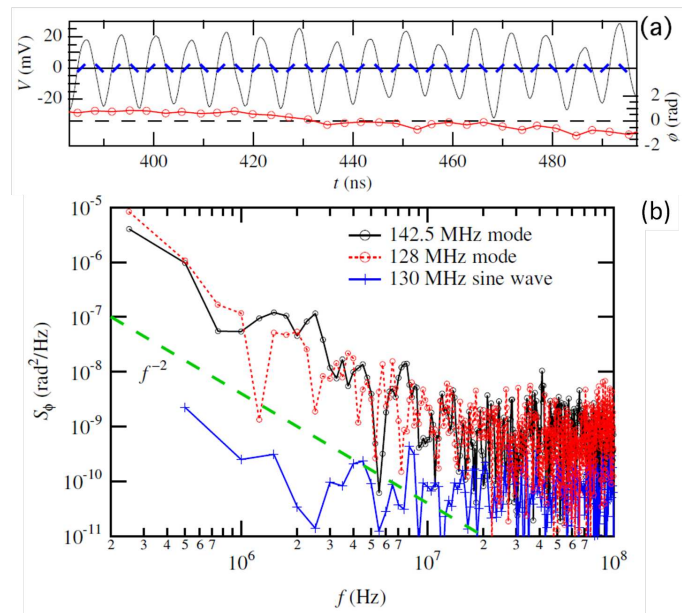


FIGURE 2.22 – Traces temporelles d'oscillations dans des échantillons [107].

Chapitre 3

Échantillons et techniques expérimentales

3.1	Description des échantillons	89
3.2	Caractérisation statique	90
3.2.1	La magnétorésistance	90
3.2.2	L'astroïde de Stoner-Wohlfarth à basse tension	95
3.2.3	Magnétorésistance en fonction de la température	100
3.2.4	Caractérisation du transfert de spin	101
3.3	Caractérisation en domaine fréquentiel	105
3.3.1	Montage expérimental	105
3.3.2	L'analyseur de spectre	107
3.3.3	La densité spectrale de puissance	108
3.4	Caractérisation temporelle hyperfréquence	108
3.4.1	Les traces temporelles	110
3.4.2	La fonction d'autocorrélation	113
3.4.3	La transformée de Hilbert	114
3.4.4	La variance de Allan	117
3.5	Conclusion	121

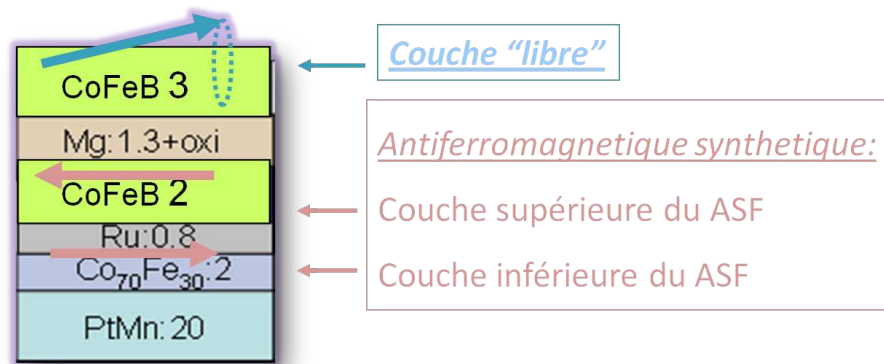


FIGURE 3.1 – Composition de l’empilement des couches de jonctions tunnel magnétiques d’IMEC.

Dans ce chapitre, nous allons présenter deux sortes de jonctions tunnel étudiées au cours de cette thèse, ainsi que leurs propriétés magnétiques de base. Les premières ont été développées par Sven Cornelissen chez nos partenaires IMEC en Belgique, dans le cadre du contrat européen IST STREP numéro IST-016939 TUNAMOS¹. Elles furent développées initialement dans le but de produire des oscillateurs dont la fréquence est ajustable par le courant, similaires à celles évoquées dans la section précédente. Les secondes sont des échantillons d’Hitachi et ont quant à elles été développées dans le cadre du développement de mémoires magnétiques. Dans une première partie, nous présenterons la composition des différentes couches constituant les échantillons ainsi que leurs caractérisations électriques de base. Dans une seconde partie, nous présenterons les techniques expérimentales utilisées pour les caractérisations dynamiques du bruit d’oscillateurs dans le domaine fréquentiel puis dans le domaine temporel. Une étude plus approfondie des résultats de ces mesures sera ensuite développée dans les chapitres suivants.

3.1 Description des échantillons

Les jonctions tunnel magnétiques ont une composition similaire à celles développées actuellement industriellement dans le domaine des mémoires à retournement magnétique (assisté par transfert de spin) [120]. Pour les échantillons d'IMEC, les dimensions latérales sont choisies afin d'obtenir des densités de courant de l'ordre de 10^6 A.cm^{-2} . Trois tailles d'échantillons ont été étudiées : 50×100 , 70×140 , et $100 \times 200 \text{ nm}^2$, toutes selon deux formes différentes : des rectangles ou des octogones (qui sont en réalité plutôt des rectangles dont les coins sont coupés). Nous disposons de deux types d'échantillons dont le produit résistance-surface (RS) est soit faible, soit moyen. Les échantillons faible produit RS ($0,9 \text{ } \Omega.\mu\text{m}$) permettent l'obtention d'oscillations auto-entretenues. Cette valeur de RS est similaire à celle des échantillons étudiés dans la littérature [121, 96]. Les échantillons de moyen produit RS ($16 \text{ } \Omega.\mu\text{m}$) n'ont jamais montré de signaux correspondants à des oscillations entretenues. Une étude des modes thermiques dans les échantillons de moyen produit RS a été publiée [122].

Les échantillons sont composés de trois couches, une couche magnétique dite « de référence », une barrière tunnel de MgO et une couche magnétique dite « libre », comme ceux présentés au chapitre 2. L'empilement des échantillons est schématisé sur la figure 3.1. Les couches ont été déposées par Singulus Technologies A.G. sur une machine de pulvérisation Timaris. Les détails de la nanofabrication ont été publiés auparavant [123]. La barrière est composée de 1,3 nm de Mg naturellement oxydé. L'épaisseur de la barrière de MgO influence fortement le rapport RS de l'échantillon final. Le transfert de spin étant un effet d'interface, les couches magnétiques doivent être fines. L'épaisseur minimale est estimée à 2-3 nm, épaisseur au-delà de laquelle l'aimantation du matériau se trouve fortement dégradée. La couche « libre » est composée de 3 nm de $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}$. La couche dite « de référence » est un antiferromagnétique synthétique (AFS) composé de 2 nm de $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}$ (couche supérieure du AFS) et de 2 nm de $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ (couche piégée de l'AFS), fortement piégée par échange avec la couche antiferromagnétique de 20 nm de PtMn et aussi couplée à la couche supérieure. La couche intermédiaire de l'AFS est une couche de 0,8 nm de Ru. L'AFS

1. <http://www.imec.be/tunamos/public/index.html>

est donc composé de deux couches ferromagnétiques couplées par le biais d'un couplage Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY) au travers d'une couche de ruthénium (Ru) [124]. L'épaisseur appropriée de Ru est 0,8 nm, afin que les deux couches soient couplées de façon antiferromagnétique [47]. La couche de CoFeB du AFS doit au moins être de 3 nm d'épaisseur pour, d'une part conserver intacte son aimantation et d'autre part assurer l'aspect monocristallin de la barrière de MgO qui lui est contiguë. En effet, le MgO se réorganise de façon monocristalline lors du recuit s'il est placé sur un matériau épitaxié dont la maille s'accorde avec la sienne. La propriété monocristalline du MgO permet une sélection des électrons de conduction selon la symétrie de leur fonction d'onde ; On appelle cette effet le filtrage de symétrie des fonctions d'onde des électrons [125]. La configuration antiferromagnétique des aimantations de l'AFS, optimisée pour le développement de capteur de champ, minimise le champ dipolaire exercé sur la couche libre et augmente la stabilité de la couche de référence [126]. (La couche supérieure de l'AFS a un faible moment, ce qui implique qu'il est difficile de la retourner avec un champ magnétique externe et assure donc une bonne stabilité de cet ensemble.)

La composition des couches des échantillons d'Hitachi est la suivante : CoFeB(2 nm)/MgO(0.55 nm)/CoFeB(3 nm)/Ru(0.8 nm)/CoFe(2.5 nm)/IrMn(8 nm). C'est bien la même que pour les échantillons d'IMEC hormis l'antiferromagnétique qui, dans ce cas, est une couche de 8 nm de IrMn. Tous les échantillons sont rectangulaires de taille $100 \times 200 \text{ nm}^2$.

3.2 Caractérisation statique

3.2.1 La magnétorésistance

Dans le modèle de Slonczewski, la conductance d'une jonction tunnel est fonction de l'angle relatif entre la polarisation des électrons, imposée par la direction de l'aimantation de la couche supérieure de l'AFS, et celle de l'aimantation de la couche libre. La première caractérisation des échantillons, qui découle de ce constat, est d'appliquer un champ magnétique externe selon la direction de facile aimantation, c'est-à-dire selon la plus longue dimension latérale de l'échantillon. Notons que la direction du champ d'échange de l'antiferromagnétique PtMn avec l'AFS est

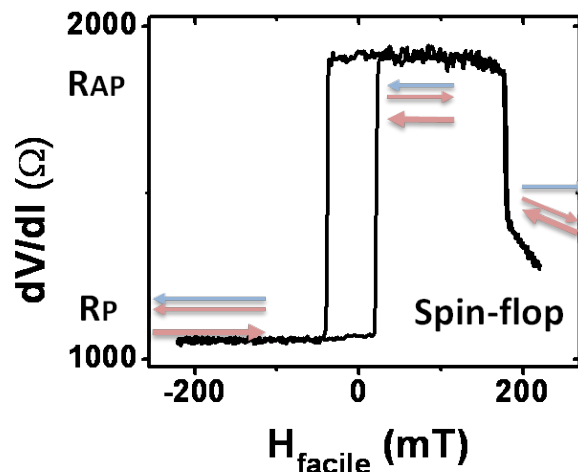


FIGURE 3.2 – Mesure de la résistance différentielle en fonction du champ appliqué suivant l’axe facile à basse tension ($V = 50 \mu\text{V}$) pour un échantillon IMEC noté I0. Les flèches représentent les directions d’aimantations des trois couches du système. Les deux flèches proches sont les directions d’aimantations des couches de l’AFS et la troisième flèche légèrement éloignée des autres représente la direction d’aimantation de la couche libre.

alignée avec cet axe facile grâce à un recuit sous champ. La résistance différentielle mesurée en fonction du champ externe selon l’axe facile (cycle $R(H)$) est tracée sur la figure 3.2 pour un échantillon IMEC noté I0. La mesure est faite ici à basse tension ($\sim 100 \text{ mV}$). Le cycle $R(H)$ est mesuré en balayant le champ dans les deux sens (aller et retour) et montre un renversement entre deux états magnétiques bien définis par deux valeurs de résistance avec un décalage hystérétique des deux renversements suivant l’histoire du champ. Ce résultat est typique d’une anisotropie uniaxiale.

La direction d’aimantation de la couche libre étant sensible à la direction du champ extérieur appliqué, l’orientation relative des aimantations peut être modifiée, les deux états extrêmes étant les états P et AP. A champ nul, l’état de rémanence peut être soit P soit AP. Celui-ci dépend de « l’histoire » du champ appliqué. Si nous commençons par appliquer un champ négatif favorisant l’état P, puis que l’on diminue le champ jusqu’à zéro, l’état de rémanence sera l’état P. En continuant d’augmenter

le champ vers les valeurs positives, on observe un abrupte changement de résistance en $H = H_c$ caractéristique d'un retournement de l'aimantation de la couche libre. Les aimantations sont alors dans une configuration AP. Selon la théorie, la résistance de l'état AP est supérieure à la résistance de l'état P. Dans le cas présent, R_p et R_{ap} sont respectivement 1050 et 1900 Ω . Si l'on continue d'augmenter le champ positif, le prochain changement de résistance observée est caractéristique d'un retournement graduel des aimantations de l'AFS dit état « ciseaux » jusqu'à l'alignement des trois couches à une valeur de champ appelé « champ de saturation ». A fort champ, les directions d'aimantations de l'AFS peuvent donc aussi être manipulées. Le champ appliqué compense alors le fort couplage antiparallèle de la couche piégée. La champ marquant le début de cette transition est appelé champ de « spin-flop », H_{sf} . A très fort champ, on doit retrouver une valeur de la résistance similaire à R_p , ce qui signifie que les trois aimantations sont parallèles. Dans le cas présent, on observe un champ de spin flop de 180 mT et qu'il n'y a pas de comportement hystérétique de l'AFS.

La TMR est la différence entre les résistances R_{ap} et R_p par rapport à R_p .

$$\text{TMR} = \frac{R_{ap} - R_p}{R_p}. \quad (3.2.1)$$

La TMR est mesurée de façon directe grâce au cycle $R(H)$. Dans cet exemple, on a une TMR de 81%. La figure 3.3a montre un agrandissement du cycle $R(H)$ de l'axe facile précédant. Sur cette petite zone de champ, seule la couche libre réagit au champ appliqué. Dans ce cas, les transitions sont abruptes. Il arrive souvent que la transition soit moins abrupte sur le cycle du fait d'un renversement de l'aimantation se faisant par retournement inhomogène, c'est-à-dire par retournement de domaines situés essentiellement le long des bords dont le processus de nucléation est notamment lié à la présence de défauts. Les valeurs absolues des champs de retournement du cycle $R(H)$ sont appelés champs coercitifs $H_{c,1/2}$. Dans le cas présent, $H_{c,1} = -37$ mT et $H_{c,2} = 21.5$ mT. On remarque que le cycle d'hystérésis n'est pas centré en zéro. Ce décalage de 29 mT en champ est dû au couplage dipolaire entre la couche libre et l'AFS et sera noté H_d , le champ dipolaire et $H_k = -H_{c,1} - H_d = H_{c,2} + H_d$.

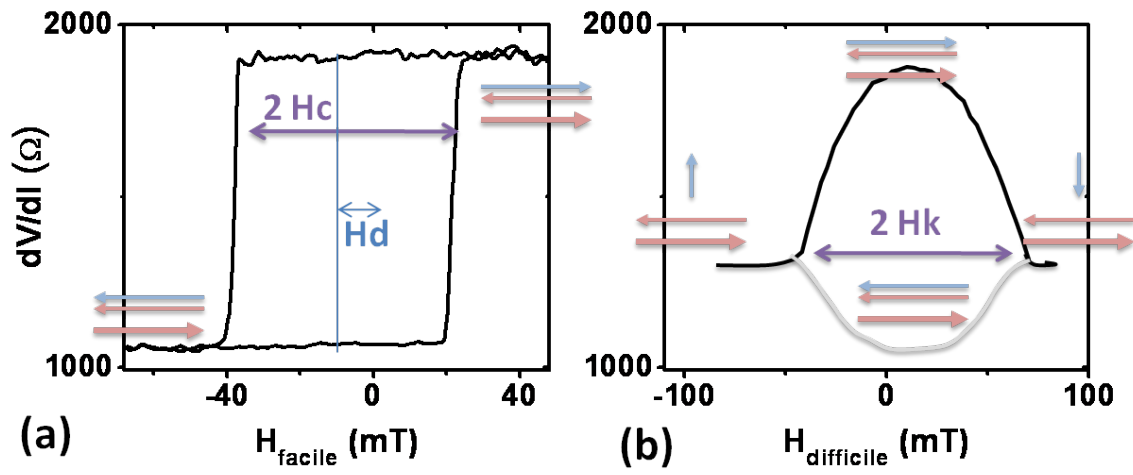


FIGURE 3.3 – (a) Agrandissement de mesure de la résistance différentielle de l'échantillon I0 en fonction du champ suivant l'axe facile. (b) Mesure de la résistance différentielle en fonction du champ suivant l'axe difficile. La ligne grise n'est pas expérimentale mais est tracée pour montrer le cycle attendu en l'absence de couplage entre la couche libre et le AFS. Les flèches représentent les directions d'aimantations des trois couches du système. Les deux flèches proches sont les directions d'aimantations des couches de l'AFS et la flèche légèrement éloignée des autres représente la direction d'aimantation de la couche libre.

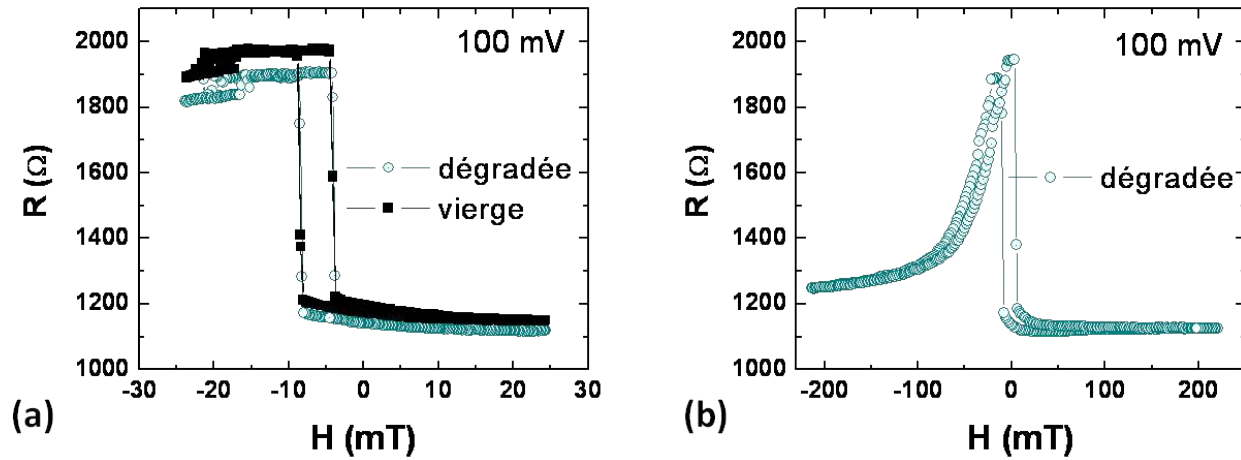


FIGURE 3.4 – (a) Cycle de résistance en fonction du champ suivant l’axe facile pour une tension de 100 mV pour l’échantillon H1 vierge (carrés noirs) et dégradé (ronds verts) après une excursion en tension jusqu’à ± 800 mV. (b) Cycle $R(H)$ sur une grande gamme de champ.

La figure 3.3b montre la variation de la résistance différentielle en fonction d’un champ appliqué selon l’axe difficile, à basse tension. On observe ici également un comportement réversible. L’état de rémanence à champ nul peut être soit P soit AP suivant l’histoire du champ et le couplage entre les deux couches. Les données expérimentales sont tracées en noir et, dans le cas présent, l’état stable en champ nul était AP. La ligne grise a été rajoutée pour montrer le comportement hystérétique attendu en l’absence de couplage. La valeur de la résistance hors de la zone bistable est intermédiaire entre les valeurs de l’état P et AP. On considère cela comme caractéristique d’un état où l’aimantation de la couche libre est perpendiculaire à l’axe facile. Il est très probable que les aimantations de l’AFS ont aussi tourné avec le champ et sont en position intermédiaire entre l’axe facile et l’axe difficile. Si l’on augmente encore le champ on pourrait aligner les aimantations avec l’axe difficile. La valeur de la résistance serait alors proche de la résistance R_p .

Sur la figure 3.4a sont représentés les cycles de résistance en fonction du champ suivant l’axe facile pour une tension de 100 mV pour l’échantillon H1 (de Hitachi) vierge

(carrés noirs) et après dégradation (ronds verts) après une excursion en tension jusqu'à ± 800 mV. Les résistances vierges de l'état P et AP sont 1152 et 1970 Ω , respectivement. La coercivité est de 4,6 mT et le champ dipolaire est de 6,3 mT. Dans l'état AP, on constate le début de la chute de résistance due au retournement de la couche supérieure de l'AFS. Sur la figure 3.4b est représenté le cycle $R(H)$ sur la gamme de champ maximale. La résolution en champ est alors de 2 mT et ne retranscrit pas correctement la zone hystérétique qui ne contient ici que très peu de points. Aux valeurs de champs négatifs maximales, le retournement de la couche de l'AFS est presque complet. Contrairement à ce que l'on a observé pour l'échantillon I0 (figure 3.2), ce retournement s'avère être un phénomène continu, sans retournement abrupte. Notons aussi que les champs initiant le retournement de l'AFS sont très proches des champs de la zone hystérétique. Enfin la stabilisation de la résistance en l'état P est aussi une transition peu abrupte. On constate ensuite (sur la figure 3.4a courbe en ronds verts) que les résistances ont subi quelques changements lors de la dégradation. Les deux valeurs de résistances, et notamment la résistance de l'état AP, ont diminué. La coercivité reste inchangée.

3.2.2 L'astroïde de Stoner-Wohlfarth à basse tension

En 1948, Stoner et Wohlfarth [127] et Néel [128] décrivent le comportement de renversement de l'aimantation d'une particule ferromagnétique induit par un champ magnétique externe, à température nulle, en utilisant un modèle de macrospin simple. Depuis, un intérêt accru pour l'étude du retournement d'aimantation s'est développé et le modèle de Stoner-Wohlfarth (SW) est largement utilisé pour décrire le retournement d'aimantation dans l'hypothèse où l'aimantation est uniforme dans le matériau [129]. Ce modèle est applicable lorsque la particule est suffisamment petite pour que les forces d'échange dominent, garantissant ainsi l'alignement des moments magnétiques et l'uniformité de l'aimantation. Dans le cas des jonctions magnétiques, les cycles $R(H)$ ont permis de constater que l'anisotropie de notre système est uniaxiale et que le retournement de l'aimantation s'effectue uniformément. L'astroïde de SW est une limite critique qui sépare les régions d'états monostables des régions bistables, tout cela dans l'espace cartésien, obtenu en calculant les champs critiques de retournement de l'aimantation de la couche libre. Cet astroïde sera notre seconde méthode de

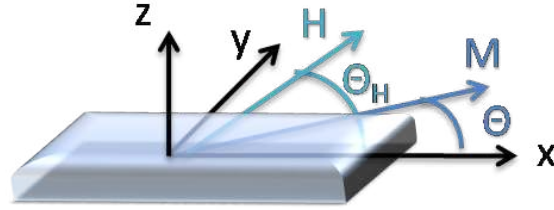


FIGURE 3.5 – Orientation dans le plan des aimantations et champs en coordonnées cartésiennes.

caractérisation statique. Il est complémentaire à la mesure du cycle $R(H_{\text{facile}})$ dans le sens où il peut être obtenu d'après les champs $H_{c1,2}$ des différents cycles en fonction du champ selon l'axe difficile. L'astroïde est très utile lors des caractérisations dynamiques pour connaître l'état magnétique stable d'une oscillation, d'après les conditions expérimentales. La forme d'astroïde est typique d'un système à anisotropie uniaxiale pure.

Le retournement de l'aimantation induit par un champ externe est régi par le calcul de l'état d'énergie minimum. Dans l'approximation macrospin, l'interaction d'échange n'est pas prise en compte car elle est par définition supposée constante et l'énergie magnétocristalline et l'énergie magnétostrictive sont négligées². L'état d'équilibre de l'aimantation résulte de la compétition entre l'énergie démagnétisante et l'énergie de Zeeman due à l'interaction entre le champ et l'aimantation. Le renversement de l'aimantation de l'état d'équilibre P à l'état d'équilibre AP (ou inversement) est sujet à un effet d'hystérésis, comme montré par les cycles $R(H_{\text{facile}})$, du fait de l'existence d'une barrière de potentiel à franchir pour basculer d'un état à l'autre.

La figure 3.5 montre l'orientation relative du champ externe H et de l'aimantation M de la couche libre, dans le plan, par rapport à l'axe facile. L'énergie à minimiser est :

$$\mathcal{E} = -\frac{1}{4}\mu_0 M_s^2 (N_y - N_x) \cos 2\theta + \mu_0 H M_s \cos(\theta - \theta_H), \quad (3.2.2a)$$

où θ est l'angle entre l'aimantation et l'axe facile et θ_H l'angle entre le champ et l'axe

2. Mais on peut les prendre en compte.

facile. L'état d'énergie minimum correspond à l'angle pour lequel s'annule la dérivée de l'énergie $\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \theta}$ et pour lequel la dérivée seconde $\frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial \theta^2}$ est positive. On réécrit la première condition sous la forme

$$\frac{1}{2} \sin^2(\theta) + h \sin(\theta - \theta_H) = 0 \quad (3.2.3)$$

où le champ réduit sans dimension h est :

$$h = \frac{\mu_0 H}{M_s(N_y - N_x)}. \quad (3.2.4)$$

Dans le cas d'une anisotropie uniaxiale d'origine cristalline, la première condition s'exprime aussi sous la forme de l'équation 3.2.3 et $h = \frac{M_s H}{2K_1}$. Le champ critique de retournement de l'aimantation est défini par la valeur du champ pour laquelle l'énergie bascule d'un état d'énergie minimum à un autre. Les conditions $\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \theta} = \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial \theta^2} = 0$ donnent l'expression du champ critique réduit³ :

$$h_c = -\frac{(1 - \omega^2 + \omega^4)^{1/2}}{1 + \omega^2} \quad (3.2.5)$$

où $\omega = \tan^{1/3} \theta_H$. Le champ coercitif, c'est-à-dire la différence de champ (due à l'effet d'hystérésis précédemment mentionné) entre les deux champs critiques est donné par l'égalité $h = 1$. Dans le cas d'une anisotropie cristalline (uniaxiale ou cubique), $H_c = \frac{2K_1}{\mu_0 M_s}$. Dans le cas d'une anisotropie de forme, pour une forme circulaire, le champ coercitif est nul et $N_y = N_x$. Pour une forme plus asymétrique, les coefficient démagnétisant détermine H_c tel que, pour un rectangle, $H_c = (N_y - N_x)M_s$ [130]. Si l'on trace l'équation 3.2.5 dans tout le plan de θ_H , on obtient une courbe astroïdale comme montrée sur la figure 3.6.

Nous savons, de par le cycle $R(H)$ de la figure 3.3, que ces nanopiliers magnétiques ont une anisotropie uniaxiale dans le plan. On peut mesurer l'astroïde de Stoner-Wohlfarth en dessinant une carte des champs de retournement en fonction des champs appliqués selon l'axe facile et l'axe difficile. Pour cela, on extrait les deux champs de retournement de l'aimantation de la couche libre en calculant le point où la dérivée du

3. Solution équivalente la solution vectorielle : $\vec{h}_c = (\pm \cos^3 \theta_H, \pm \sin^3 \theta_H) h_c$ avec $\theta_H \in [-\pi, \pi]$ l'angle que fait la direction du champ appliqué avec l'axe facile.

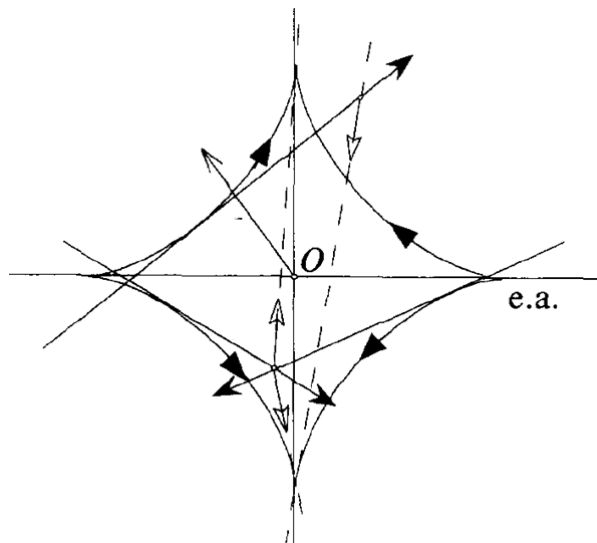


FIGURE 3.6 – Représentation de la courbe critique h_c théorique en fonction de l'angle du champ avec l'axe de facile aimantation dans le cas d'une anisotropie uniaxiale [131].

cycle $R(H)$ par rapport au champ de l'axe facile s'annule. Remarquons que le champ de retournement fluctue légèrement lors de plusieurs mesures de cycles $R(H)$ ce qui est significatif de renversement stochastique dû à la température. On suppose ici que tout retournement de l'aimantation dû aux champs se passe dans le plan de la couche libre. Les caractérisations suivantes ont été faites sur des piliers de taille $70 \times 150 \text{ nm}^2$.⁴

La figure 3.7a montre un cycle $R(H)$ mesuré pour cinq valeurs différentes de champ appliqué selon l'axe difficile d'un échantillon similaire à l'exemple précédant. On observe que lorsque l'on augmente le champ suivant l'axe difficile, la coercivité le long de l'axe facile décroît. Le champ suivant l'axe difficile s'oppose à l'anisotropie. A champ nul selon l'axe difficile, $H_c = 19 \text{ mT}$. Quand la valeur du champ est égale à l'anisotropie, la coercivité s'annule. En conséquence, le cycle $R(H)$ devient réversible et il n'y a plus de région bistable. La figure 3.7b est une carte des deux champs de retournement en fonction des axes facile et difficile. On obtient la forme astéroïdale attendue dans le cas d'une anisotropie uniaxiale, bien qu'il soit « écrasé » dans le sens de l'axe facile. Cela est

4. La taille moyenne effective est estimée à $75 \times 150 \text{ nm}^2$ par microscopie à balayage électronique après gravure de la géométrie mais avant la mise en place du contact avec l'électrode supérieure, avec une déviation entre échantillons de $\pm 10 \text{ nm}$. Pour le wafer des jonctions tunnel que nous allons étudier, les résistances moyennes des états P et AP sont 225 et $270 \text{ } \Omega$, et la TMR moyenne est 15% à température ambiante. Le produit résistance-surface qui en résulte est $1,8 \text{ } \Omega \cdot \mu\text{m}^2$.

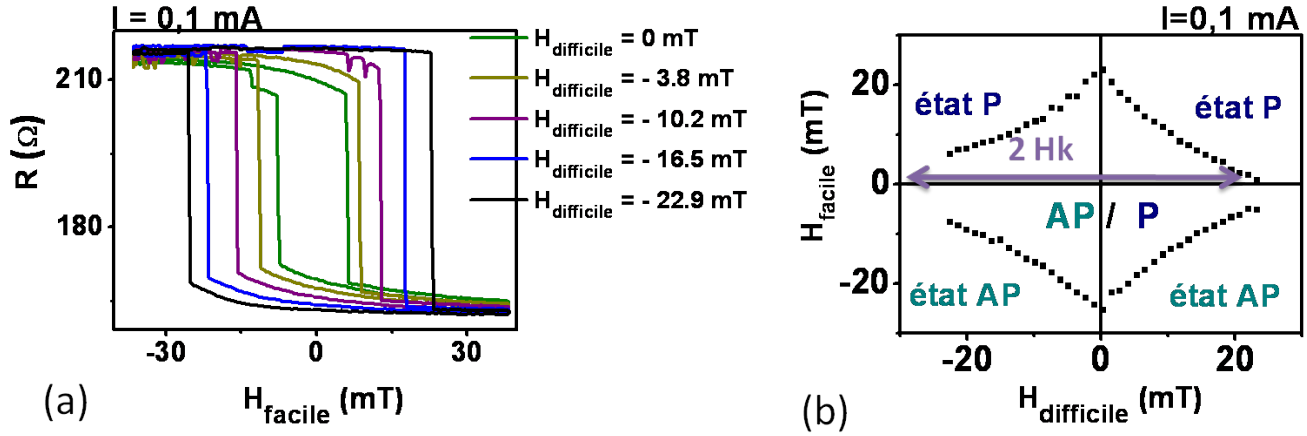


FIGURE 3.7 – (a) Cycle de résistance en fonction du champ de l'échantillon I1 selon l'axe facile, pour cinq valeurs de champ selon l'axe difficile, pour un courant de 0,1 mA. (b) Astroïdes de I1 des champs critiques en fonction du champ suivant l'axe facile et l'axe difficile à bas courant (0.1 mA).

probablement dû au fait que les dimensions latérales sont trop grandes pour que l'on ait une rotation de l'aimantation parfaitement uniforme. Des simulations micromagnétiques avaient auparavant déjà montré un comportement similaire [132]. Des astroïdes de forme théorique n'ont été obtenu que dans le cas d'objets bien plus petits [129].

La zone délimitée à l'intérieur de l'astroïde est la région bistable. Dans la zone située à l'extérieur de l'astroïde, on peut distinguer des régions dont la configuration magnétique stable est un état P et d'autres où c'est l'état AP qui est stable. L'astroïde est très légèrement asymétrique par rapport à l'axe difficile ce qui dénote un très faible couplage dipolaire avec l'AFS. Les apex à forts champs suivant l'axe difficile ne sont pas atteints dans cet exemple. Ces points correspondraient aux cycles réversibles que l'on a mentionnés juste avant. Les valeurs de champs qui y correspondent sont égales à la valeur de l'anisotropie, dans notre cas l'anisotropie est supérieure à 20 mT. On constate que l'anisotropie est plus grande que la coercivité du fait de l'influence de l'activation thermique sur la probabilité de retournement de l'aimantation à des champs inférieurs à l'anisotropie.

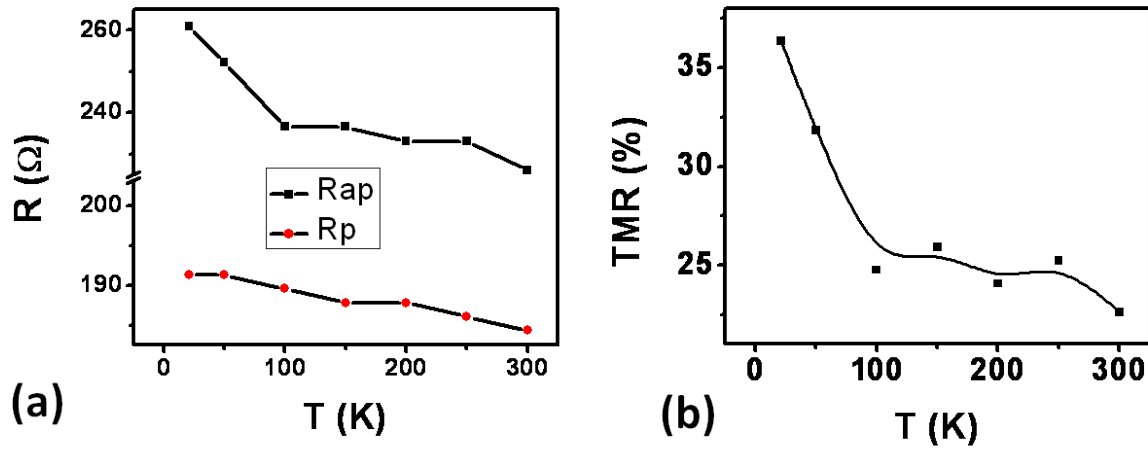


FIGURE 3.8 – (a) Les résistances des états P et AP de l'échantillon I2 en fonction de la température. (b) TMR de I2 en fonction de la température. La ligne est un guide visuel qui montre la tendance de la courbe.

3.2.3 Magnétorésistance en fonction de la température

Sur la figure 3.8a est présentée une mesure des résistances des états parallèle et antiparallèle en fonction de la température. On constate que la résistance de l'état AP, R_{ap} , augmente rapidement lorsque la température diminue, alors que la résistance de l'état P, R_p , ne varie pratiquement pas lorsque l'on refroidit. En conséquence, la TMR augmente lorsque la température baisse (figure 3.8b), notamment en dessous de 100 K. Ceci est le comportement classique observé pour des jonctions tunnel [133, 134, 135, 136]. Ce phénomène n'est toutefois pas entièrement compris. Selon une première hypothèse, il est attribué à la réorganisation des moments magnétiques subissant moins d'agitation thermique [133, 134]. Ainsi, à basse température, les moments magnétiques mieux alignés induiraient une aimantation des états P et AP plus grande, augmentant ainsi la différence de résistance de ces états et de ce fait, la valeur de la TMR. Selon une seconde hypothèse, la polarisation de spin serait moins efficace à haute température du fait des excitations thermiques des ondes de spin [136, 134, 135]. Des états de verre de spin sont aussi proposés comme source de ce phénomène [134].

3.2.4 Caractérisation du transfert de spin

Nous avons caractérisé les propriétés de magnétorésistance des échantillons dans une première partie pour de très faibles courants afin d'éviter les effets de chauffage, de champ d'Oersted-Ampère ou les effets du transfert de spin. Nous allons maintenant voir que de fortes densités de courant peuvent grandement affecter les propriétés des échantillons.

La convention de courant est telle que pour un courant positif les électrons se déplacent de l'AFS vers la couche libre. Les électrons d'un courant positif sont donc polarisés par transmission au travers de la couche de référence (AFS) et favorisent en moyenne l'état P. Les électrons d'un courant négatif sont polarisés par réflexion sur la couche supérieure de l'AFS. Le couple exercé par le courant négatif a une efficacité moindre comparé à celui du courant positif, hormis aux faibles valeurs de courant.

Les courbes $V(I)$

La tension est mesurée au travers de l'échantillon I1 placé en série avec une résistance de $50\ \Omega$, en fonction du courant, avec un champ nul suivant l'axe difficile et présentée sur la figure 3.9a. La configuration magnétique est maintenue par le champ car le courant n'est pas ici suffisant pour retourner l'aimantation de la couche libre. La figure 3.9b montre, pour un autre échantillon similaire, un retournement de l'aimantation induit par le courant pour les deux transitions d'état. Le problème est que le courant de claquage de beaucoup d'échantillons, estimé en moyenne équivalent à une tension de $0.4\ \text{V}$, est faible comparé à la valeur de courant permettant le retournement. On constate, sur les agrandissements présentés dans les encadrés de la figure 3.9b, que le retournement d'aimantation revêt un caractère stochastique. Les effets de l'agitation thermique sur le retournement d'aimantation sont importants mais pas dérangeants dans le cadre de notre analyse.

Sur la figure 3.9a, le courant ne permet pas de retourner l'aimantation de la couche libre. On trace donc, pour deux valeurs adéquates de champ suivant l'axe facile, les caractéristiques $V(I)$ des états P et AP. Les pentes des deux courbes donnent les valeurs des résistances dans les deux états. On constate qu'un ajustement polynomial d'ordre 2 dit de Brinkman de la courbe $V_p(I)$ des jonctions tunnel pour des faibles

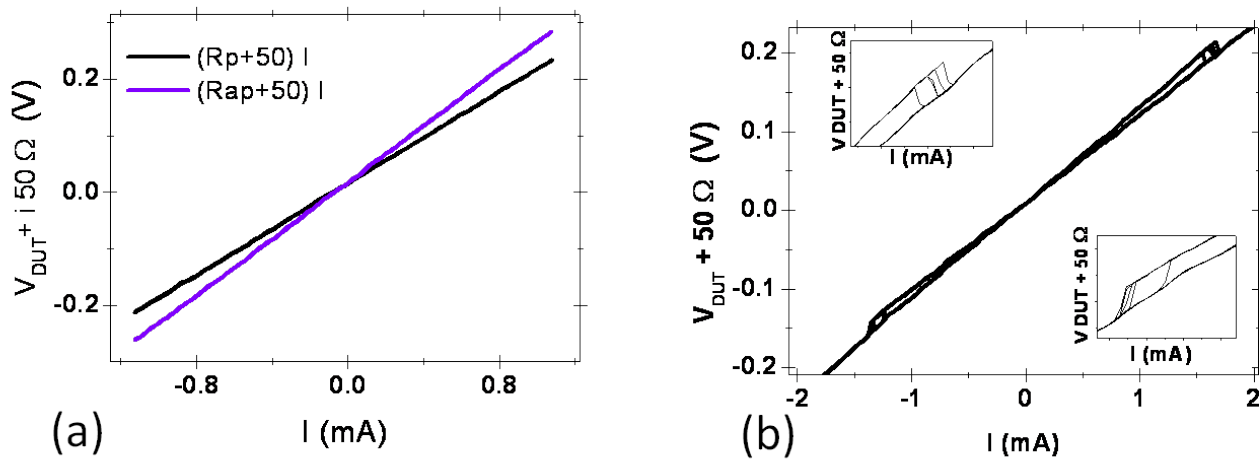


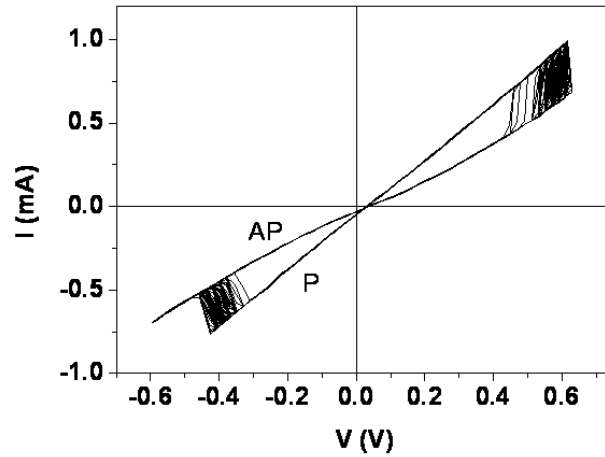
FIGURE 3.9 – (a) Courbe $V(I)$ de l'échantillon I1 à champ nul suivant l'axe difficile dans les états P et AP. (b) Superposition de courbes $V(I)$ pour un échantillon et des agrandissements montrant les deux transitions et les effets stochastiques de l'agitation thermique.

tensions n'est pas nécessaire [137, 138] du fait de la linéarité des courbes. On en conclut que le mécanisme de conduction par effet tunnel, au travers de ces jonctions de faible produit RS , n'est pas très marqué, le transport revêt donc un caractère plutôt métallique en accord avec la très faibles valeurs RS de ces échantillons.

Les effets du transfert de spin sur le retournement d'aimantation

Afin de caractériser les effets du transfert de spin sur le retournement de l'aimantation, on va étudier la distorsion de l'astroïde de SW due au courant [139, 132, 140]. Cela permet aussi de connaître la configuration stable de l'aimantation lors d'une éventuelle précession.

Sur la figure 3.11a, l'astroïde de l'échantillon I1 à bas courant est représenté par des ronds clairs. L'astroïde pour un courant de +1.15 mA est représenté par des carrés noirs. On constate que la limite de l'astroïde démarquant la transition de l'état P vers l'état AP est distordue par le courant. La région où l'état P était stable est plus grande, la région bistable plus petite. La transition de l'état AP vers l'état P n'est

FIGURE 3.10 – (a) 20 courbes $V(I)$ de l'échantillon H1.

pas changée. En conclusion, un courant négatif favorise l'état P, comme prévu par des considérations sur la convention de courant. Sur la figure 3.11b, on compare l'astroïde à bas courant (ronds clairs) et l'astroïde pour un courant de -1.15 mA (carrés noirs). Les transitions de P vers AP et de AP vers P ont été modifiées. Le courant favorise tant l'état P que l'état AP et déstabilise la région bistable. Ces changements présentent une asymétrie par rapport à l'axe difficile. En accord avec la convention de courant, le couple exercé par le courant négatif a une efficacité moindre comparé à celui du courant positif. En conclusion, les deux signes du courant favorisent l'état P. Ce comportement représente bien le comportement de la majorité de nos échantillons mais il diffère du comportement prédit par la théorie ainsi que de ceux rapportés par une étude expérimentale de vannes de spin de formes hexagonales de taille $100 \times 200 \text{ nm}^2$ dont les couches magnétiques ont une anisotropie perpendiculaire [132]. Ces mesures, confirmées par des simulations micromagnétiques et le calcul de l'astroïde de SW, montrent que, pour un courant dont les électrons vont de la couche de référence vers la couche libre, le transfert de spin favorise beaucoup l'état P, comme dans notre cas. Au contraire, pour le courant inverse, le transfert de spin défavorise l'état P au niveau des deux champs de transition (de P vers l'état bistable et de l'état bistable vers l'état AP). Une dépendance non linéaire du transfert de spin avec le courant appliqué peut être la cause de la divergence de ces résultats avec les nôtres. Notons par ailleurs, que

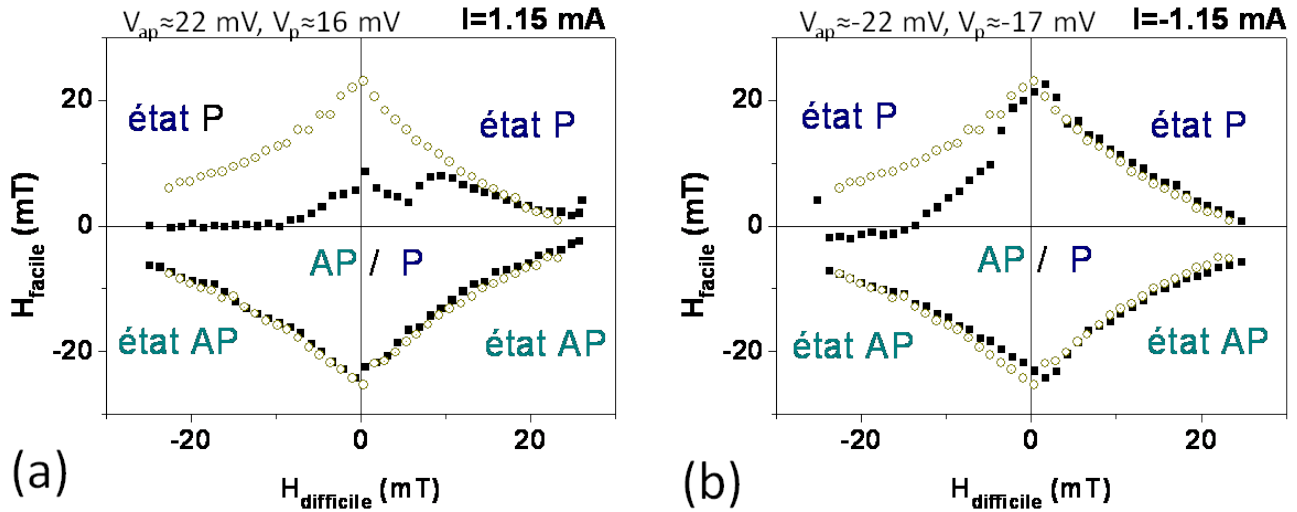


FIGURE 3.11 – (a) Astroïde de l'échantillon I1 pour un courant de +1.15 mA. (b) Astroïde de I1 pour un courant de -1.15 mA.

le transfert de spin ne donnent d'information que sur le transfert de spin agissant sur la couche libre. Nous verrons dans le chapitre suivant que, pour la majorité de nos échantillons, le transfert de spin a un fort impact sur la stabilité des couches de l'AFS.

Une étude d'astroïdes d'échantillons provenant d'un wafer similaire avec un rapport RS plus grand a été publiée dans la référence [140]. Il y est démontré que l'effet de l'échauffement sur les astroïdes est un rétrécissement isotropique de l'astroïde conservant la forme. Ceci résulte de la réduction de M_s lorsque la température augmente. Le couple field-like induit par le courant est similaire à un champ magnétique additif et on suppose qu'il entraîne une translation de l'astroïde sans déformation et selon une direction propre à l'échantillon. Enfin, il est montré que des creux similaires à ceux exhibés sur la figure 3.11a sont dus au couple de Slonczewski. Des études numériques ont démontré le même résultat [139]. En conclusion, les astroïdes présentés dans cette section ne subissent de la part du courant qu'un transfert de spin purement de type Slonczewski mais divergent du comportement significatif d'une dépendance linéaire avec le courant. Les effets thermiques ou de « field-like term » ne sont pas observés.

3.3 Caractérisation en domaine fréquentiel

Dans le chapitre 2, on a vu comment des oscillations entretenues pouvaient être générées par un courant au travers de JTMs par le biais du transfert de spin. Dans les deux catégories d'échantillons dont nous disposons (IMEC et Hitachi), nous allons mesurer et caractériser de telles oscillations. Pour cela, nous allons tout d'abord décrire nos méthodes expérimentales de mesures hautes fréquences. Nous présenterons par la même occasion les premiers résultats significatifs obtenus grâce à ces mesures, tout d'abord dans le domaine fréquentiel puis en domaine temporel. Ces résultats feront ensuite l'objet de discussions plus approfondies dans les chapitres suivants.

3.3.1 Montage expérimental

Les oscillations sont mesurables électriquement car elles sont traduites en oscillations électriques par le biais de la TMR. La densité spectrale de puissance, que nous avons introduite dans le chapitre 1, décrit la puissance électrique de bruit induite par les oscillations, en terme de distribution fréquentielle. La méthode de mesure la plus classique d'une densité spectrale est l'analyseur de spectre, que nous allons brièvement décrire. Mais tout d'abord regardons le schéma 3.12a qui représente le montage expérimental utilisé. La jonction tunnel (dont une image MEB est représentée sur la figure 3.12a) est insérée entre des guides d'onde coplanaires large bande-passante, montré sur la figure 3.12b, afin de rendre possible le contact électrique de part et d'autre de la jonction. Le guide central est connecté d'une part à l'électrode supérieure de l'échantillon et d'autre part à l'électrode inférieure et permet la conduction des électrons perpendiculairement à la jonction. Le contact électrique adapté avec les guides d'onde est fait au moyen de sondes Pico probes trois pointes. Le contact avec la masse est effectué au travers des guides extérieurs.

Le montage expérimental (schéma 3.12a) permet l'injection d'un courant ou d'une tension DC au travers de l'échantillon. Le signal AC est mesuré par transmission en sortie de la jonction. A cette fin, on insert l'échantillon en série entre deux T de polarisation. Un T de polarisation est composé d'une entrée mixte AC et DC et de deux voies de sorties ; l'une sélectionnant le signal basse fréquence et l'autre le signal

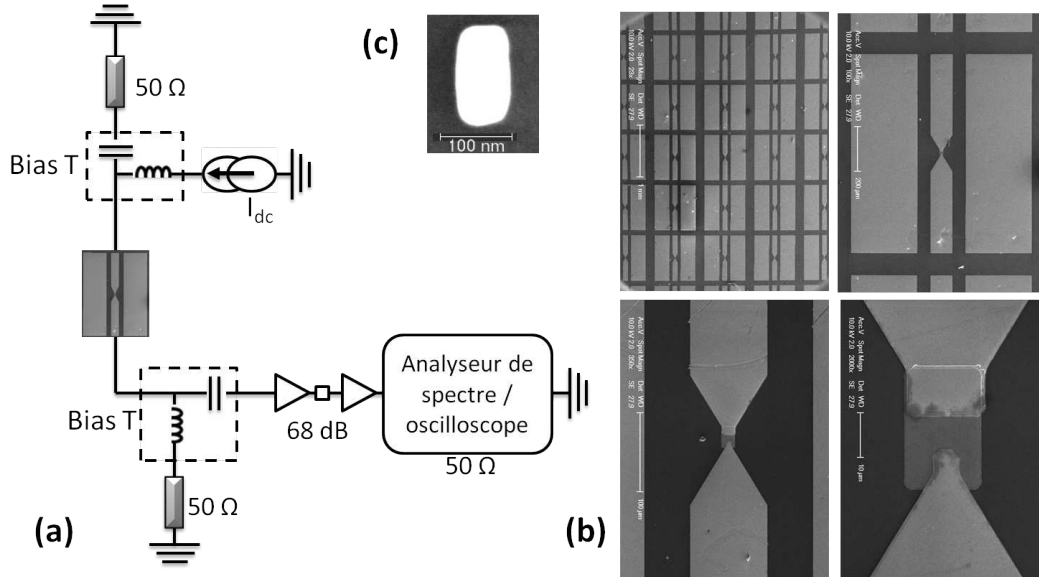


FIGURE 3.12 – a) Schéma du montage expérimental de mesure dynamique d’oscillation dans des JTMs. SA : analyseur de spectre. b) Image au microscope électronique à balayage (MEB) des deux électrodes connectant la jonction tunnel (invisible). c) Image au MEB d’une jonction de petite taille juste après gravure du pilier.

haute fréquence. Sur le premier port, une inductance fait office de passe-bas et coupe les signaux hautes fréquences tandis que sur le second port, un condensateur fait office de passe-haut et coupe les signaux DC et basses fréquences. Le premier T de polarisation en amont de l’échantillon empêche que les bruits hautes fréquences de la source de courant n’affectent la mesure, augmentant ainsi le rapport signal sur bruit. Il empêche aussi les réflexions à l’entrée de l’échantillon. Le second T de polarisation protège l’analyseur de spectre des courants DC. Des T de polarisation $50\ \Omega$ HP 11612 sont utilisés. Leur gamme de fréquence se situe entre 0.045 et 26.5 GHz, avec un minimum de pertes dues aux réflexions (20 dB de 0.045 à 8 GHz, 18 dB de 8 à 18 GHz, 14 dB de 18 à 26.5 GHz) et de pertes d’insertion (0.8 dB de 0.045 à 12.4 GHz et 1.3 dB de 12.4 à 26.5 GHz). Les pertes de réflexions sont les pertes de puissance de signal dues aux réflexions induites par la désadaptation d’impédance. Les pertes d’insertion sont l’atténuation due à l’insertion de l’échantillon entre les guides de transmission.

La source de courant ou de tension DC est soit dans le premier cas un Keithley 2400

(ou 6221), soit dans le second cas, un Lock-in SR 830. Des résistances $50\ \Omega$ terminent les voies non-connectées. Nous utilisons des câbles SMA de bande-passante 18 GHz ou des câbles 2,92mm (aussi appelé K) de bande-passante 40 GHz. Une amplification de 68 dB est placée avant les instruments de mesures hautes fréquences adaptés $50\ \Omega$. Ces amplificateurs sont la combinaison de deux amplificateurs en série, l'un de 38 dB et l'autre de 32 dB. Un atténuateur de 2 dB est placé entre les deux afin de diminuer la désadaptation d'impédance.

Dans cette configuration, l'échantillon est placé soit entre les deux parties d'un électroaimant, soit au milieu d'une bobine, afin d'appliquer un champ magnétique externe dont on contrôle la direction et l'amplitude. Le champ maximum que l'on peut atteindre est $\pm 250\text{ mT}$ et l'électroaimant peut pivoter sur l'axe de l'échantillon. Le champ appliqué à l'endroit de l'échantillon est considéré comme homogène.

Ce montage expérimental permet l'étude d'un échantillon sous courant et sous champ et de ce fait, la caractérisation d'une oscillation induite par transfert de spin. Un montage similaire introduit dans un cryostat permet les mesures à basses températures.

3.3.2 L'analyseur de spectre

L'analyseur de spectre (AS) utilisé dans cette étude est un appareil Rohde & Schwartz FSU 50 avec une bande passante de 50 GHz. Il effectue la décomposition spectrale d'un signal sur une gamme de fréquence donnée et selon une résolution de bande-passante appelée RBW. Son fonctionnement de base est une détection hétérodyne. C'est-à-dire que le signal d'entrée est mélangé avec le signal de l'oscillateur interne de référence de l'analyseur de spectre, appelé l'oscillateur local (local oscillator - LO), dont la fréquence f_{Lo} est contrôlée et connue. La fréquence centrale du signal mesuré est appelée f_0 . Lorsqu'elle est mélangée avec la fréquence de l'oscillateur local, cela résulte en un signal de sortie centré en $f_0 + f_{Lo}$ et $f_0 - f_{Lo}$. La seconde est filtrée au moyen d'une RBW centrée en une fréquence intermédiaire f_{IF} plus basse que la fréquence originale et donc plus facilement manipulable. f_{Lo} est ensuite scannée le long de la gamme sélectionnée et l'enveloppe du signal est détectée à f_{IF} avec une RBW fixe et la valeur moyenne absolue est tracée le long de la gamme de fréquence. En conclusion, chaque point du spectre est la tension moyenne du signal entre $\frac{f-RBW}{2}$ et $\frac{f+RBW}{2}$.

Le résultat obtenu (proportionnel à la densité spectrale de puissance) est équivalent au carré de la valeur absolue de la transformée de Fourier du signal, également équivalente, comme mentionné précédemment, à la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation du signal.

3.3.3 La densité spectrale de puissance

Un spectre à courant nul est soustrait à chaque spectre pour s'affranchir du niveau de base du bruit Johnson-Nyquist dû aux bruits électroniques, de la figure de bruit du gain des amplificateurs. Le spectre calculé en nV^2/Hz présente de larges raies autour de certaines fréquences et de leurs multiples. Un exemple est présenté sur la figure 3.13a. Le spectre de l'échantillon I3 soumis à une tension appliquée de -350 mV exhibe une large raie centrée en 11.08 GHz. Dans un premier temps, on choisit d'ajuster de tels raies avec une forme lorentzienne puisque c'est la forme attendue pour de telles oscillations (voir le chapitre 1) :

$$S_v(\omega) = \frac{A}{2\pi} \frac{\Delta\omega}{(\omega - \omega_0)^2 + (\frac{\Delta\omega}{2})^2}. \quad (3.3.1)$$

Bien qu'un ajustement lorentzien ne convienne pas parfaitement à décrire cette raie spectrale, comme on le voit sur la figure 3.13a, on considérera dans un premier temps cela satisfaisant. On extrait les trois paramètres : la puissance du maximum, la fréquence centrale ω et la largeur de raie à mi-hauteur $\Delta\omega$, d'après la formule 3.3.1. A est la puissance totale intégrée sur l'ensemble du spectre. La forme de la raie fera l'objet d'une discussion dans les chapitres suivants.

Pour visualiser de façon plus commode la dépendance de ces paramètres en fonction du champ ou de la tension appliquée, on trace une cartographie des spectres en fonction du paramètre de contrôle étudié. La figure 3.13b est un exemple de carte des spectres en fonction du champ, avec la puissance représentée en échelle de couleur.

3.4 Caractérisation temporelle hyperfréquence

Les mesures via l'analyseur de spectre durent typiquement une seconde et requièrent que le signal soit stationnaire, c'est-à-dire indépendant du temps, pendant cette durée. On remarque que suivant ce mode opératoire, dans une configuration donnée, on ne

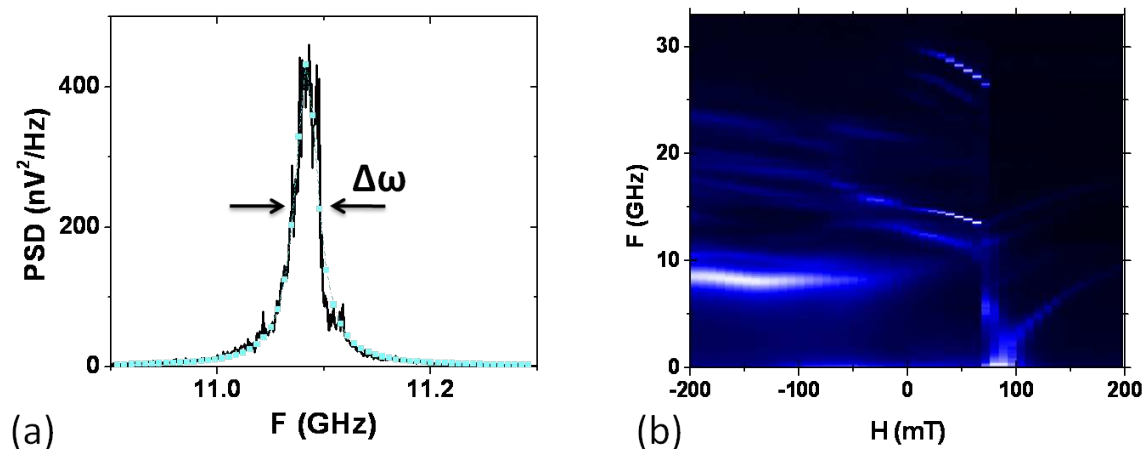


FIGURE 3.13 – a) Exemple d'un spectre de OTS de l'échantillon I3 enregistré avec un analyseur de spectre pour une tension appliquée de -350 mV. b) Carte de la fréquence des spectres l'échantillon I2 en fonction du champ avec la puissance représentée en échelle de couleur.

mesure jamais deux spectres strictement identiques, ce qui ne serait pas le cas pour des temps de mesures très longs. D'après ce constat, on peut mettre en doute la stabilité de l'oscillateur sur de telles durées. Dans la section suivante, nous détaillerons les mesures temporelles hautes fréquences dont la précision temporelle est très élevée. Ces mesures sont a priori équivalentes aux mesures d'analyseur de spectre bien que le rapport signal sur bruit soit moins satisfaisant. Elles sont néanmoins plus adaptées à la mesure de signaux qui présentent des instabilités temporelles et permettent leur caractérisation.

Pour les mesures en domaine temps, le montage est le même que le précédant, les oscillations étant ici enregistrées avec un oscilloscope monocoup « SDA 18000 serial data analyzer » de la marque LeCroy. Cet appareil a une impédance d'entrée de 50Ω et une bande-passante de 18 GHz dans le mode que nous avons choisi. Les traces temporelles sont acquises sur une durée de $20 \mu\text{s}$ avec une fréquence d'échantillonnage de 60 Giga-échantillons par seconde. La résolution en temps entre deux points consécutifs est donc de 17 ps.

Deux effets majeurs peuvent contribuer à rendre le signal non-stationnaire. Premièrement, le bruit de phase est une grandeur stochastique s'accumulant au cours du

temps. Le bruit de phase influe donc de manière différente les mesures, selon qu'elles soient acquises sur des temps au temp caractéristique du bruit de phase ou sur des temps plus longs. Deuxièmement, on peut supposer qu'un changement de la conductivité électrique au travers de l'échantillon aura des effets drastiques sur la mesure ainsi que sur la précession d'aimantation. La dégradation des propriétés de l'échantillon sous courant doit donc être caractérisée et implique la plus grande prudence.

3.4.1 Les traces temporelles

Les traces temporelles sont sujettes à de nombreuses perturbations et sont très bruyantes. La figure 3.14a présente en noir une trace temporelle de l'échantillon I3 pour une tension de -350 mV. Cette mesure correspond au spectre mesuré par l'AS et présenté dans la section précédente sur la figure 3.13a (c'est-à-dire un spectre présentant une raie centrée en 11.08 GHz et de 25 MHz de largeur de raie). La figure 3.14b montre un agrandissement de cette même trace. On constate que l'on ne peut pas distinguer la sinusoïde associée à la précession.

Nous appliquons donc un filtre passe-bande numérique aux traces temps afin de s'affranchir du bruit à basse fréquence, du niveau de base de bruit ainsi que des contributions dues aux harmoniques du signal. Dans cet exemple, on applique un filtre FFT (Fast Fourier Transform) de 400 MHz de bande-passante, centré en 11.1 GHz. Les traces obtenues sont présentées en rouge sur les figures 3.14 a) et b). L'amplitude du signal est diminuée de toutes les contributions issues des hautes et basses fréquences. Sur l'agrandissement, on distingue maintenant la trace sinusoïdale. Nous avons appliqué systématiquement des filtres FFT dont la bande-passante varie de 10 MHz à 4 GHz, et choisi la valeur du filtre qui supprime les fluctuations d'amplitude très rapides mais qui conserve la tendance plus marquée du signal. La figure 3.15 montre en exemple cette même trace temporelle sur laquelle sont appliqués des filtres de différentes ouvertures. Les bandes-passantes des filtres utilisés sont 95 MHz, 400 MHz et 1,2 GHz, respectivement, pour a, b et c, tous centré en la même fréquence. On constate, en a), que pour un filtre de seulement 4 fois la largeur de raie à mi-hauteur du spectre, les fluctuations d'amplitude sont lissées. Les seules fluctuations d'amplitude visibles ont une fréquence de 25 MHz. En b), on a représenté la trace temporelle soumise au filtre de 400 MHz (16 fois la largeur de raie) que nous avons choisi d'utiliser. Des fluctua-

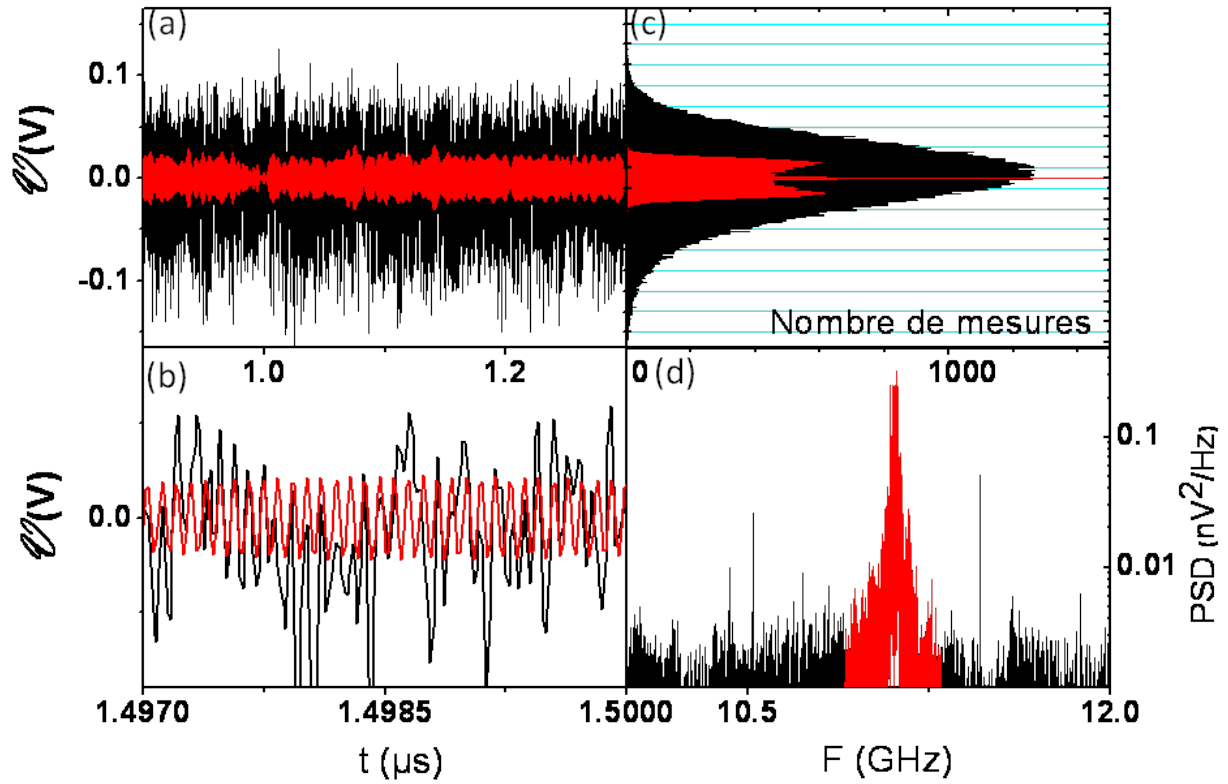


FIGURE 3.14 – (a) Exemple de trace temporelle de l'échantillon I3 en noir pour une tension de -350 mV et la trace en rouge sur laquelle on a appliqué un filtre FFT de 400 MHz de bande-passante. (b) Agrandissement sur les précédentes traces temps. Les distributions d'amplitude respectives de la trace brute (noir) et la trace filtrée (rouge) en (c) et les PSDs respectives en (d).

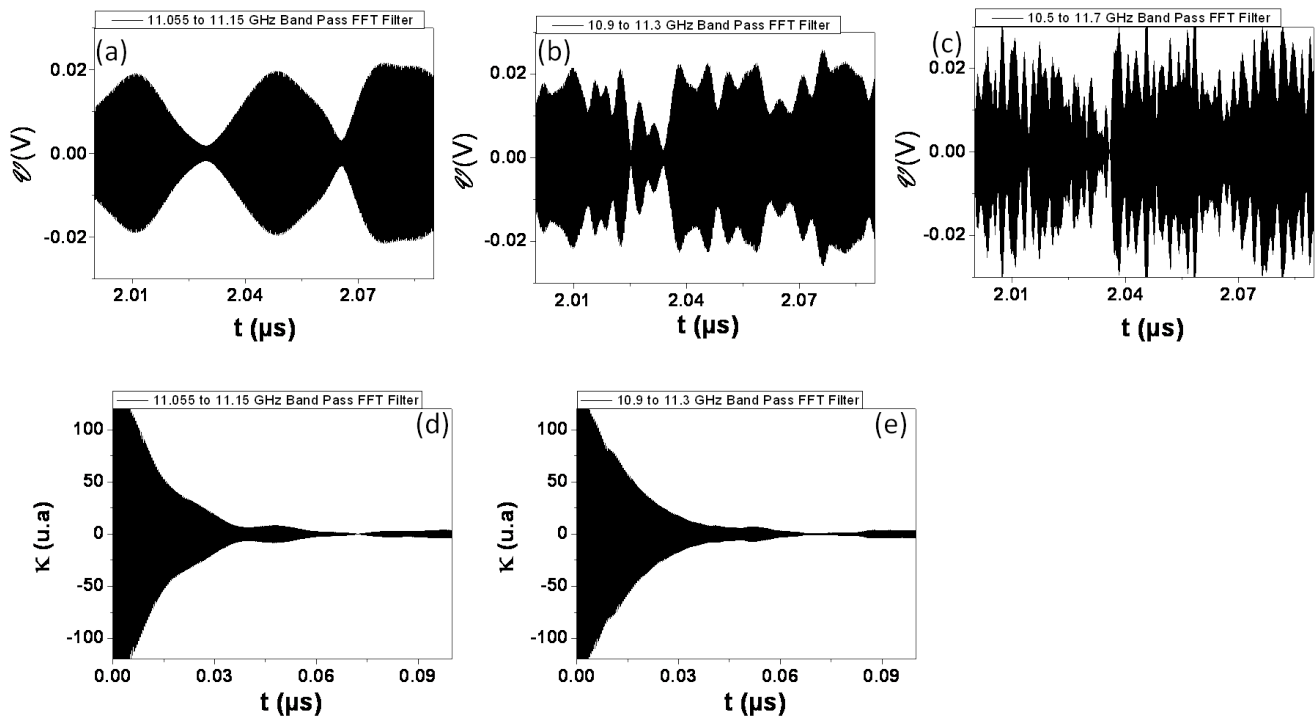


FIGURE 3.15 – Trace temporelle de l'échantillon I3 pour une tension de -350 mV soumise à des filtres FFT de différentes bandes-passantes de 95 MHz, 400 MHz et 1,2 GHz, respectivement pour a, b et c. En d et e sont représentées les fonctions d'autocorrelations $\kappa(t)$ des traces a et b.

tions d'amplitude plus rapides que dans le cas d'un filtre plus petit sont visibles. Ce filtre est le cas intermédiaire entre le filtre lissant les fluctuations, représenté en a), et le filtre laissant apparaître les fluctuations très rapides, représenté en c) (filtre de 1,2 GHz de bande-passante). En d) et e) sont représentées les fonctions d'autocorrélations des traces a) et b). On constate le même phénomène de lissage des fluctuations. On constate aussi que des structures fluctuantes affectent la partie faibles amplitudes des fonctions de corrélations.

Sur la figure 3.14c sont représentées les PSDs de la trace brute (noire/sombre) puis de la trace filtrée (rouge/claire). Le filtre FFT garde inchangée toutes les contributions incluses dans la gamme de fréquence sélectionnée et supprime toutes les contributions du signal dont les fréquences sont hors de cette gamme de fréquence. Sur la figure 3.14d sont représentées les distributions d'amplitudes de la trace brute (noire/sombre) et filtrée (rouge/claire). Les amplitudes du signal brut sont distribuées selon une gaussienne centrée en zéro. Sur le signal filtré, toutes les contributions relatives aux basses et hautes fréquences sont supprimées. Les amplitudes des contributions restantes, correspondant à la raie sélectionnée, sont distribuées selon une fonction en « dos de chameau ».

En conclusion, la majorité des contributions supprimées étaient des contributions d'amplitudes proches de zéro. Les deux bosses correspondent aux enveloppes positives et négatives, toute deux centrée en plus ou moins l'amplitude moyenne de précession. C'est-à-dire l'amplitude stable de la précession a_0 .

3.4.2 La fonction d'autocorrélation

La fonction d'autocorrélation $\kappa(t) = \langle V(t)V(0) \rangle$ de la tension mesurée $V(t)$ de l'échantillon I3 est représentée sur la figure 3.16. C'est une fonction sinusoïdale dont l'amplitude décroît au cours du temps selon la définition donnée dans le chapitre 1 équation 1.4.1 :

$$\kappa(t) = A \cos(\omega t) e^{-\frac{|t|}{\tau}}.$$

Grâce à un ajustement exponentiel de l'enveloppe de la fonction d'autocorrélation, on extrait un temps de corrélation τ_c . Il est égal à l'inverse de la largeur de raie lorentzienne à mi-hauteur $\tau_c = 2/\Delta\omega = 1/\pi f$ dans les analyses fréquentielles. Dans cet exemple, τ_c

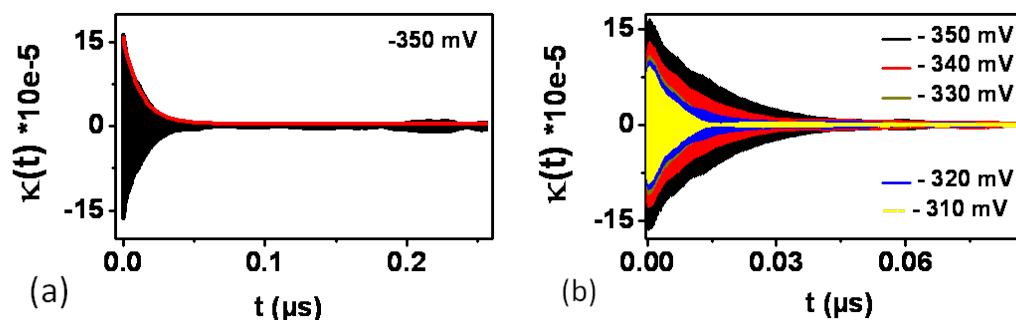


FIGURE 3.16 – (a) Exemple de fonction d'autocorrélation de l'échantillon I3 en fonction du temps de décalage τ . (b) Fonctions d'autocorrélation pour cinq valeurs de tension supérieure à la tension seuil.

augmente de 4 à 12 ns quand on augmente la tension de -310 mV à -350 mV (la tension de seuil est estimée entre -275 et -290 mV).

On obtient donc, grâce à la fonction d'autocorrélation du signal, un temps caractéristique qui correspond à la largeur de raie. A ce stade, nous ne savons pas quels sont les processus de bruit contribuant à la largeur de raie. Il est de la même façon possible de calculer les fonctions d'autocorrélation des fluctuations d'amplitude et de phase. Ainsi l'on peut obtenir des temps caractéristiques de ces deux paramètres fluctuants.

3.4.3 La transformée de Hilbert

Le signal analytique

On applique à la trace temporelle de l'échantillon I3 le calcul du signal analytique défini grâce à la transformée de Hilbert tel que décrit dans le chapitre 1.

$$x_a(t) = v(t) + i\text{HT}(v(t)) \equiv A(t)e^{i\Phi(t)}. \quad (3.4.1)$$

La figure 3.17a représente la trace temporelle de 37 ns pour une tension $V = -350$ mV et un champ $H = -32$ mT selon l'axe facile avec l'enveloppe positive de amplitude, $A(t)$, de $x_a(t)$ résolue en temps représentée en rouge et $-A(t)$ en bleu. Par ailleurs,

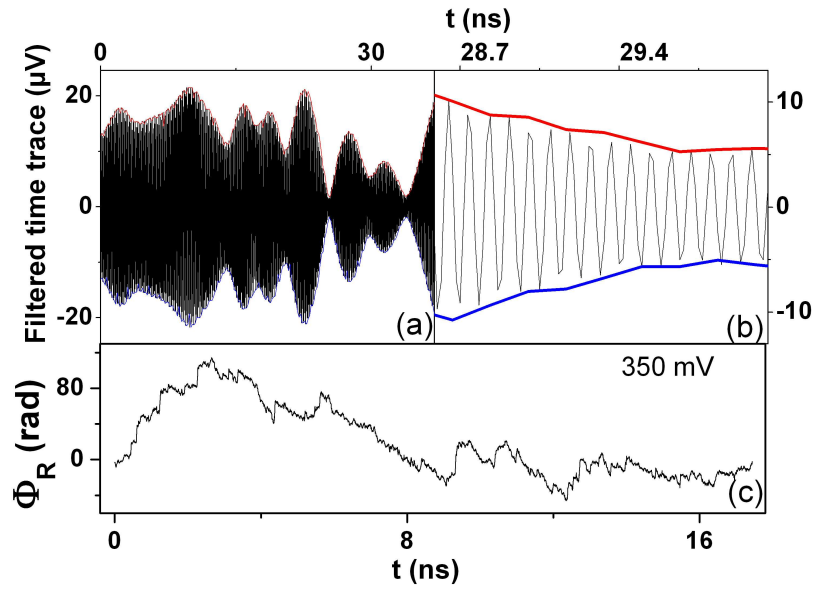


FIGURE 3.17 – (a) Trace temporelle de l'échantillon I3 de 37 ns pour une tension $V = -350$ mV et un champ $H = -32$ mT selon l'axe facile avec l'enveloppe positive de amplitude, $A(t)$, de $x_a(t)$ résolue en temps représentée en rouge et $-A(t)$ en bleu. (b) Une fenêtre de 2,6 ns de la même trace. (c) La déviation de phase résolue en temps, $\phi(t)$, extraite du signal analytique $x_a(t)$.

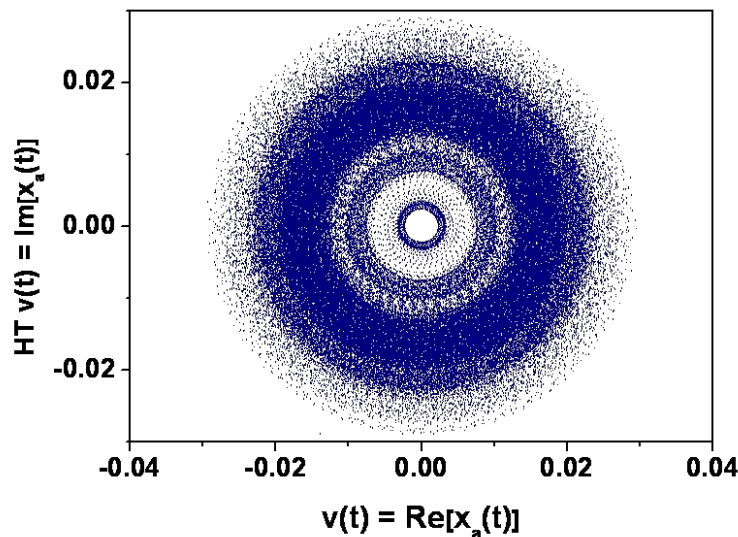


FIGURE 3.18 – Portrait de phase d'une trace expérimentale de l'échantillon I3 pour une tension de -350 mV.

remarquons que l'on observe sur cette trace deux exemples d'extinctions du signal vers 25 et 35 ns. La figure 3.17b représente un agrandissement de 2,6 ns de cette même trace. On constate que l'enveloppe ainsi extraite grâce à la fonction analytique $x_a(t)$ suit bien les fluctuations de l'amplitude du signal. La figure 3.17c représente la déviation de phase résolue en temps, $\phi(t)$, extraite du signal analytique $x_a(t)$ suivant la méthode présentée dans le chapitre 1.

Le portrait de phase

Le portrait de phase extrait grâce la transformée de Hilbert comme présenté au chapitre 1 est représenté sur la figure 3.18 pour une tension de -350 mV. On observe des anneaux de rayons différents, centrés en zéro. Ces portraits de phase, quasiment équivalents aux distributions des fluctuations d'amplitude présentées sur la figure 5.7, contiennent en plus des informations sur la phase au cours du temps incluent dans le déroulement du portrait de phase autour de l'origine. L'équivalence entre ces deux représentations est présentée sur la figure 3.19. Le portrait de phase de la trace expérimentale de I3 pour une tension de -350 mV est représentée dans le panneau a) et

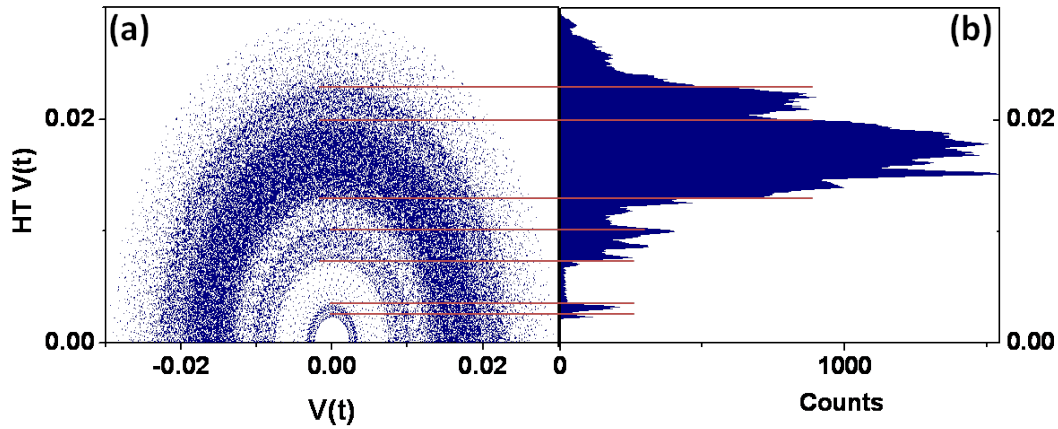


FIGURE 3.19 – Portrait de phase d’une trace expérimentale de l’échantillon I3 pour une tension de -350 mV dans le panneau de gauche et l’histogramme de distribution d’amplitude de la trace correspondante dans le panneau de droite. Les lignes horizontales sont des guides pour mettre en évidence l’équivalence entre les deux représentations.

l’histogramme de distribution d’amplitude de la trace correspondante dans le panneau b). Les lignes horizontales sont des guides pour mettre en évidence l’équivalence entre les deux représentations. On constate que chaque anneau du portrait de phase correspond à une fluctuation d’amplitude marquée. Nous verrons comment cette représentation permet rapidement de définir la nature thermique ou entretenue d’une oscillation dans le chapitre 4.

3.4.4 La variance de Allan

La variance de Allan possède un avantage notable par rapport aux autres traitements bien qu’en soit elle ne contienne que peu d’information. Cette avantage repose sur le fait que les valeurs caractéristiques des pentes de la variance de Allan correspondants aux catégories de bruit couramment rencontrées sont connues. Ces valeurs sont résumées dans le tableau 1.4.5. Bien que les traces temporelles demandent un peu d’efforts afin d’obtenir des informations, elles présentent un avantage énorme quant à la validité des calculs. En effet, il est très facile de simuler un signal sinusoïdal à une fréquence choisie, puis de lui appliquer soit du bruit de phase ou encore du bruit en amplitude ou additif.

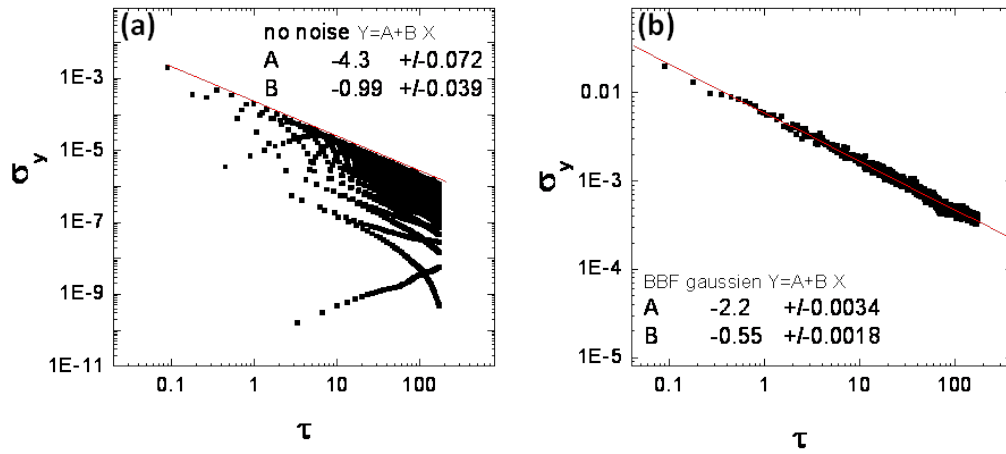


FIGURE 3.20 – (a) La variance de Allan d’une sinusoïde de 11.1 GHz qui n’est soumise aucun bruit hormis celui introduit par l’échantillonnage du signal par pas de 17 ps. (b) La variance de Allan d’une sinusoïde de 11.1 GHz soumise à du bruit blanc de fréquence.

Nous avons donc appliqué cette méthode à l’étude de la variance de Allan (VA), dont nous rappelons la définition mathématique :

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2\tau^2} \langle (\tau_i - \tau_{i+1})^2 \rangle,$$

où $\tau = \langle \tau_i \rangle$. La moyenne $\langle (\tau_i - \tau_{i+1})^2 \rangle$ est calculée comme

$$\langle (\tau_i - \tau_{i+1})^2 \rangle = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m (\tau_i - \tau_{i+1})^2,$$

pour nos calculs nous avons utilisé $m = 100$ qui est un bon compromis entre les valeurs de m inférieures à 100 pour lesquelles le résultats est influencé par le peu de statistique et les valeurs de m supérieure à 100 qui n’apportent pas de meilleure fiabilité mais réduisent le nombre de points de la variance de Allan ainsi calculée.

La figure 3.20a montre la variance de Allan calculée pour un signal sinusoïdal à 11.1 GHz avec une résolution en temps de 17 ps. Ce signal n’est soumis à aucun bruit

hormis celui introduit par l'échantillonnage de la mesure. On constate que le niveau de bruit est faible ($< 10^{-3}$) mais cependant non nul. Les effets d'échantillonnage de ce signal sont donc non nuls. On peut distinguer une pente de -1 parmi ce signal très bruyant. Ceci correspond à une valeur du coefficient μ de 2. On a fait la remarque au chapitre 1 que $\mu = 2$ est un cas ambiguë avec lequel il est difficile de connaître la nature exacte du bruit. Nous retiendrons donc juste qu'une pente de -1 peut provenir de l'effet d'échantillonnage du signal. La figure 3.20b représente la variance de Allan de la sinusoïde précédente soumise à du bruit blanc de fréquence. Le bruit blanc de fréquence est une variable stochastique ajoutée à la fréquence et distribuée de façon gaussienne autour de zéro. On a précédemment évoqué le fait que la phase se cumulait au cours du temps.

$$V(t) = [V_0 + \epsilon(t)] \sin [2\pi f_0 t + \phi(t) + \phi_0]. \quad (3.4.2)$$

La fréquence stochastique que nous avons utilisée est donc cumulée au cours du temps dans la partie variable de la phase du signal sinusoïdal $\phi(t)$. La phase prend donc la forme d'une marche aléatoire. La variance de Allan obtenue dans ce cas est une droite de pente $-\frac{1}{2}$, ce qui correspond bien, d'après la théorie, à un bruit blanc de fréquence. On notera que l'impact de la largeur de la distribution gaussienne du bruit blanc est le même que dans le cas que nous allons présenter maintenant.

Un dernier test sur la variance de Allan est de remplacer le bruit blanc de fréquence par un bruit blanc additif, censé représenter le bruit de la mesure. On varie l'amplitude du bruit en variant la largeur de la distribution du bruit additif. Un exemple pour une largeur de distribution du bruit additif de 0.15 V est tracée sur la figure 3.21a. La pente de la variance de Allan obtenue est -1, valeur que l'on avait précédemment associée à un effet d'échantillonnage. La figure 3.21b est caractéristique de ce qui se passe lorsque l'on augmente l'amplitude du bruit additif introduit. A un certain point, les effets du bruit surpassent, ou égalent, ceux de l'échantillonnage. La variance de Allan présente donc une pente de -1 pour les temps courts et une pente de -0.5 au temps longs. Les deux effets sont visibles sur la variance de Allan (Fig. 3.21b). Enfin, la figure 3.21c montre que la variance de Allan, lorsque l'amplitude du bruit est importante, présente une pente de -0.5 sur la totalité des temps étudiés. Notre calcul de la variance de Allan est

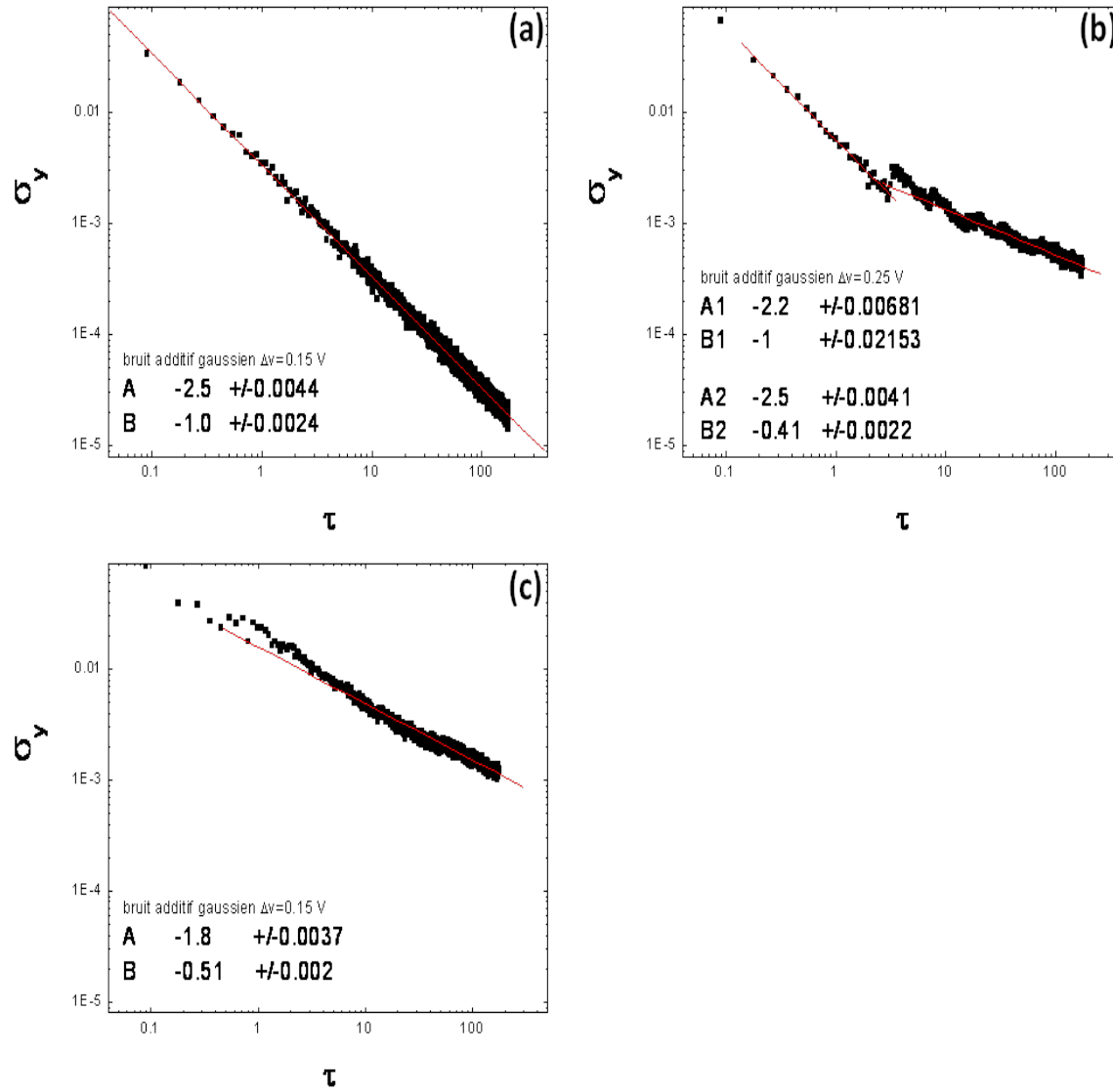


FIGURE 3.21 – variance de Allan d’une sinusoïde de 11.1 GHz soumise à un bruit blanc additif dont la distribution autour de la fréquence 11.1 GHz est de 0,15 V en (a), de 0,25 V en (b) et de 0,3 V en (c).

donc validée par ces exemples et nous avons caractérisé les effets de l'échantillonnage.

3.5 Conclusion

En conclusion, on a décrit les échantillons de types IMEC et Hitachi. Ce sont des jonctions tunnel à barrière isolante de MgO. La couche libre est une couche fine de CoFeB et la couche de référence est un système bicouche couplé antiparallèle et composé d'une couche de CoFeB près de la barrière et d'une couche de CoFe considérée comme fixe. On constate que ces jonctions sont sujettes à du transfert de spin lorsqu'un courant DC leur est appliqué perpendiculairement. Afin d'étudier d'éventuelles oscillations induites par le transfert de spin, le bruit électrique hyperfréquence est caractérisé en fonction du champ magnétique et du courant par analyseur de spectre et par oscilloscope monocoup. Grâce à l'analyseur de spectre, on obtient la densité spectrale de puissance sur une grande gamme de fréquences et avec un important rapport signal sur bruit. Ces spectres montrent des raies larges à certaines fréquences. Celles-ci sont ajustées avec une équation lorentzienne et les trois paramètres, puissance, fréquence centrale et largeur de raie sont obtenus. Grâce à l'oscilloscope monocoup, des traces temporelles du signal hyperfréquence sont enregistrées. Nous avons démontré la nécessité de filtrer les traces en utilisant une bande-passante de 400 MHz autour de la fréquence ciblée. La transformée de Fourier glissante permet une première visualisation de fluctuations de la fréquence pour des échelles de temps courtes. Les fonction d'autocorrelation permettent alors l'extraction des temps caractéristiques des fluctuations (de phase et d'amplitude). On utilise aussi la transformée de Hilbert afin de tracer la portrait de phase des fluctuations d'amplitude et de visualiser d'éventuelles extinctions. La transformée de Hilbert permet surtout de calculer le signal analytique qui rend possible l'extraction des fluctuations de phase et d'amplitude de façon continue au cours du temps. Grâce aux traces temporelles on a donc accès à de nouveaux paramètres très proches de la définition analytique

$$V(t) = [V_0 + \epsilon(t)] \sin [2\pi f_0 t + \phi(t) + \phi_0],$$

du signal. Enfin, on calcule la transformée de Allan des traces temporelles afin de distinguer la nature exacte du bruit de phase.

Chapitre 4

Etudes des modes expérimentaux

4.1	Identification des modes	124
4.1.1	Etude théorique des modes du système tricouche	124
4.1.2	Identification des modes expérimentaux	128
4.2	Etude quantitative des modes	138
4.2.1	Impact du transfert de spin sur les oscillations	139
4.2.2	Impact du transfert de spin sur les modes thermiques	148
4.2.3	Extraction des paramètres magnétiques	156
4.3	Dégradation et conséquences sur les modes	161
4.3.1	Mesures sous courant constant	162
4.3.2	Mesures en fonction d'une tension croissante	165
4.4	Conclusion	170

Dans le chapitre 2, nous avons présenté de nombreuses études sur les oscillateurs à transfert de spin dans des jonctions tunnel [33, 64, 66, 67, 72, 73, 74]. Lorsque l'on compare ces différentes mesures, un constat s'impose sur la diversité des comportements des signaux hyperfréquences. On a discuté de ces différences de comportements, notamment en comparant la dépendance de la fréquence des oscillations en fonction de la tension appliquée, et du champ, la conclusion étant que les modes mesurés sont probablement de nature différente. Il est donc crucial d'identifier la nature exacte des modes ainsi que leurs signatures expérimentales. Dans ce but, nous allons étudier, dans ce chapitre, les signatures expérimentales des modes de différente nature. Deux séries d'échantillons sont présentés, les échantillons dits d'IMEC (I1, I3 et I4) et les échantillons dits d'Hitachi (H2 et H3).

Dans un premier temps, grâce à une étude théorique préalable de la dépendance des fréquences en fonction du champ, nous identifions les couches magnétiques dont sont issus les modes observés. Dans les études expérimentales publiées, cette manière de procéder n'est pas systématiquement mise en oeuvre. Pourtant en identifiant les modes de la couche des modes optiques et acoustiques de l'AFS, nous pouvons expliquer une partie des comportements divergents des différents modes. Ensuite, parmi ces modes certains apparaissent pour des courants supérieurs à 250 mV. Nous identifierons alors ces modes associé à un seuil en courant à des oscillations entretenues par le transfert de spin et ceux qui ne montrent pas de seuil à des modes thermiquement peuplés.

Dans un deuxième temps, nous étudions l'impact du transfert de spin sur les divers modes en quantifiant les comportements grâce à un modèle analytique [48, 60, 104, 59, 54]. Cette étude des raies spectrales en fonction de la tension permettra l'identification des signatures du transfert de spin sur les modes thermiques et les modes entretenus. Nous obtiendrons ainsi une première mesure de paramètres tels que l'efficacité du transfert de spin, la nonlinéarité de la fréquence et la largeur de raie linéaire. Par ailleurs, nous constaterons que les échantillons d'Hitachi se comportent de façon inattendue et ne peuvent être identifiés à aucune des catégories de modes connues. Dans cette même section, nous étudions aussi quantitativement la dépendance en champ de ces modes afin d'extraire les paramètres intrinsèques de la couche libre des échantillons.

Dans un troisième temps, nous étudions la dégradation des échantillons soumis à une tension et nous discutons de l'impact de la dégradation sur la nature des modes

excités.

Certains des résultats présentés dans ce chapitre ont été récemment publiés [123, 141, 142, 143]. Parmi les résultats de ces publications seuls ceux pertinents à la discussion sur la nature des modes sont reportés dans ce chapitre.

4.1 Identification des modes

Dans cette section, nous calculons les excitations propres d'un système tricouche, de dimensions latérales faibles, en fonction des champs suivant les axes facile et difficile. Cela nous permettra de distinguer les modes expérimentaux de la couche libre des modes de l'AFS, ainsi que les configurations magnétiques statiques des différentes zones de champ.

4.1.1 Etude théorique des modes du système tricouche

Nous considérons un système de trois macrospins - la couche libre et des deux couches de l'AFS - couplés entre eux et où la couche inférieure de l'AFS est piégée par échange par un antiferromagnétique. L'évolution des aimantations des différentes couches magnétiques est gouvernée par l'équation de LL (éq. 2.3.22). Le champ effectif auquel la couche libre est soumise prend en compte les champs dipolaires rayonnés par les autres couches. Le champ effectif auquel sont soumises les couches de l'AFS prend en compte, en plus des champs dipolaires, le couplage d'échange RKKY au travers de la couche de ruthénium, ainsi que le fort champ d'échange dû à la couche antiferromagnétique de PtMn agissant la couche inférieure de l'AFS. Quelque soit l'expression de H_{eff} , on suppose les solutions comme étant des ondes planes. L'équation LL peut être linéarisée autour de la position d'équilibre du système tri-couche et le calcul des valeurs propres en fonction du champ s'exprime sous la forme :

$$[\mathbf{H} - \frac{i\omega}{\gamma}]\mathbf{M} = 0. \quad (4.1.1)$$

où $\mathbf{M}$ est la matrice des composantes des aimantations des trois couches et $\mathbf{H}$ la matrice 9×9 comprenant tous les couplages et champs d'échange agissant d'une couche

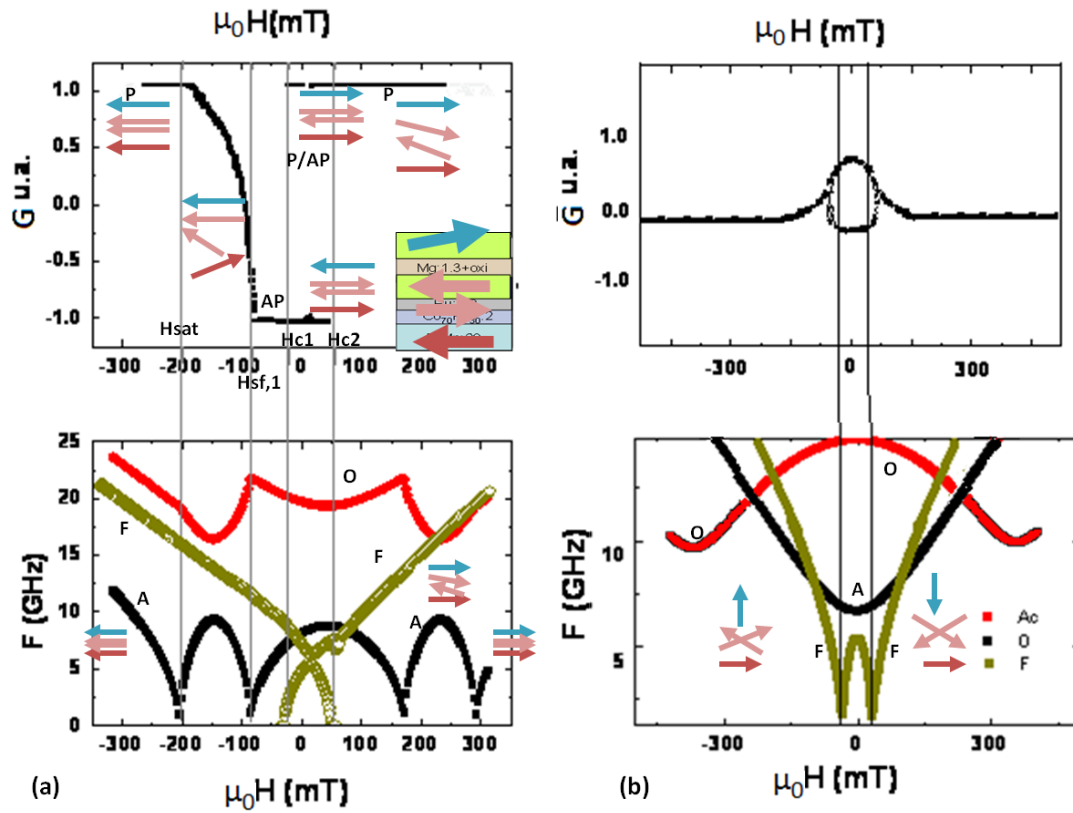


FIGURE 4.1 – Valeurs propres d'un système de trois macrospins couplés entre eux en fonction a) du champ suivant l'axe facile, b) du champ suivant l'axe difficile ainsi que leur cycle conductance en fonction du champ respectifs $G(H)$. Le système de trois macrospins -la couche libre et des deux couches de l'AFS- et de la couche antiferromagnétique est schématisé. Les flèches indiquent les directions des aimantations.

magnétique sur l'autre.

Sur la figure 4.1, nous présentons tout d'abord la variation de la magnétorésistance tunnel en fonction des champs magnétiques, déduite de l'angle formé par les directions des états d'équilibre des aimantations la couche libre et des couches de l'AFS. Ces cycles sont similaires aux cycles expérimentaux présentés dans le chapitre 3, avec une différence notable qui réside dans le fait qu'ici la résistance représentée est la conductance différentielle dI/dV . Ainsi la conductance est maximale dans l'état P, correspondant à une résistance minimale. La conductance est minimale dans l'état AP et intermédiaire dans des configurations non-parallèles. Le cycle de conductance $G(H)$ en fonction de

l'axe facile nous permet de définir les champ caractéristiques du système, et en particulier les champs de retournement (H_{c1} et H_{c2}) indiquant le basculement des aimantations d'un état P vers AP, ou vice-versa, le champ de spin-flop le plus faible ($H_{sf,1}$) indiquant l'initiation d'un état dit « ciseaux », dans lequel l'alignement des aimantations de l'AFS se fait graduellement à la manière de ciseaux se fermant [144] et finalement le champ de saturation le plus faible ($H_{sat,1}$). Le long de l'axe difficile le cycle $dI/dV(H)$ est similaire à celui présenté dans le chapitre 3.

Sur la figure 4.1, nous présentons les valeurs propres du système calculées en fonction du champ suivant l'axe facile en (a) et suivant l'axe difficile en (b). Sont superposées les fréquences obtenues en balayant le champ d'un extrême à l'autre, et vice-versa. On obtient donc dans la région hystérétique, correspondant à la région bistable des cycles $dI/dV(H)$, plusieurs modes qui se superposent. Les modes dont les fréquences tombent vers zéro pour une valeur de champ caractéristique sont appelés « modes mous », ce qui est significatif d'un changement de configuration magnétique. En effet, au champ de retournement d'une configuration magnétique, la courbure de l'énergie de l'état uniforme est très faible et la fréquence des modes correspondant est donc nulle. On peut ainsi, lorsque l'on voit un mode dont la fréquence s'annule, en déduire la couche excitée d'après la valeur de ce champ.

Ainsi, le long du champ suivant l'axe facile, aux champs de retournement de l'aimantation de la couche libre (ici $H_{c1} \sim -23$ mT et $H_{c2} \sim 60$ mT mais ceux-ci sont dépendants de la taille de l'échantillon), les deux branches d'un mode en forme de « V » sont les branches du mode ferromagnétique de la couche libre, représentées en jaune et notées F. Les deux branches correspondants au champ balayé de l'état P vers AP, et le scénario inverse, se croisent dans la zone hystérétique en une valeur de champ égale au champ dipolaire rayonné par l'AFS sur la couche libre. Ce mode est donc très légèrement décentré par rapport à zéro, comme l'est le cycle $dI/dV(H)$, du fait du champ dipolaire stabilisant une configuration donnée plus que l'autre. La variation de la fréquence de ce mode en fonction du champ suit la loi de Kittel le long des deux branches.

Contrairement au mode F, le mode acoustique de l'AFS, représenté en noir et noté A, voit sa fréquence qui diminue lorsque les champs faibles augmentent. Le mode acoustique correspond à une précession en phase des deux directions d'aimantations. Sa

fréquence s'annule aux champs de spin-flop notés $H_{sf,1}$ et $H_{sf,2}$ pour lesquels les aimantations de l'AFS entrent en mode ciseau, brisant le parallélisme et en $H_{sat,1}$ et $H_{sat,2}$, les champs de saturations correspondants à l'alignement des trois couches, (schématisé par des flèches sur la figure). On note que $|H_{sf,1}| < |H_{sf,2}|$ car l'anisotropie d'échange induite par la couche de PtMn stabilise la couche inférieure. Expérimentalement, cela a pour conséquence que seul $H_{sf,1}$ soit visible sur nos mesures. La zone de champ située entre $H_{sf,1/2}$ et $H_{sat,1/2}$ correspond à des valeurs de champs pour lesquelles les aimantations de l'AFS sont positionnées selon la configuration dite « ciseaux » où les aimantations de l'AFS forment entre elles un angle différent de 0 ou π . Plus le champ augmente plus les ciseaux se referment, jusqu'à leur alignement en $H = H_{sat,1/2}$.

Le mode optique de l'AFS, représenté en rouge et noté O, est visible à très hautes fréquences. Le mode optique correspond à une précession en opposition de phase des deux aimantations. Sa fréquence est minimale à bas champs et augmente lorsque le champ augmente. Elle subit un brusque changement de pente en $H_{sf,1/2}$ et en $H_{sat,1/2}$. Finalement, notons que la fréquence d'une couche (par exemple la couche libre) lorsque l'on atteint le champ de retournement de l'autre couche (dans ce cas, la couche supérieure de l'AFS) ne subit qu'un très léger décalage dû au changement de champ dipolaire rayonné par la couche retournée (ici l'AFS).

Sur la figure 4.1b, on a représenté les fréquences des ces trois modes en fonction du champ suivant l'axe difficile. On constate que la fréquence du mode issu de la couche libre s'annulent encore aux champs de saturation $H_{c,1/2}$, puis augmentent en fonction du champ suivant l'équation de Kittel. Le mode O de l'AFS montre un maximum aux champs de saturation $H_{sat,1/2}$.

Notons qu'expérimentalement, aux champs de retournement et de spin-flop, les fréquences ne s'annulent jamais car il existe toujours soit un désalignement des couplages d'échanges des couches avec l'axe du champ, soit un mésalignement du champ appliqué. Notons que les champs caractéristiques calculés sont fonctions des rapports d'aspect des jonctions. Par exemple, les champs coercitifs de l'aimantation libre se calculent en fonction des coefficients de désaimantation (N_x, N_y) proportionnels au rapport d'aspect. De ce fait, les fréquences des modes changent en fonction de la taille des jonctions. Hormis cela, les modes ne changent qualitativement pas. Remarquons tout de même que, dans

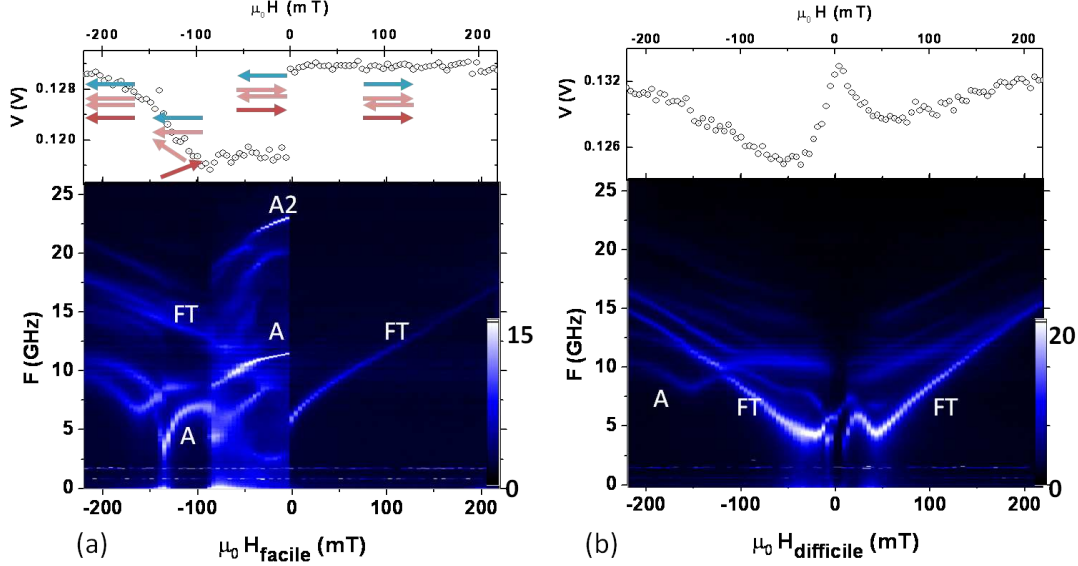


FIGURE 4.2 – a) DSP de l'échantillon I3 en fonction du champ suivant l'axe facile pour une tension de -340 mV et le cycle $dI/dV(H)$ correspondant. b) DSP de l'échantillon I3 en fonction du champ suivant l'axe difficile et le cycle $dI/dV(H)$ correspondant. On note FT le mode thermique de la couche libre, A et O les modes acoustiques de l'AFS.

ce calcul des valeurs propres des modes, l'énergie d'échange intercouche et l'anisotropie d'échange, toutes deux représentant le couplage intercouche de l'AFS, sont deux quantités mal connues dans de tels systèmes. Nous les prenons respectivement égales à $2.9 \cdot 10^{-4}$ J/m et -0.12 T, c'est-à-dire proches des valeurs de la littérature [122, 123]. Ainsi, en observant la fréquence à bas champs (là où la différence est la plus grande), les valeurs des champs caractéristiques où la fréquence s'annule, ainsi que les pentes des fréquences en fonction du champ (à bas champs selon l'axe facile, la pente est positive pour la couche libre et le mode optique de l'AFS, et négative pour le mode acoustique), on peut connaître la couche dans laquelle un mode étudié est excité.

4.1.2 Identification des modes expérimentaux

Dans cette section, nous allons montrer que nous identifions des modes de la couche libre ainsi que des modes de l'AFS. Pour cela, nous présentons deux échantillons dont l'un émet un mode entretenu par le transfert de spin de l'AFS alors que l'autre

échantillon émet un mode entretenu de la couche libre. On présente tout d'abord les modes expérimentaux de deux échantillons (I3 et I4), de forme rectangulaire dont les coins sont rognés et de taille $73 \times 130 \text{ nm}^2$. Ces échantillons sont choisis pour leur faible tension de seuil ($\sim -300 \text{ mV}$ et $\sim 250 \text{ mV}$, respectivement) et leur importante TMR (15 et 23%, respectivement). La résistance des états P est, respectivement, égale à 260 et 400 Ω . Leur produit RS est donc respectivement de $2.1 \Omega\mu\text{m}^2$ et $3.1 \Omega\mu\text{m}^2$, c'est-à-dire légèrement supérieur à la moyenne de nos échantillons.

Nous commençons par l'étude de l'échantillon I3, qui représente le comportement de la majorité de nos échantillons. Sur la figure 4.2a, on a représenté la DSP de I3 en fonction du champ suivant l'axe facile, ainsi que le cycle $dI/dV(H)$ correspondant, pour une tension appliquée de -340 mV. La puissance, représentée en échelle logarithmique, est indiquée par les couleurs. La tension appliquée est telle que pour une tension négative les électrons vont de la couche libre vers la couche de l'AFS, ce qui est un scénario susceptible de déstabiliser la couche supérieure de l'AFS. On constate tout d'abord sur ce graphe trois zones distinctes. De droite à gauche, la zone d'état magnétique P dans laquelle la conductance est maximale et où un unique mode est visible (noté FT). La fréquence de ce mode tend à s'annuler au champ de retournement $H = 0$. D'après les critères établis dans la section précédente, ce mode est clairement un mode de la couche libre.

La deuxième zone correspond à l'état magnétique AP dans lequel la conductance est minimale et dans laquelle plusieurs modes sont visibles. On observe les modes acoustiques de l'AFS dont les fréquences tendent à s'annuler au champ de spin-flop $H_{sf,1} = -90 \text{ mT}$ et au champ de saturation $H_{sat,1} = -140 \text{ mT}$. Ainsi la fréquence du mode acoustique le plus intense de l'AFS (noté A) est maximale (11.5 GHz) à champ nul et sa largeur de raie γ est minimale (16.5 MHz)¹. La fréquence à champ nul est trop grande pour être la fréquence de la couche libre et trop faible pour être le mode optique. Ainsi, l'état AP est déstabilisé par le transfert de spin induit par les électrons et le mode acoustique de l'AFS (A) est visible tant dans l'état AP que dans l'état dit « ciseaux ». Un mode acoustique d'ordre supérieur (noté A2) et de même pente que A est visible

1. Non représentée ici et obtenue grâce à un ajustement de la raie spectrale avec l'équation d'une lorentzienne.

dans l'état AP. On constate que sur le cycle $dI/dV(H)$, pour des champs supérieurs à $H_{sat,1}$, la conductance est maximale et proche de la valeur dans l'état P. Cela indique bien un alignement parallèle des aimantations des couches. Dans cette nouvelle zone parallèle, on peut voir la seconde branche du mode FT, très légèrement décalée en fréquence par rapport à la branche de droite du fait du décalage en champ du mode de la couche libre soumise au champ dipolaire (voir schéma 4.1).

Remarquons que la puissance du mode A est très supérieure à la puissance des autres modes. Dans la section suivante, les effets de la tension seront étudiés, nous verrons alors que, parmi les modes observés sur cet échantillon, seul le mode A montre un seuil en tension marqué caractéristique d'un mode entretenu par transfert de spin.

Sur la figure 4.2b, nous avons représenté la DSP de I3 en fonction du champ suivant l'axe difficile, pour une tension de -340 mV, ainsi que le cycle $dI/dV(H)$ correspondant. On distingue la forme attendue du mode FT de la couche libre. A champ nul, un mode à environ 10 GHz semblerait suivre la variation attendue du mode optique de l'AFS (O) et à $H = -150$ mT la fréquence d'un mode semblerait avoir une forme de coude attendue en $H = -300$ mT du mode acoustique de l'AFS (A). Cependant, sur le cycle $dI/dV(H)$, on constate que les valeurs de résistance sont asymétriques de part et d'autre du champ nul ce qui est probablement significatif d'un désalignement soit du champ extérieur, soit de l'anisotropie d'échange de l'antiferromagnétique que l'on a induit par un recuit sous champ. En parallèle, nous remarquons que, comme attendu, les fréquences ne s'annulent pas totalement aux champs de retournement.

Nous présentons maintenant la DSP de l'échantillon I4 en fonction du champ suivant l'axe facile sur la figure 4.3a, pour une tension appliquée de +250 mV car cet échantillon montre un comportement radicalement différent de celui de l'échantillon I3. En effet, dans la zone d'état AP, le mode de la couche libre (noté F) et sa seconde harmonique (noté 2F) ont des puissances très importantes comparées aux autres modes et montrent un seuil en tension, pour une tension appliquée de +250 mV. Selon notre convention, les tensions positives déstabilisent l'aimantation de la couche libre car les électrons vont de l'AFS vers celle-ci. Les modes F et 2F correspondent à des oscillations entretenues de l'aimantations de la couche libre. La fréquence des modes F et 2F est bien minimale aux champs faibles, puis augmente lorsque le champ augmente, ce qui est contraire au

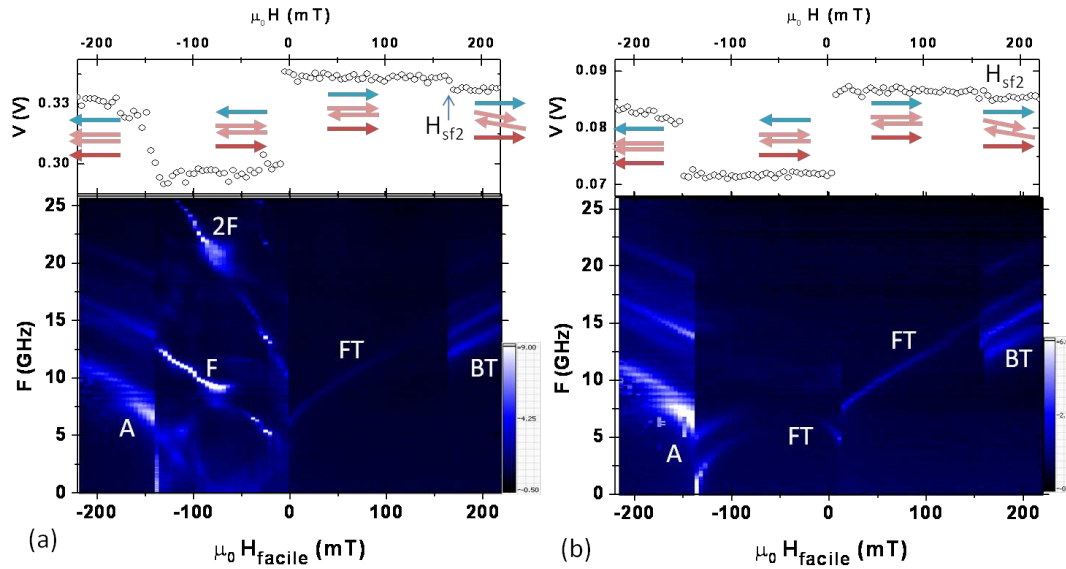


FIGURE 4.3 – DSP du signal obtenu pour l'échantillon I4 en fonction du champ suivant l'axe facile pour une tension (a) de +250 mV et (b) de -250 mV.

comportement du mode A de l'échantillon précédent. La variation de la fréquence du mode F en fonction du champ n'est pas parfaitement linéaire et contient des sauts. Outre sa seconde harmonique $2F$, un faible mode de l'AFS est visible dans la zone proche du champ de saturation $H = -140$ mT.

Dans l'état P, en champs positifs, on aperçoit aussi le mode thermique de la couche libre noté FT. A $H = 165$ mT, un changement de configuration magnétique induit un changement d'intensité de la DSP ainsi qu'un léger changement de conductance. Pour $H > H_{sf,2}$, la conductance est alors plus faible et correspond à une configuration où la direction de l'aimantation de la couche piégée, ainsi que celle de l'aimantation qui lui est couplée, ont légèrement tourné (voir le schéma des flèches sur la figure). Le désalignement entre la couche libre et la couche supérieure de l'AFS accroît grandement la sensibilité, révélant trois modes supplémentaires. Les modes notés BT sont soit des modes très uniformes auxquels nous ne serions donc pas très sensibles, soit des modes de bord subsistants à forts champs. En effet, le vecteur d'onde des modes de bord étant imaginaire (à la différence de celui des modes d'ordre supérieurs), leur fréquence est donnée par $\omega = \omega_0 - Dk^2$. Celle-ci est donc inférieure à ω_0 , la fréquence du mode

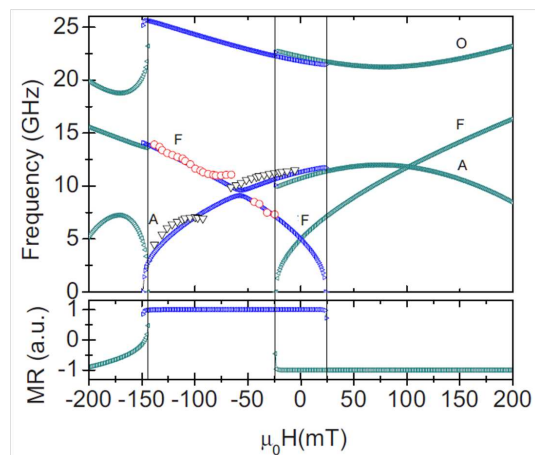


FIGURE 4.4 – Valeurs propres théoriques d’un système de trois macrospins couplés entre eux et confinés dans des dimensions latérales de $70 \times 130 \text{ nm}^2$. Des ronds rouges et des triangles noirs représentent respectivement les fréquences expérimentales du mode A associé à des oscillations entretenues dans l’AFS de l’échantillon I3 et du mode F associé à des oscillations entretenues dans la couche libre de l’échantillon I4.

uniforme indicé $k = 0$.

Sur la figure 4.3b, on a représenté la DSP de cet échantillon pour une tension de -250 mV déstabilisant ainsi l’AFS. Le mode thermique de la couche libre (FT) est visible dans les deux états magnétiques ainsi que deux modes de l’AFS (A). Tous ces modes sont des modes thermiques. En effet, bien que l’intensité des modes de l’AFS soit grande, aucun n’apparaît au travers d’un seuil en tension. Les fréquences calculées pour ce système, avec la taille de jonction des échantillons I3 et I4 et les mêmes paramètres magnétiques que précédemment, sont représentées en fonction du champ selon l’axe facile sur la figure 4.4. Sur celles-ci, nous avons superposé les fréquences des modes entretenus (A pour I3 et F pour I4). Les valeurs des fréquences ainsi que les pentes correspondent bien aux modes annoncés.

Nous allons maintenant présenter la dynamique d’aimantation des échantillons d’Hitachi. Les mesures présentées sont obtenues sur une jonction tunnel (appelée H2) de taille $100 \times 200 \text{ nm}^2$, dont les résistances non-dégradées des états P et AP sont respectivement 563 et 1058 Ω . Le produit RS est 11,3 $\Omega\mu\text{m}^2$ et la TMR est de 68 %. Le champ dipolaire agissant sur la couche libre est quasi-nul et la coercivité est de 7 mT. Ces

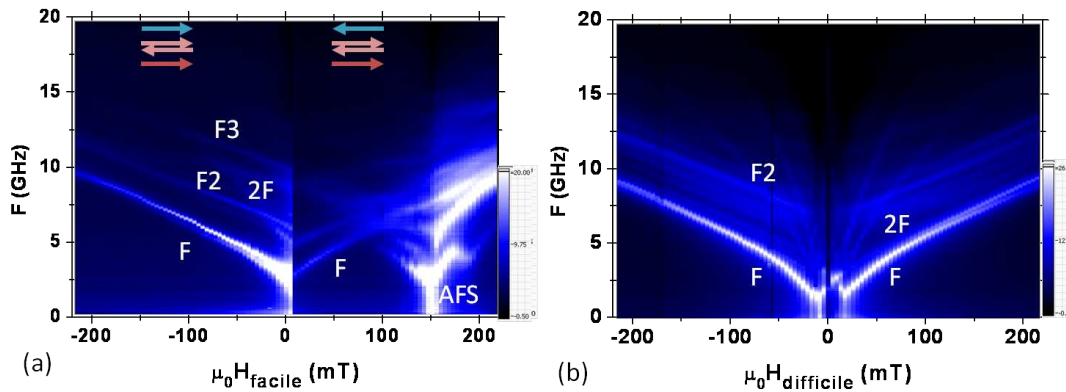


FIGURE 4.5 – a) DSP du signal obtenu pour l'échantillon H2 en fonction du champ suivant l'axe facile en (a) et l'axe difficile en (b) pour une tension de -700 mV.

échantillons ont l'avantage d'être très reproductibles et le comportement de l'échantillon H2 est représentatif du comportement de tous les échantillons. Son cycle $R(H)$ est significatif d'une anisotropie uniaxiale comme présenté dans le chapitre 3 hormis le fait que le champ de spin-flop soit pour ces échantillons séparé du champ coercitif d'environ 150 mT.

Sur la figure 4.5, on a représenté la DSP de l'échantillon H2 en fonction du champ suivant l'axe facile en (a) et l'axe difficile en (b) pour une tension de -700 mV. Alors que peu de modes sont observés sur les échantillons IMEC, sur les échantillons Hitachi, on observe de nombreux modes. Un mode de la couche libre est notamment visible, c'est le mode de plus basse fréquence (noté F). La coercivité et le champ dipolaire rayonné par l'AFS étant faible, les fréquences des deux branches s'annulent à champ quasi-nul. On a constaté que l'intensité sur le mode F est répartie différemment suivant le signe de la tension. Pour les tensions négatives (non présenté), la DSP est la même que pour les tensions positives si ce n'est l'intensité du mode F. Celle-ci est bien plus intense dans l'état P pour les tensions négatives alors c'est l'inverse pour des tensions positives. On en conclut que le sens des électrons est tel que, que pour une tension négative, les électrons vont de la couche libre vers l'AFS. La DSP de H2 en fonction du champ suivant l'axe difficile est représentée sur la figure 4.5b. Nous y voyons à nouveau le mode fondamental F de la couche libre. Selon l'axe facile et l'axe difficile, des modes de fréquence et de pente double ou triple par rapport au mode F sont visibles. Ceci

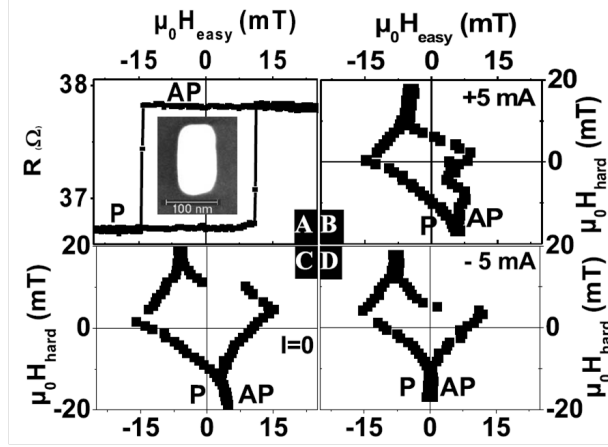


FIGURE 4.6 – (a) Cycle $R(H)$ de l'échantillon I5 et image MEB d'un pilier similaire. (b) Astroïde des champs de retournement de l'aimantation de la couche libre pour des courants de (a) $I = 130$ mV, (b) $I = 0$ et (c) $I = -130$ mV.

sont les harmoniques du mode fondamental, notamment celui noté 2F. Les modes de fréquences supérieures mais de pente égale au mode fondamental sont apparents. Ce sont les modes d'ordres supérieurs, notés F2 et F3. Les modes de l'AFS (noté AFS) ne sont visibles que dans la région du spin-flop ($H = 150$ mT). On constate que ces derniers ne sont pas visibles pour des champs suivant l'axe difficile.

Nous avons donc vu au travers de l'étude de trois échantillons que nous pouvions assez facilement déterminer la couche excitée correspondant à un mode en comparant la DSP en fonction du champ aux modes propres. Les modes présentés jusqu'à ce point sont très représentatifs de nos mesures. Nous allons cependant présenter deux autres mesures car elles apportent un complément d'informations de par leur spécificité.

Tout d'abord, nous avons observé un cas isolé où un mode intense de l'AFS, présentant un seuil en courant, est visible dans l'état P alors que la grande majorité des cas les oscillations entretenues ont été observées dans l'état AP [142]. L'échantillon I5, de 75×150 nm² de côté, a un produit RS de $0,34 \Omega \mu\text{m}^2$ car il a été soumis à de fortes tensions (~ 2 V) et sa barrière a ainsi été dégradée. Un cycle $R(H)$ après dégradation est représenté sur la figure 4.6a. Les propriétés magnétiques ne semblent pas dégradées mais les résistances dégradées sont très faibles. Généralement, on observe que la tension ayant le plus d'impact sur l'astroïde et pour lequel la déformation de l'astroïde

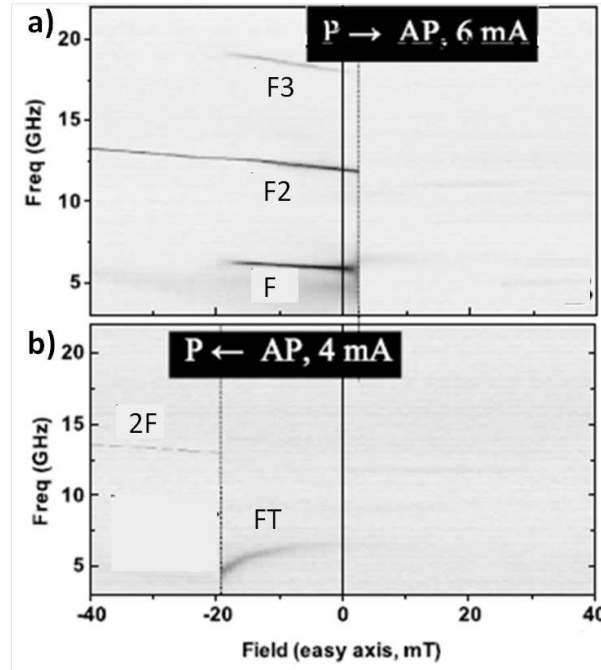


FIGURE 4.7 – a) DSP du signal obtenue pour l'échantillon I5 en fonction du champ suivant l'axe facile pour une tension de 208 mV en balayant le champ de P vers AP et de AP vers P en b.

ressemble à une enclave dans la zone bistable² est normalement la tension pour laquelle on observe des oscillations. Pour cet échantillon, l'astroïde des champs de retournement, représenté sur la figure 4.6b en courant nul et pour les deux signes de courant (c et d), subit sous l'influence des deux signes du courant une déstabilisation de l'état P et non de l'état AP. Au contraire, pour la grande majorité des échantillons IMEC de faibles produit RS, l'impact du courant, quel qu'en soit le signe, est de déstabiliser l'état AP et donc de stabiliser l'état P [141, 143] comme sur les astroïdes sous tensions représentés sur la figure 3.11. En parallèle à ce fait, les oscillations sont en majorité observées dans l'état AP correspondant à des excitations de l'AFS, comme dans l'exemple de l'échantillon I3.

Sur la figure 4.7, on a tracé la DSP en fonction du champ suivant l'axe facile en balayant celui-ci de l'état P vers l'état AP en (a) et de AP vers P en (b), pour une

2. L'impact du couple de type Slonczewski induit par le transfert de spin est une déformation de l'astroïde comparable à une enclave de l'état P dans la région bistable, similaire aux résultats obtenus par simulations micromagnétiques [132].

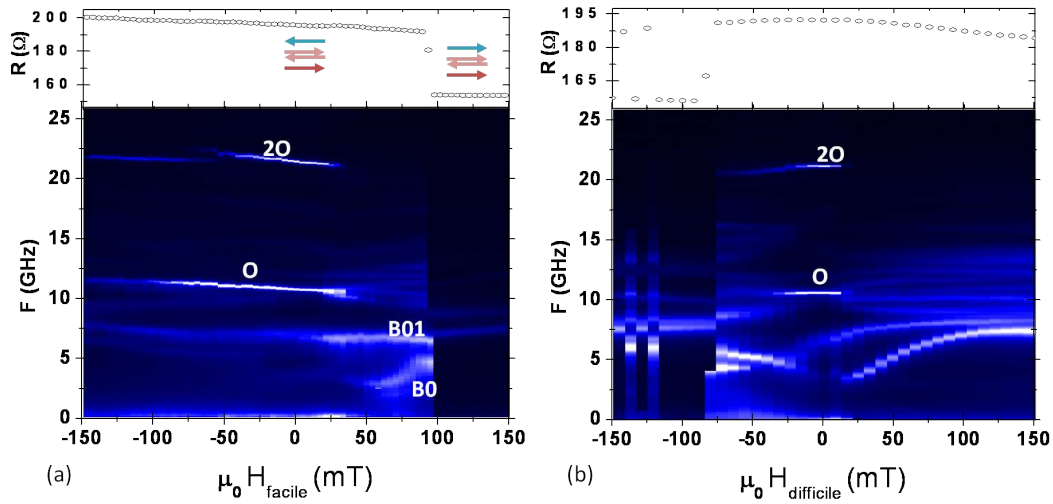


FIGURE 4.8 – DSP de l'échantillon I1 en fonction du champ suivant l'axe facile en (a) et suivant l'axe difficile en (b) pour une tension de 320 mV.

tension de 208 mV. Les transitions P/AP sont clairement indiquées. On constate que, dans les deux scénarios, les modes les plus intenses n'apparaissent effectivement que dans l'état P. Dans le scénario (a), trois modes sont visibles, dont les fréquences sont des multiples (noté F pour le mode de plus basse fréquence, et F2, F3 pour les modes supérieurs). F2 étant le seul mode visible sur toute la gamme de champ de l'état P. D'après leur très grande fréquence et la dépendance de la fréquence avec le champ, on conclut que ces modes sont des modes acoustiques de l'AFS. Sur le second scénario (b), on balaye le champ en commençant dans l'état AP et après le retournement, on retrouve le mode F2 subsistant dans cette gamme de champ. Un mode de la couche libre est aussi visible, pour les champs proches du champ de retournement de l'aimantation de la couche libre ($H = -20$ mT). L'échantillon I4 présente des modes dans l'état P uniquement ce qui est contraire au comportement des autres échantillons, mais néanmoins cohérent avec l'impact du transfert de spin sur ces états magnétiques.

Nous présentons maintenant une étude sur un échantillon similaire à I3 et I4 (noté I1), rectangulaire, de taille 100×200 nm², dans lequel nous voyons l'excitation du mode optique de l'AFS. Les résistances non-dégradées des états P et AP de l'échantillon I1

sont respectivement 180 et 280 Ω . Le produit RS est 0,9 $\Omega\mu\text{m}^2$ et la TMR est de 55%. La DSP de I1 est présentée sur la figure 4.8 en fonction, en (a) du champ suivant l'axe facile, et en (b) suivant l'axe difficile, pour une tension de 400 mV (déstabilisant l'AFS). Le champ de retournement de l'aimantation de la couche libre est $H_{c2} = 100$ mT. Pour une tension de 320 mV, le mode noté O et la seconde harmonique noté 2O, sont visibles dans l'état AP, et ont une forte puissance. Ce sont des modes entretenus apparaissant brusquement pour une tension de $V = 320$ mV. La fréquence du mode O est proche de 11 GHz. La fréquence ne s'annule pas au champ de retournement de l'aimantation de la couche libre et ne dépend quasiment pas du champ. Le mode observé est un mode de l'AFS mais dont le comportement diffère du mode acoustique A de l'échantillon I3. Toujours dans l'état AP, un mode de plus basses fréquences noté B01 a la même dépendance en champ que le mode O. C'est donc un mode thermique de l'AFS.

Sur la figure 4.8b, on a représenté la DSP en fonction du champ suivant l'axe difficile pour une tension de 320 mV. Pour cet échantillon, et contrairement aux mesures de l'échantillon I3 en fonction du champ suivant l'axe difficile, on voit nettement le mode O (à 11 GHz à champ nul) dans une petite gamme de champs faibles. Sa fréquence est à nouveau quasiment constante en fonction du champ. Le mode O2 quant à lui semble visible sur une plus grande gamme de champs. On constate alors que la fréquence de ce mode diminue avec le champ à la manière du mode optique de l'AFS. Dans les cas où l'identification du mode est complexe ou bien si la gamme de champ est restreinte, on peut faire appel aux simulations micromagnétiques. Dans notre cas, d'après les simulations micromagnétiques pour lesquelles le transfert de spin est appliqué soit aux trois couches, soit à la couche libre seulement soit à la couche supérieure de l'AFS (attenante à la barrière) suivant les champs le long de l'axe facile et de l'axe difficile, on trouve que le mode O est un mode de bord de la couche supérieure de l'AFS [141].

En conclusion, nous avons présenté les modes observés sur cinq échantillons différents en fonction du champ. En comparant les mesures expérimentales, aux calculs des excitations propres dans l'hypothèse macrospin et en considérant le système tricouche total, on trouve que les échantillons I1, I3 et I5 émettent des oscillations entretenues de l'AFS. Seul I5 se différencie des autres car les modes observés apparaissent dans l'état P alors que les trois autres, significatifs du comportement le plus souvent rencontré dans

ces échantillons, émettent ces modes de l'AFS dans l'état AP uniquement. L'échantillon I4 émet des oscillations entretenues de la couche libre, observés dans l'état AP. Les échantillons d'Hitachi (dont H2) n'émettent que des modes de la couche libre.

4.2 Etude quantitative des modes

Nous avons pu identifier les modes de la couche libre et ceux de l'AFS. Parmi ces modes, certains se distinguent en apparaissant à partir d'une tension seuil au-delà de laquelle la puissance de ces modes devient très rapidement plus importante que celle des modes déjà visibles aux basses tensions. Les modes visibles aux basses tensions sont des modes thermiquement activés. Alors que les modes apparaissant au-delà d'un seuil sont des oscillations entretenues induites par le transfert de spin. Il est prédit que les oscillations induites par le transfert de spin apparaissent à des fréquences proches de la fréquence du mode thermique. Elles se construisent en peuplant des excitations thermiques grâce à l'apport de moment angulaire du transfert de spin. En l'absence de seuil abrupt, la distinction entre modes entretenus et modes thermiques n'est pas a priori évidente. Néanmoins, les oscillations entretenues ont une propriété bien particulière, due à la nature du transfert de spin, qui est la nonlinéarité de la fréquence en fonction de la tension et qui est en réalité l'expression de la nonlinéarité de la fréquence en fonction de l'amplitude d'oscillation. Par conséquent, les modes d'oscillations, s'ils apparaissent à des fréquences proches des fréquences naturelles du système, ils sont ensuite dépendants de la tension, à l'inverse des modes thermiques naturellement présents dans le système.

Nous allons maintenant étudier la dépendance de la dynamique d'aimantation des différents modes en fonction de la tension, en premier lieu dans les échantillons IMEC pour lesquels la distinction entre les oscillations et les modes thermiques est simple, puis pour les échantillons Hitachi. Nous verrons que les échantillons IMEC montrent, les comportements attendus des deux catégories de modes et nous calculerons pour ces modes les paramètres d'efficacité de transfert de spin, de nonlinéarité et de largeur de raie linéaire. Suivant les propriétés des échantillons, le transfert de spin agit de façon différente. Sur certains modes son action est peu importante. Ces modes restent

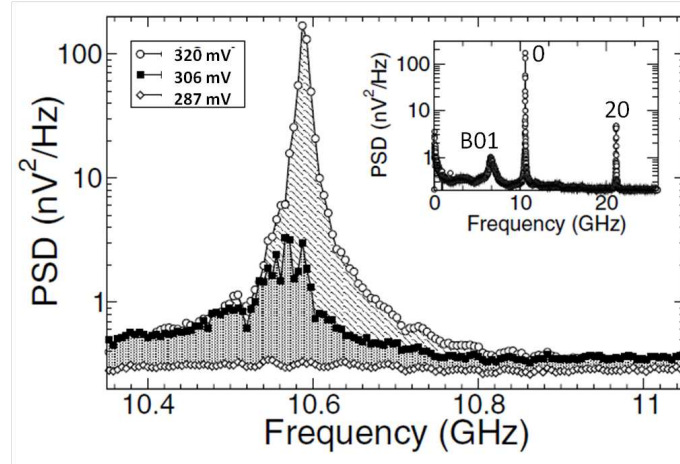


FIGURE 4.9 – Spectres d’oscillations entretenues (mode 0) de l’échantillon I1 pour trois valeurs de la tension proche du seuil de 287 à 320 mV.

des modes thermiques. Sur d’autres modes, le transfert de spin permet l’obtention d’oscillations entretenues. En parallèle, nous montrerons que l’on peut distinguer ces deux catégories de modes en utilisant les mesures temporelles. En effet, pour les échantillons Hitachi, les effets du transfert de spin sur la dynamique d’aimantation diffèrent de ce qui est attendu des modes thermiques et des oscillations entretenues. Enfin, il existe certaines conditions dans lesquelles le transfert de spin agit différemment de ce qui est prédit par les modèles théoriques et pour lesquelles la nature des modes obtenus est complexe.

4.2.1 Impact du transfert de spin sur les oscillations

Nous présentons dans cette section des mesures de modes des échantillons d’IMEC apparaissant subitement à partir d’un seuil. Nous allons étudier l’impact du transfert sur ces oscillations entretenues pour des tensions proches de la tension seuil.

Seuil d’oscillations entretenues

Nous allons tout d’abord définir ce que nous entendons par un seuil en tension. Le transfert de spin est proportionnel à la tension et augmente lorsque celle-ci augmente.

Pour de petites valeurs de tension, l'oscillation soumise au transfert de spin est dans un sous-régime où celle-ci n'est pas entretenue. Ensuite, pour une certaine valeur de tension, appelée seuil, le transfert de spin est alors tel qu'il compense entièrement l'amortissement. Cette valeur seuil s'exprime dans le modèle d'oscillateurs nonlinéaires sous la forme $I_c = RV_c = \Delta\omega(I = 0)/\sigma = \Gamma_0/\sigma$ et correspond à une tension pour laquelle, à température nulle, la largeur de raie s'annulerait [104]. Lorsque la tension atteint ainsi le régime entretenu, le passage du seuil est caractérisé par deux signatures concomitantes : une très forte augmentation de la puissance du spectre et une diminution importante de la largeur de raie et ce jusqu'à une valeur minimale. Parfois la disparition des modes autres que le mode principal advient, comme si toute la puissance était « aspirée » dans ce dernier.

L'étude du mode O de l'échantillon I1 figure parmi les premières mesures évidentes d'oscillations entretenues dans des jonctions tunnel, leur particularité étant la persistance des oscillations à champs nuls [141]. Sur la figure 4.9, on a représenté les raies spectrales de ce mode pour trois valeurs de tension de 287 à 320 mV. On constate que le spectre est plat pour une tension de 287 mV, un pic apparaît ensuite pour une tension de 306 mV, dont la puissance est supérieure à celle des autres modes et qui est centré en 10,58 GHz. A $V = 320$ mV, la puissance dépasse $100 \text{ nV}^2/\text{Hz}$ et la raie prend la forme d'une lorentzienne. Pour une tension de 306 mV, le mode O présente bien un seuil évident. Dans le petit encadré, on voit la raie en question (O) pour une tension de 320 mV, sa seconde harmonique (O2) centrée en 22 GHz et le mode thermique (B01).

On définit le seuil d'oscillation comme étant la valeur minimale de tension pour laquelle la raie spectrale se démarque bien du reste du spectre, ici environ $V_c = 306$ mV. Ce qui est aussi remarquable avec ces modes entretenus est qu'ils sont très asymétriques par rapport à la tension. Ainsi, ils ne sont en fait visibles que pour une seule polarité de tension, celle où le transfert de spin compense l'amortissement et déstabilise l'aimantation. Cet univoque seuil en tension a été observé sur plusieurs échantillons de l'IMEC, entre autre les modes O de l'échantillon I1, A de l'échantillon I3, F de l'échantillon I4 et F2 de l'échantillon I5 [141, 142, 143]. Peu d'autres études ont montré un comportement similaire [97]. Les autres échantillons d'IMEC, de plus grand produit RS, ne présentent jamais de tels modes. Dans le cas des échantillons Hitachi, certains modes atteignent

une forte puissance bien que l'on n'ait jamais pu observer un seuil similaire à ceux des modes cités ci-dessus.

Etude de l'oscillation pour des tensions supérieures au seuil

Nous allons maintenant étudier les effets du transfert de spin sur les oscillations de l'AFS du mode A de l'échantillon I3 et pour lequel nous disposons de mesures de la DSP pour des tensions supérieures au seuil. On applique un champ de 43 mT. L'échantillon est alors dans l'état AP. La DSP sur la figure 4.2a montre qu'à ce champ et pour une tension de -340 mV, le mode le plus intense est le mode A. Sur la figure 4.10, les paramètres issus d'un ajustement de la raie avec une fonction lorentzienne sont présentés en fonction des tensions au-dessus du seuil. Les paramètres de la raie, pour des tensions inférieures à -290 mV sont mal définis car la raie n'est pas encore de forme lorentzienne, comme c'était le cas pour le spectre du mode O pour une tension $V = 306$ mV sur la figure 4.9a. On constate que la puissance est quasi-nulle pour des tensions inférieures à -290 mV puis augmente fortement jusqu'à atteindre $550 \text{ nV}^2/\text{Hz}$. La fréquence augmente lorsque la tension augmente. Par conséquent, l'oscillation entretenue est bien nonlinéaire et on a un décalage vers le bleu de la fréquence de ce mode de l'AFS. On estime le coefficient de nonlinéarité N de la fréquence en fonction de la tension tel que

$$\omega(V) \sim \omega_0 + N|V|. \quad (4.2.1)$$

Pour des tensions supérieures à -290 mV, le coefficient N est estimé à $4,5 \text{ GHz/V}$. La largeur de raie diminue lorsque la tension augmente, ce qui a pour origine la compensation de l'amortissement par le transfert de spin. Elle atteint ensuite un plateau dont la valeur minimale est 26 MHz. Dans le régime sous-critique, la variation de la largeur de raie en fonction de la tension est définie telle que

$$\Delta\omega(V) \approx \Gamma_0 - \sigma|V|, \quad (4.2.2)$$

où le coefficient σ est l'efficacité du transfert de spin, évalué par ajustement de la largeur de raie à $\sigma = 28,2 \text{ GHz.V}^{-1}$. Γ_0 est la largeur de raie linéaire à tension nulle. Elle serait estimée, par ajustement de la largeur de raie, à $\Gamma_0 = 8,2 \text{ GHz}$. La largeur de raie linéaire théorique est de l'ordre de grandeur de $\alpha\omega$, donc de l'ordre de grandeur de quelques

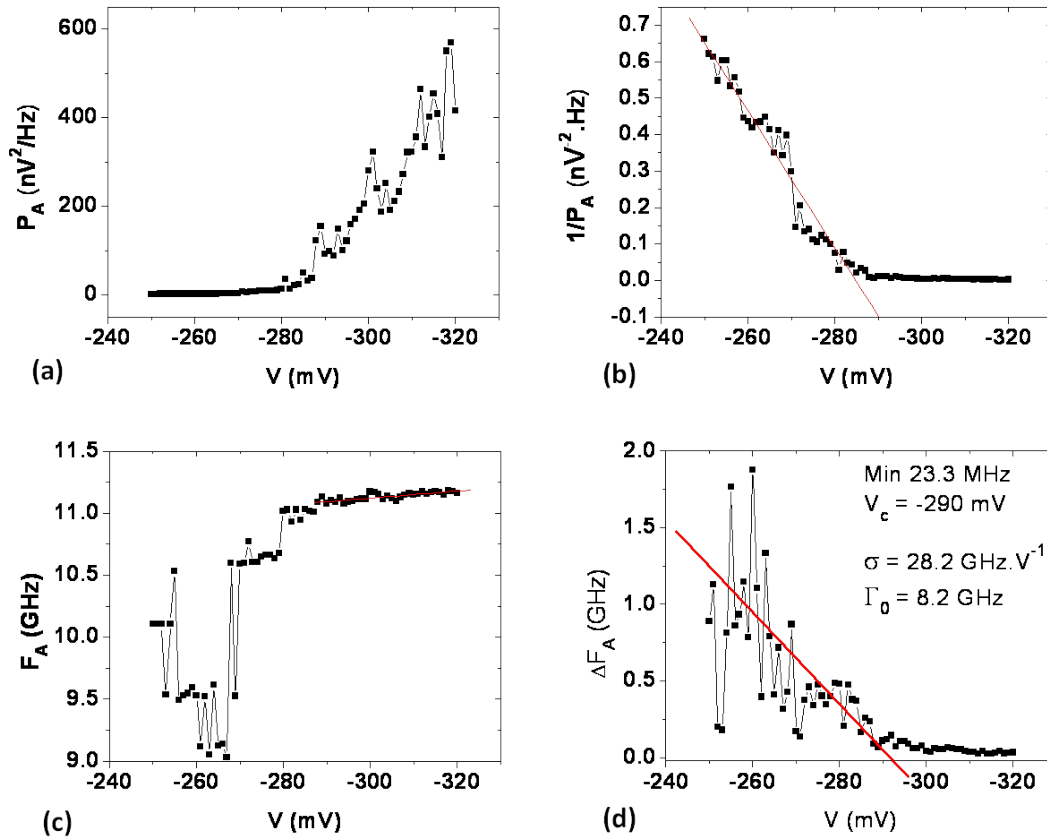


FIGURE 4.10 – (a) Densité maximale de puissance du mode A de l'échantillon I3 en fonction de la tension issue d'un ajustement de la raie avec une fonction lorentzienne. (b) Inverse de la puissance en fonction de la tension. (c) Fréquence au maximum de la raie en fonction de la tension. (d) Largeur de raie à mi-hauteur en fonction de la tension.

centaines de MHz. La largeur de raie linéaire obtenue dans le cas du mode entretenu est bien trop grande. Par ailleurs, on sait que le mode en question n'est pas visible à tension nulle. Le modèle utilisé décrit un système où seul un mode est excité dans le système et c'est ce mode seulement qui est fortement soumis au transfert de spin. Dans notre cas, la puissance et le transfert de spin sont repartis entre les modes.

On estime ensuite la tension seuil V_c de deux façons. Soit on définit l'inverse de la puissance (montrée sur la figure 4.10b) telle que

$$1/p(V) \propto V_c - V, \quad (4.2.3)$$

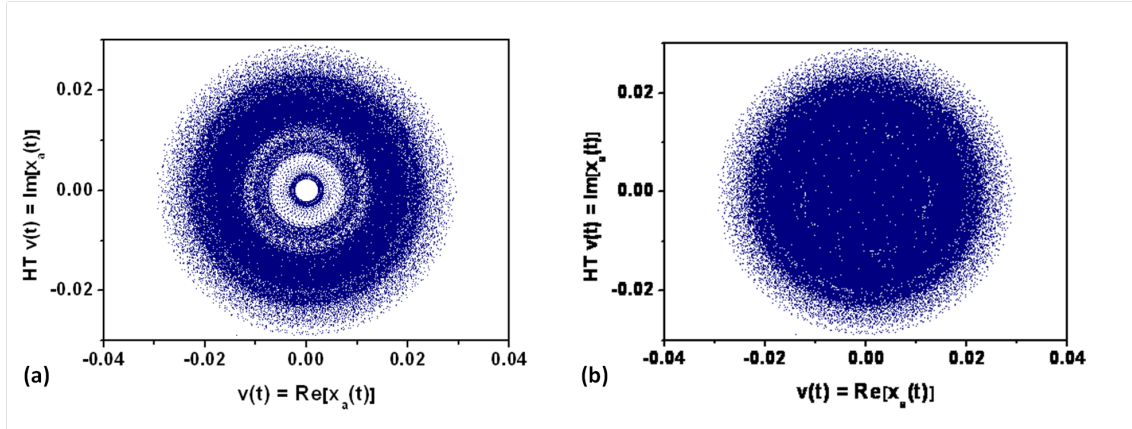


FIGURE 4.11 – Diagramme de phase d’une trace temporelle de 68 ns de l’échantillon I3 à $V = -350$ mV où on a préalablement appliqué a) un filtre de 400 MHz autour du mode A d’oscillation de l’AFS, b) un filtre de 2 GHz centré en 9 GHz, c’est-à-dire sur le mode thermique.

soit on calcule le rapport $\frac{\Gamma_0}{\sigma}$ obtenu par ajustement linéaire selon l’équation 4.2.2. On estime ainsi la tension seuil à $V_c = -290$ mV avec les deux méthodes.

Caractérisation temporelle des modes

Les mesures en domaine temporel permettent des précisions supplémentaires quant aux fluctuations du signal. Il a été démontré que le seuil d’oscillations déterminé selon ces seuls critères est peut être sous-estimé. Dans ce cas, il existerait alors une tension supérieure à la tension critique $V_c^* > V_c$, au-delà de laquelle l’oscillation ne subirait plus du tout d’extinction [108].

Sur la figure 4.11 sont représentés deux portraits de phase d’une trace temporelle de l’échantillon I3 à $V = -350$ mV, de 68 ns de long, calculés en utilisant la transformée de Hilbert telle que nous l’avions introduite dans le chapitre 3. On a interpolé la trace temporelle afin d’obtenir un pas en temps de 1,4 ps. Le panneau (a) correspond au diagramme de phase du mode A de I3, le panneau (b) correspond à un mode de plus basse fréquence que A et non-entretenu. Pour isoler les traces temporelles correspondant à ces deux modes, nous appliquons dans le premier cas, un filtre FFT de 400 MHz autour de la fréquence centrale du mode A (c’est-à-dire de 10,9 à 11,3 GHz) et dans le second cas, un filtre de 2 GHz de bande-passante, centré en 9 GHz. Les DSPs et

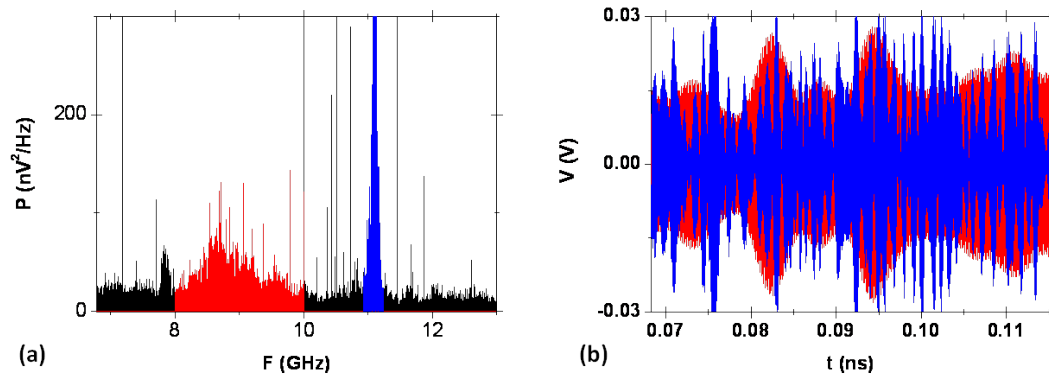


FIGURE 4.12 – (a) DSPs superposées de la trace brutes (en noir), de la trace filtrée de 8 à 10 GHz, c'est-à-dire autour du mode thermique (en rouge) et de la trace filtrée de 10.9 à 11.3 GHz, c'est-à-dire autour du mode A de l'AFS (en bleu). (b) Traces temporelles respectives des deux traces filtrées.

les traces temporelles (50 ps) correspondantes aux deux cas sont représentées sur la figure 4.12a et b. La DSP et la trace du mode A sont représentées en bleu et celles du mode non-entretenu en rouge.

Les portraits de phase des deux modes de la figure 4.11 sont totalement différents. En effet, on distingue sur le portrait de phase du mode A, trois anneaux d'intensité importante. Dans ce cas, aucun point ne se trouve au centre, à amplitude nulle. Il n'y a donc pas d'extinctions du signal du mode A comme attendu d'un mode entretenu. Au contraire, sur le portrait de phase du mode non-entretenu, aucun anneau n'est distinct. Toutes les valeurs d'amplitudes inférieures à 0.02 V sont représentées et l'intensité maximale est concentrée autour de l'amplitude nulle. Ce mode subit beaucoup d'extinctions. Le diagramme de phase nous permet donc de distinguer une oscillation entretenue, d'un mode non-entretenu dont la probabilité que l'amplitude tombe à zéro est grande. Notons de même que le diagramme de la seconde harmonique du mode entretenu est aussi centrée en zéro (non montré ici) et d'amplitude maximale égale à 0.01 V, c'est-à-dire à la moitié de l'amplitude maximale de deux portraits de phase du mode thermique et de l'oscillation.

Nous voulons maintenant appliquer cette méthode aux échantillons d'Hitachi. Les

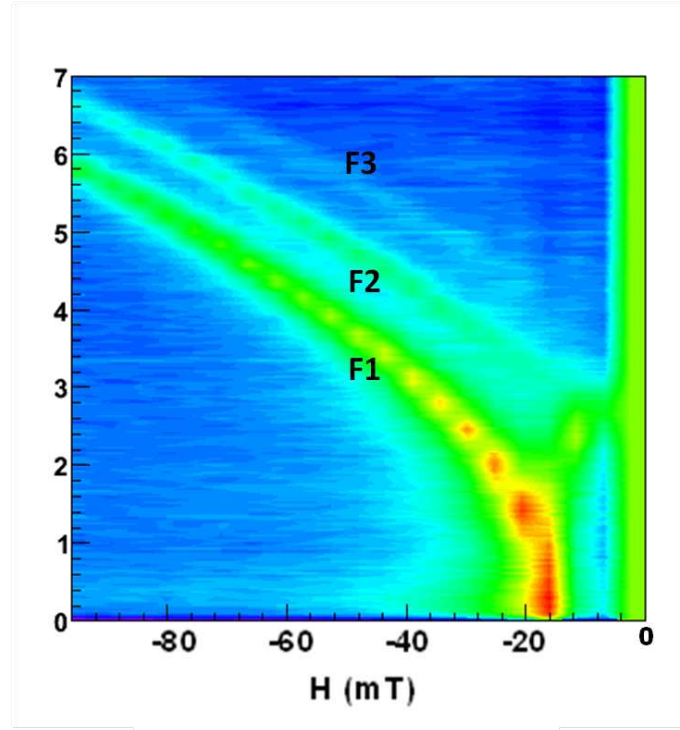


FIGURE 4.13 – DSP de l'échantillon H2 dans l'état P en fonction du champ suivant l'axe facile et pour une tension de -700 mV.

résistances des états magnétiques de l'échantillon H3 sont $R_p = 563 \, \Omega$ et $R_{ap} = 1013 \, \Omega$. La TMR est donc de 80%. Le produit RS dans l'état P est de $11,3 \, \Omega \mu\text{m}^2$. La DSP de H3 est similaire à celle de l'échantillon H2. Elle ici est calculée à partir de traces temporelles est présentée sur la figure 4.13 en fonction du champ suivant l'axe facile, dans la gamme de champ correspondant à l'état P et pour une tension de -700 mV. Trois modes de la couche libre sont visibles. Ils sont notés, respectivement en partant du mode de plus basses fréquences, F1, F2 et F3. Pour un champ de -58 mT, on applique aux traces temporelles un filtre bande passante de 3.9 à 4.9 GHz. Les traces temporelles brute (en noir) et filtrée (en rouge) sont représentées sur la figure 4.14a. Leurs DSPs respectives sont représentées sur la figure 4.14b, la fréquence centrale du mode fondamental F1 est 4.3 GHz et sa largeur de raie est d'environ 0.5 GHz. On constate sur la DSP de la trace brute que le second mode F2 est aussi visible à la fréquence de 5.2 GHz, mais est exclu de la trace filtrée. Nous avons tracé le portrait de phase de la trace filtrée sur la figure 4.15. On constate que quelque soit la position initiale de la trace utilisée

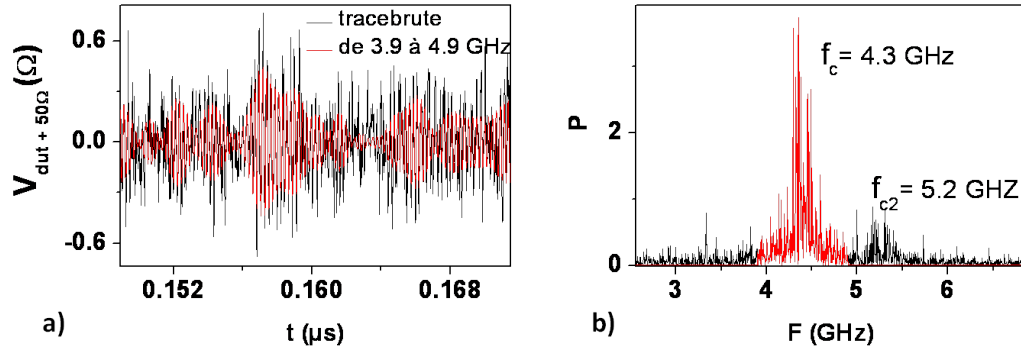


FIGURE 4.14 – (a) Trace temporelle brute (en noir) et filtrée (en rouge) entre 3.9 et 4.9 GHz pour un champ suivant l’axe facile de -58 mT et une tension de -700 mV. (b) Transformées de Fourier des traces temporelles brute (en noir) et filtrée (en rouge).

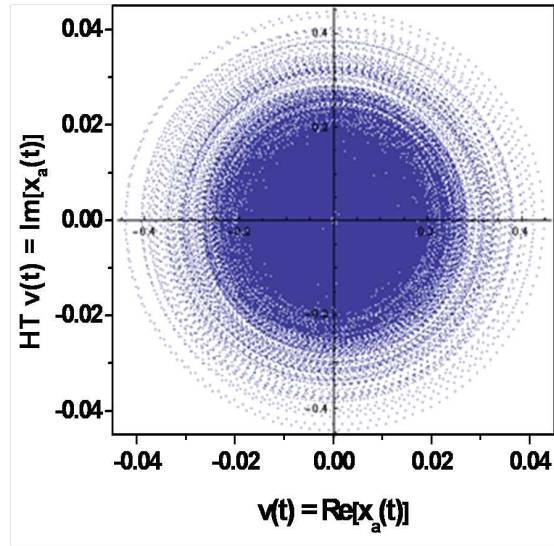


FIGURE 4.15 – Portrait de phase de la trace temporelle filtrée de 3.9 à 4.9 GHz pour un champ suivant l’axe facile de -58 mT et une tension de -700 mV (cf figure 4.14 courbe rouge).

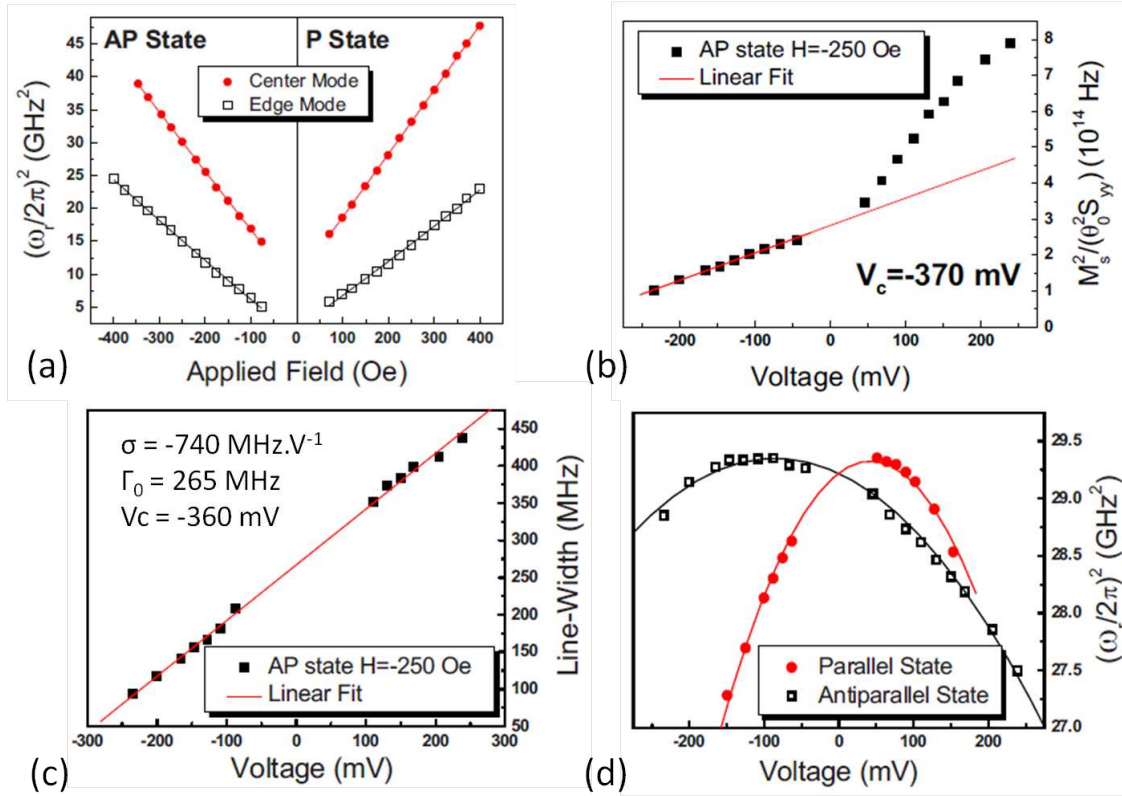


FIGURE 4.16 – Résultats issus de la publication [145]. (a) Ajustements de Kittel de la fréquence d'un mode de bord et du mode fondamental de l'échantillon étudié en fonction du champ suivant l'axe facile, (b) Inverse de la puissance magnétique du mode fondamental dans l'état AP, en (c) sa largeur de raie et en (d) sa fréquence en fonction de la tension.

pour obtenir le portrait de phase et quelque soit la longueur de cette trace, on obtient toujours un portrait de phase dont la puissance est concentrée en zéro. Le mode F1 subit de nombreuses extinctions.

Nous concluons que les modes observés sur tous les échantillons Hitachi sont des modes non-entretenus bien que leur puissance soit élevée. On verra que, d'après la seule étude de la puissance de la DSP en fonction de la tension, nous aurions pu conclure à tort que ces modes étaient entretenus.

4.2.2 Impact du transfert de spin sur les modes thermiques

Dans cette section, nous allons étudier les effets du transfert de spin sur les modes thermiques. Nous comparons nos résultats avec une étude expérimentale traitant de modes thermiques similaires dans des jonctions tunnel à barrière de MgO [145]. Les principaux résultats expérimentaux de cette publication sont présentés sur la figure 4.16. Sur le panneau 4.16a sont représentés des ajustements de la fréquence de raies spectrales en fonction du champ suivant l'axe facile avec l'équation de Kittel. Ces deux raies spectrales sont attribuées à un mode de bord et au mode fondamental. Sur les figures 4.16b, c et d sont représentées en fonction de la tension l'inverse de la puissance magnétique du mode fondamental, sa largeur de raie et sa fréquence. Tout d'abord on constate qu'aucun des paramètres ne dépend symétriquement de la tension. L'inverse de la puissance diminue linéairement en fonction de la tension pour les tensions négatives et augmente quand les tensions positives augmentent. Un ajustement de la dépendance de l'inverse de la puissance en fonction des tensions permet d'estimer la tension seuil théorique à -370 mV. De la même manière, la largeur de raie dépend linéairement de la tension pour les deux polarités de tension. Notons que pour les tensions négatives, la largeur de raie diminue alors que la puissance augmente. Une tension négative compense donc l'amortissement alors que la tension positive l'accentue. Un ajustement linéaire de la largeur de raie en fonction de la tension permet d'estimer le seuil théorique à -360 mV. Comme nous l'avons fait dans la section précédente, nous calculons à partir de cet ajustement le coefficient d'efficacité du transfert de spin σ ainsi que la largeur de raie linéaire Γ_0 . Les valeurs obtenues dans le cadre de cette étude sont 265 MHz et $\sigma = -740 \text{ MHz.V}^{-1}$. Pour finir, la fréquence dépend « quadratiquement » de la tension et diminue lorsque la tension augmente. La fréquence n'est pas nonlinéaire comme l'était celle du mode entretenu. La variation de la fréquence en fonction de la tension est due à l'effet Joule et au terme de transfert de spin appelé le « field-like term ».

Nous étudions maintenant les modes de l'échantillon I1 (figure 4.8), dont la raie spectrale du mode entretenu a précédemment été étudiée (figure 4.9). La DSP de I1 en fonction de la tension, à champ nul, est représentée sur la figure 4.17a. Nous voyons notamment le mode entretenu O apparaissant à partir d'une tension de +306 mV, aux fréquences proches de 11 GHz et le mode thermique principal B01 de l'AFS dont la

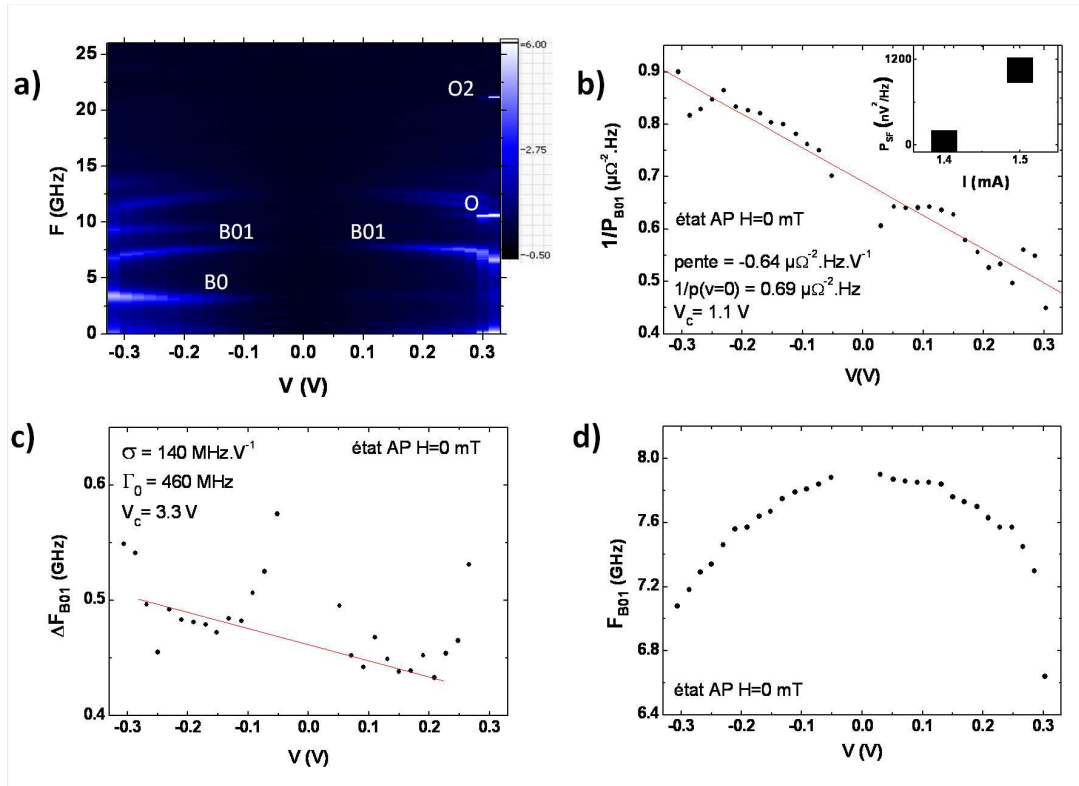


FIGURE 4.17 – a) Carte de la DSP de l'échantillon I1 en fonction de la tension, à champ nul. b) Inverse de la puissance électrique au maximum du mode thermique principal B01 en fonction de la tension. c) Largeur de raie de B01 en fonction de la tension. d) Fréquence de B01 en fonction de la tension.

fréquence est proche de 7 GHz. Le mode B01 est symétrique par rapport au signe de la tension, ce qui n'est pas le cas pour le mode O. On ne s'intéressera qu'à ces deux modes. Le mode thermique basse fréquence B0 n'est pas clairement identifié et est probablement un mode de bord purement dû à de fortes inhomogénéités de l'aimantation d'une des couches et apparaissant uniquement pour des champs légèrement supérieurs au champ de retournement (et cela quelque soit le sens de balayage du champ). La tension de dégradation de ces jonctions tunnel étant estimée expérimentalement à 400 mV, on ne dispose que d'une très petite plage en tension entre le seuil d'oscillation et la dégradation.

Nous allons donc étudier les effets du transfert de spin sur le mode thermique B01 de l'échantillon I1 visibles sur une importante gamme de tension. Quelques exemples de spectres sont représentés sur la figure 4.18 pour plusieurs valeurs de tension appliquée. Sur la figure 4.18a, on constate que l'évolution des spectres avec la tension est continue et que les spectres sont très correctement ajustés par une lorentzienne. Par contre, sur la figure 4.18b, on voit que pour les valeurs de tensions élevées (306 et 322 mV) pour lesquelles le mode d'oscillation O apparaît (figure 4.17a), les spectres du mode B01 sont fortement distordus et ne sont pas de forme lorentzienne. Ensuite, pour $V = 322$ mV, la raie reprend à nouveau une forme lorentzienne. Cette distortion au voisinage du seuil a déjà été étudiée [59]. Leurs paramètres (fréquence, largeur de raie et puissance) sont extraits par un ajustement avec une fonction lorentzienne des raies. On trouve qu'ils varient fortement avec la tension. Sur la figure 4.17b, nous avons représenté l'inverse du maximum de B01 en $\mu\Omega^{-2}\text{Hz}$, en fonction de la tension, à champ nul. On constate une forte asymétrie par rapport au signe de la tension. La puissance augmente lorsque la tension positive augmente et diminue pour des tensions négatives. La tension positive a donc pour effet, dès les tensions faibles, d'augmenter la puissance des modes thermiques puis, pour la valeur seuil de tension, permet l'apparition du mode entretenu et a aussi pour conséquence une distortion de la raie du mode thermique.³ Ces résultats sont similaires aux résultats exposés par S. Petit et al [145]. Dans le petit encadré de la figure 4.17b, on a représenté les deux valeurs de puissance du mode O en $\text{nV}^2\text{Hz}^{-1}$ pour $V = 306$ et 322 mV.⁴ On constate bien que le seuil se situe entre ces deux valeurs et que

3. De faibles tensions traversants la jonction induisent déjà du transfert de spin dans les modes thermiques.

4. Il faut diviser la puissance exprimée en $\text{nV}^2\text{Hz}^{-1}$ par I^2 en mA pour l'exprimer en $\mu\Omega^{-2}\text{Hz}$.

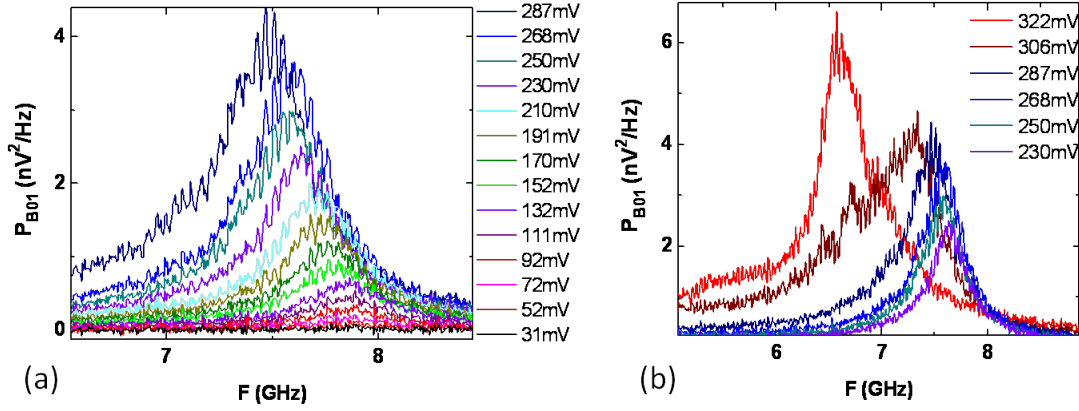


FIGURE 4.18 – (a) Spectres du mode B01 pour des valeurs de tensions inférieures au seuil d'oscillation ($V = 306$ mV). (b) Quatre spectres de B01 autour du seuil.

la puissance du mode d'oscillation est fortement supérieure à la puissance des modes thermiques. En ajustant linéairement l'inverse de la puissance en fonction de la tension, on trouve une pente de $-0.64 \mu\Omega^{-2}\text{HzV}^{-1}$ et une tension seuil théorique de $1,1 \text{ V}$ ⁵. La tension seuil théorique du mode B01 est supérieure à la tension seuil expérimentale du mode entretenu ($V = 306$ mV).

Sur la figure 4.17c, on a représenté la largeur de raie du mode B01 en fonction de la tension. On constate que la dépendance de la largeur de raie en fonction de la tension est à nouveau similaire à l'étude citée [145], la convention de signe de tension étant opposée pour les deux études. On retrouve le comportement qualitativement prédit pour le transfert de spin qui, pour un signe donné de la tension, compense et donc diminue l'amortissement effectif et au contraire augmente l'amortissement pour le signe opposé de la tension. En effet, dans notre cas, pour les tensions positives, la puissance augmente et la largeur de raie diminue. Cette polarité de tension correspond donc à une déstabilisation de l'aimantation. Au contraire, les tensions négatives stabilise l'aimantation et la largeur de raie augmente avec la tension. La tension seuil, correspondant à la tension pour laquelle le transfert de spin compense l'amortissement et pour lequel la largeur de raie s'annule est estimée à $3,3 \text{ V}$. On obtient une valeur d'efficacité du transfert de spin estimée à $\sigma = 140 \text{ MHz.V}^{-1}$ et une largeur de raie linéaire de $\Gamma_0 = 460 \text{ MHz}$.

5. La valeur du seuil est déduite par le rapport de l'origine de l'ajustement linéaire sur la pente.

Enfin, sur la figure 4.17d, nous avons représenté la fréquence centrale de B01 en fonction de la tension. On retrouve à nouveau cette dépendance « quadratique » de la fréquence en fonction des deux polarités de la tension, en accord avec celle attendue de modes thermiques [145]. En effet, alors que la puissance des modes thermiques n'est proportionnelle qu'au couple de transfert de spin, la fréquence, quant à elle, n'est que peu proportionnelle à ce terme. La fréquence au carré est plutôt proportionnelle au terme de « field-like ». Ce terme est prédit comme étant quadratique en fonction du courant [37]. Notons d'une part que l'effet Joule dans des dispositifs de petites tailles peu être important. D'autre part, la fréquence s'exprime telle que

$$\omega/\gamma_0 \propto \sqrt{(H + H_k)(H + H_k + M_s)}, \quad (4.2.4)$$

alors la fréquence au carré dépend linéairement de l'aimantation et de l'anisotropie, deux paramètres qui diminuant lors d'une augmentation de la température.

Remarquons que le mode thermique B01 est un mode de l'AFS. Nous avons aussi étudié la variation d'un mode thermique de la couche libre et les résultats sont tout à fait semblables.

Si l'on compare les paramètres extraits pour les modes thermiques et pour les modes entretenus, on constate que les valeurs de tension seuil du mode thermique sont donc très supérieures à celles du mode entretenu. Cela s'explique par la faible valeur d'efficacité du transfert de spin. La largeur de raie linéaire $\Delta\omega_0$ du mode thermique, quant à elle, est faible comparée à celle du mode entretenu. Nous verrons dans le chapitre suivant que la largeur de raie linéaire mesurée à partir des spectres prend en compte un élargissement homogène du au coefficient de nonlinéarité. Celui-ci étant bien plus grand pour les modes entretenus que pour les modes thermiques.

Maintenant que nous avons observé les effets du transfert de spin sur les modes thermiques de jonctions tunnel d'IMEC, nous allons voir ce qu'il en est des effets du transfert de spin sur les modes des jonctions d'Hitachi. En effet, comme ces modes ne présentaient pas de seuil en tension et que leur diagramme de phase est semblable à celui de modes non-entretenus, nous avons supposé qu'ils étaient des modes thermiques et nous allons les traiter ainsi. La figure 4.19a représente la puissance en fonction de la tension, pour $H = -58$ mT, calculée à partir de la transformée de Fourier de la

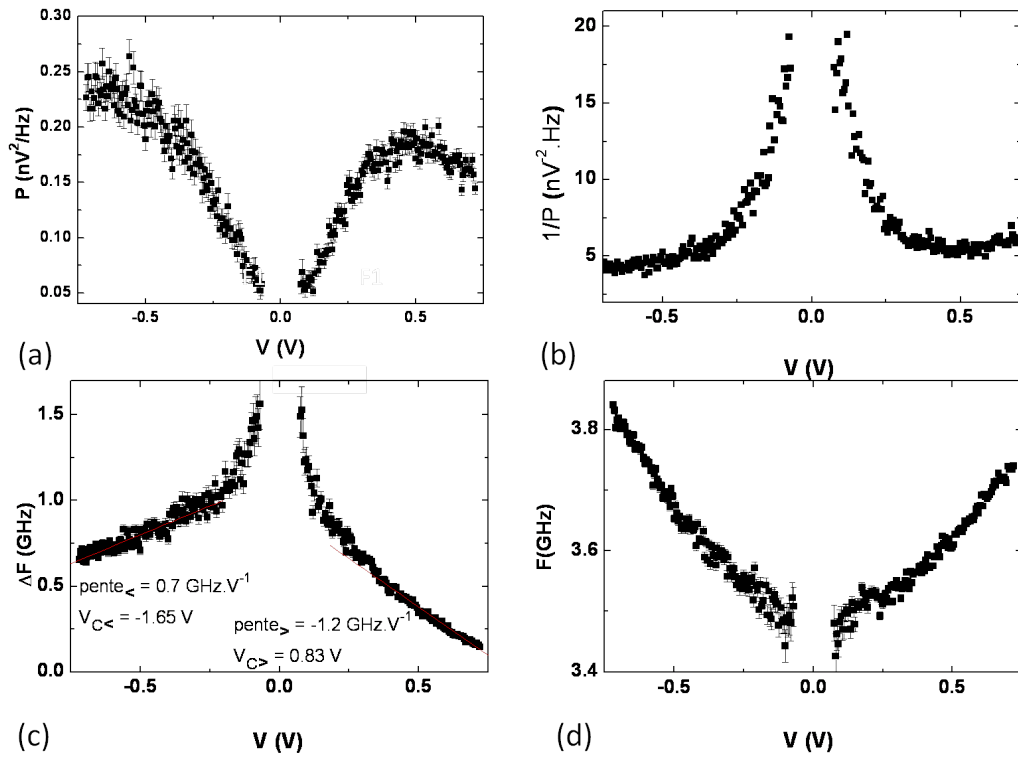


FIGURE 4.19 – a) Puissance de l'échantillon H3 en fonction de la tension, pour $H = -58 \text{ mT}$ calculée à partir des traces temporelles. b) L'inverse de la puissance du maximum du mode principal F1 en fonction de la tension extrait par un ajustement lorentzien de la raie. c) Largeur de raie en fonction de la tension. d) Fréquence du mode principal en fonction de la tension.

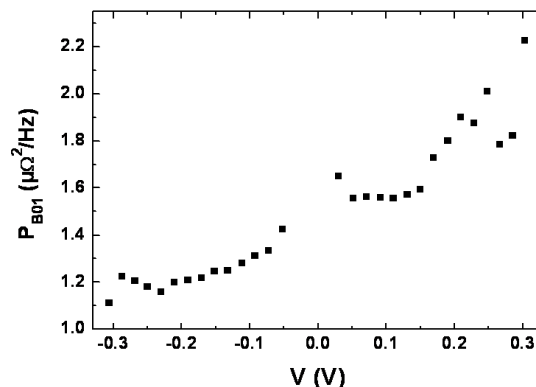


FIGURE 4.20 – Puissance extraite par un ajustement lorentzien de la raie spectrale en fonction de la tension en du mode thermique B01 de l'échantillon I1.

fonction d'autocorrélation du signal en domaine temporel. Les paramètres de la raie sont extraits en ajustant avec une lorentzienne les raies calculées à partir des traces temporelles. Pour les tensions positives, la puissance semble se stabilisée à partir de 500 mV alors qu'elle ne se stabilise pas pour les tensions négatives. On observe toutefois un ralentissement vers -700 mV. Pour permettre la comparaison, nous avons aussi représenté la puissance électrique du mode B01 de I1 en fonction de la tension sur la figure 4.20. Dans ce cas, la puissance augmente pour la polarité de tension compensant l'amortissement et diminue pour la polarité inverse de tension et aucun plateau n'est visible. L'inverse de la puissance du mode F1 est représentée sur la figure 4.19b en fonction de la tension. L'inverse de la puissance diverge aux basses tensions et on observe une légère asymétrie par rapport au deux signes de tension bien moins importante que dans les jonctions d'IMEC. Une extrapolation d'un ajustement linéaire de l'inverse de la puissance donnerait une valeur de tension seuil exagérément grande, de l'ordre de 5 V. Les barres d'erreur sont grandes dans la zone de faibles tensions car les spectres sont alors très distordus et le rapport signal sur bruit faible.

Sur la figure 4.19c, nous avons représenté la variation de la largeur de raie de F1 en fonction de la tension. Le comportement n'est pas asymétrique en fonction du signe de la tension et la largeur de raie diminue lorsque la tension augmente, quelque soit le signe de la tension. Ce comportement diffère encore de ce que nous avons observé

jusqu'à présent. On peut supposer que, dans le cas de ces échantillons, l'impact du transfert de spin soit le même pour les deux signes de la tension. Nous avons tout de même essayé d'ajuster linéairement la largeur de raie en fonction de la tension. Pour les tensions négatives, nous obtenons une tension seuil de $V_{<} = -1.65$ V et pour les tensions positives, une tension seuil de $V_{>} = 830$ mV. Celles-ci sont donc légèrement supérieures à la gamme de tension utilisée. Grâce à un ajustement linéaire, un coefficient d'efficacité du transfert de spin est estimé selon les deux polarités de tension à $\sigma_{<} = 700$ MHz.V⁻¹ et $\sigma_{>} = -1.2$ GHz.V⁻¹ respectivement en fonction des tensions négatives et positives. Ces valeurs sont du même ordre intermédiaires entre celles obtenues pour les modes thermiques et celles pour les modes entretenus.

Observons maintenant les comportements des fréquences mesurées sur les deux types d'échantillons présentés sur les figures 4.17d et 4.19d. Alors que, dans le cas des échantillons IMEC, la fréquence diminue selon une parabole lorsque la tension augmente, quelque soit le signe de la tension, dans le cas des échantillons Hitachi, la fréquence augmente linéairement avec la tension, comme dans le cas d'un mode entretenu nonlinéaire. La fréquence du signal dans les échantillons Hitachi a un comportement totalement différent de celui attendu d'un mode thermique, ce qui n'est pour l'instant pas compris. On ajuste linéairement les fréquences et on note $N_{<}$ et $N_{>}$ les coefficients de nonlinéarité de la fréquence respectivement en fonction des tensions négatives et positives. Pour les tensions négatives, on obtient $N_{<} = -640$ MHz.V⁻¹ et $\Gamma_0 = 3.4 \pm 0.13$ GHz. Pour les tensions positives, on obtient $N_{>} = 510$ MHz.V⁻¹ et $\Gamma_0 = 3.37 \pm 0.15$ GHz. On constate que ces valeurs se rapprochent plus des valeurs obtenues dans le cas des modes entretenus que dans le cas des modes thermiques.

En conclusion, on classe les modes des échantillons d'IMEC en deux catégories, les modes thermiques et les modes entretenus. On constate que les deux catégories de modes ont des comportements attendus selon leur catégorie. On quantifie alors les signatures du transfert de spin sur les paramètres des raies spectrales de chaque mode. On estime pour les modes des valeurs de seuil d'oscillation, de nonlinéarité de la fréquence, de coefficient d'efficacité du transfert de spin et de largeur de raie linéaire. Le tableau 4.1 est un récapitulatif des valeurs expérimentales obtenues pour les deux types d'échantillon. Les échantillons d'Hitachi, quant à eux, ne montrent pas de comportements asymétriques

Mode	V_c	N	σ	Γ_0
Mode O de I1	306 mV			
Mode B01 de I1	1,1 et 3,3 V		140 MHz.V ⁻¹	460 MHz
Mode A de I3	-290 mV	4,5 GHz.V ⁻¹	28 GHz.V ⁻¹	8 GHz
Publication [145]	-360 mV		-740 MHz.V ⁻¹	265 MHz
Mode F1 de H3 $V < 0$	-1,65 V	-640 MHz.V ⁻¹	700 MHz.V ⁻¹	3,4 GHz
Mode F1 de H3 $V > 0$	0.83 V	510 MHz.V ⁻¹	-1,2 GHz.V ⁻¹	3,4 GHz

TABLE 4.1 – Tableau présentant les valeurs de tensions seuil, de coefficients de non-linéarité, d'efficacité de transfert de spin et de largeur de raie linéaire pour les modes étudiés.

très marqués par rapport au signe de la tension bien que leurs densités spectrales subissent des modifications indéniables sous l'action de la tension. La variation des raies de ces modes en fonction de la tension ne sont semblables à aucun comportement connu et les paramètres comme la nonlinéarité et l'efficacité du transfert de spin sont trouvés intermédiaires entre les valeurs trouvées pour les deux catégories de modes étudiés.

4.2.3 Extraction des paramètres magnétiques

Nous venons d'étudier des modes dans différents échantillons dont les comportements en fonction du courant diffèrent beaucoup. Pour connaître de façon plus approfondie nos échantillons, nous allons dans cette section étudier la variation des différents modes en fonction du champ et ce notamment pour calculer les paramètres intrinsèques des couches magnétiques.

Nous ajustons la dépendance des fréquences de la couche libre en fonction du champ appliqué soit selon l'axe facile (noté $H_{\parallel}$), soit selon l'axe difficile (noté $H_{\perp}$), avec l'équation analytique dite de Kittel tel que, selon l'axe facile, l'équation soit de la forme [146] :

$$\omega^2 = \gamma^2 [H_{\parallel} + H_k + \frac{2A}{\mu_0 M_s} [(\frac{\pi n_x}{L_x})^2 + (\frac{\pi n_y}{L_y})^2]] [H_{\parallel} + H_k + \frac{2A}{\mu_0 M_s} [(\frac{\pi n_x}{L_x})^2 + (\frac{\pi n_y}{L_y})^2] + M_{\text{eff}}] \quad (4.2.5)$$

où L_x , et L_y sont les longueurs de l'échantillon le long des axes facile et difficile, respectivement et A est le couplage d'échange. Lorsque l'on tient compte des facteurs

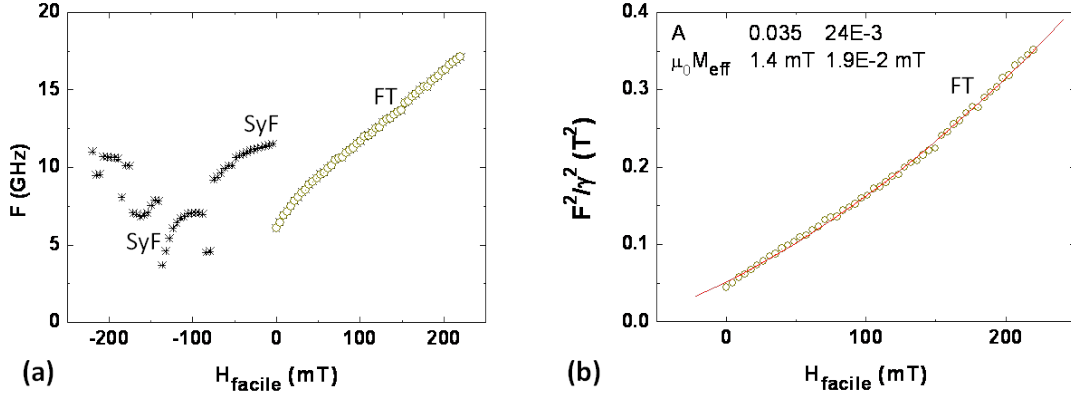


FIGURE 4.21 – a) Fréquence du maximum de la DSP de l'échantillon I3 en fonction du champ suivant l'axe facile (mode thermique FT avec des ronds vides jaunes et mode SyF avec des croix noires). b) Ajustements de la partie linéaire de f^2/γ^2 en fonction du champ du mode FT.

démagnétisants (N_x, N_y, N_z) dus à l'anisotropie de forme de la couche, on a :

$$M_{\text{eff}} = (N_z - N_x)M_s, \quad (4.2.6a)$$

$$H_k = (N_y - N_x)M_s, \quad (4.2.6b)$$

Les indices n_x et n_y indiquent l'ordre du mode selon les axes de quantifications x et y (axe facile et axe difficile, respectivement). Dans le cas des échantillons IMEC, peu de raies sont visibles. Nous ferons donc systématiquement l'hypothèse que le mode visible est le mode fondamental, c'est-à-dire celui pour lequel $n_x = n_y = 0$. Les valeurs d'aimantation et d'anisotropie extraites par cet ajustement sont les paramètres de la couche libre. Le facteur de Landé utilisé est mesuré par une technique de FMR sur une jonction tunnel en couche pleine. Nous trouvons un facteur de Landé similaire à celui du matériau massif, c'est-à-dire $g = 2.14$ [123]. Ces mesures de résonance sur une jonction tunnel en couche pleine permirent, par la même occasion, de constater que l'aimantation de l'empilement des jonctions avant gravure était de $\mu_0 M_s = 2 \text{ T}$, ce qui correspond à l'aimantation du matériau massif.

Sur la figure 4.21a, nous avons représenté la fréquence des modes principaux de

la DSP de l'échantillon I3 en fonction du champ suivant l'axe facile. La fréquence du mode thermique FT de la couche libre est représentée avec des ronds vides jaunes et la fréquence du mode entretenu de l'AFS A est représentée avec des croix noires. Sur la figure 4.21b, on a tracé $(2\pi f)^2/\gamma^2$ avec $\gamma/2\pi = 29$ GHz/T. On obtient les valeurs des paramètres magnétiques de la couche libre : $\mu_0 M_{\text{eff}} = 1,4$ T et $\mu_0 H'_k = 25$ mT. $\mu_0 H'_k$ est le champ extrapolé auquel la fréquence s'annule. En utilisant des valeurs de facteurs démagnétisants, nous pouvons calculer l'aimantation de la couche libre d'après les équations 4.2.6. Pour les échantillons de taille moyenne ($2 \times 70 \times 140$ nm³), les facteurs démagnétisants sont [147] :

$$N_x = 0,042, N_y = 0,021, N_z = 0,937.$$

La différence ($N_z - N_x$) est donc égal à 0,9. L'aimantation obtenue pour la couche libre gravée est donc $\mu_0 M_s = 1.6$ T, c'est-à-dire légèrement inférieure à la valeur d'aimantation des couches non-gravées (2 T). Remarquons que, dans de nombreux cas, en utilisant la même procédure sur des échantillons tout à fait similaires, nous avons obtenu des valeurs d'aimantation encore plus faibles, comprises entre 1.1 et 1.5 T [123]. En procédant ainsi sur les trois tailles d'échantillons, nous trouvons une aimantation d'autant plus petite que l'échantillon est petit. Cela signifie que l'aimantation de la couche libre subit une réduction conséquente lors de l'étape de gravure [123]. Cet endommagement peut être différent suivant la position de l'échantillon en bordure ou au centre du wafer.

On a essayé d'ajuster de la même façon les modes de l'AFS en fonction du champ suivant des équations analytiques propres aux systèmes couplés [144]. Cependant, si on regarde par exemple les figures 4.2 et 4.21a, le mode de l'AFS n'est visible que dans une gamme de champ restreinte et croise le mode de la couche libre en $H = -75$ mT, ce qui modifie le mode de l'AFS. On ne peut donc pas ajuster analytiquement les modes de l'AFS dans les cas où ils sont fortement hybridés avec les modes de la couche libre.

On applique maintenant la même procédure au mode entretenu de la couche libre F de l'échantillon I4. La fréquence des maxima de la DSP en fonction du champ suivant l'axe facile est représentée sur la figure 4.22a. On ajuste de la même façon le mode entretenu F et le mode thermique FT en fonction du champ, comme montré sur la figure 4.22b. La valeur d'aimantation obtenue dans les deux cas est $\mu_0 M_s = 1,34$ T.

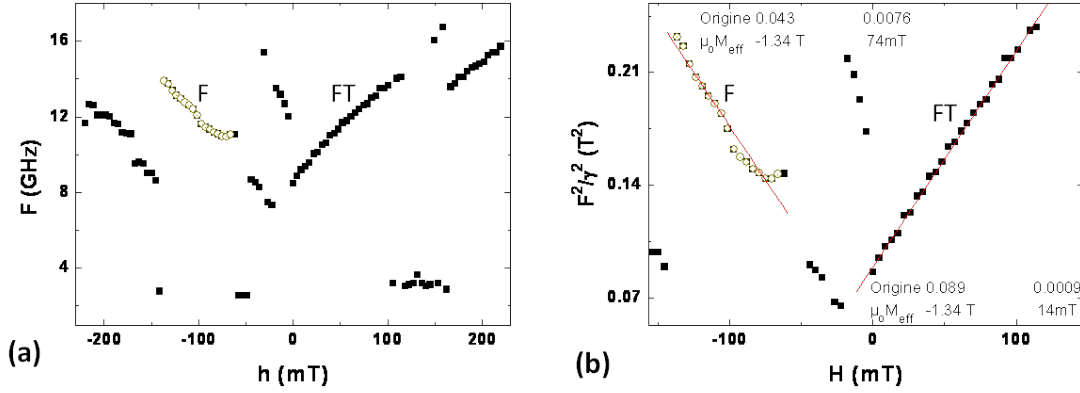


FIGURE 4.22 – a) Fréquence du maximum de la DSP de l'échantillon I4 en fonction du champ suivant l'axe facile (oscillation de la couche libre F avec des ronds vides jaunes et mode SyF avec des carrés noirs. b) Ajustements linéaire de f^2/γ^2 en fonction du champ du mode F.

Cette valeur d'aimantation est similaire à celle obtenue grâce au mode thermique de l'échantillon I3. Par contre, pour le mode d'oscillation, le champ pour lequel la fréquence s'annule est $\mu_0 H'_k = 43$ mT, alors qu'avec le mode thermique, on obtient le double ($\mu_0 H'_k = 89$ mT). Cela indique que cette dernière valeur prend en compte un champ d'échange (éq. 4.2.5) et le mode thermique FT est d'ordre supérieur que le mode entretenu F. En effet, nous rappelons que, sur la figure 4.3, d'autres modes de la couche libre sont visibles au-delà du champ de spin-flop de la couche piégée de l'AFS, mettant en évidence le fait que le mode ajusté dans cette section n'est pas le mode uniforme. On retiendra que, dans le but de déterminer la valeur de M_s , on peut de la même manière choisir d'ajuster un mode thermique ou un mode entretenu et que les valeurs obtenues dans les deux cas sont les mêmes. Cela nous amène à conclure que le mode excité par le transfert de spin est un mode quasi-uniforme.

Finalement, on va appliquer la même procédure aux mesures des échantillons Hitachi. On rappelle la DSP de l'échantillon H3 sur la figure 4.23a en fonction du champ suivant l'axe facile où plusieurs modes sont visibles. On ajuste la fréquence des modes F1, F2 et F3 en fonction du champ suivant la méthode précédente. Les ajustements sont montrés sur la figure 4.23b. Les champs extrapolés auquel la fréquence s'annule est com-

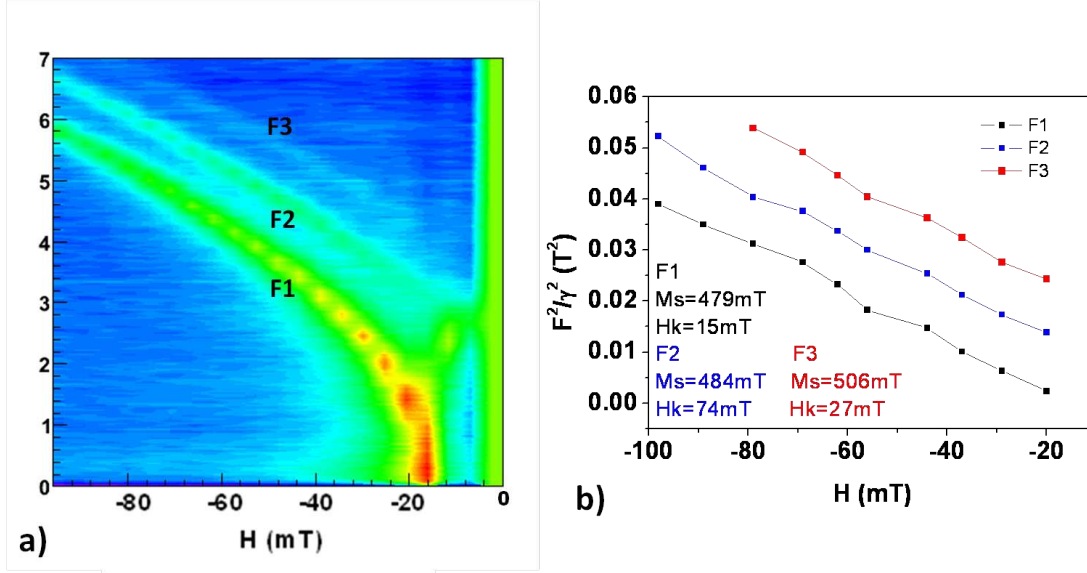


FIGURE 4.23 – a) DSP du signal obtenu pour l'échantillon H3 en fonction du champ suivant l'axe facile pour une tension de -700 mV. b) Ajustement de la fréquence en fonction du champ pour trois modes F1, F2 et F3.

pris entre 15 et 74 mT. Pour l'aimantation effective $\mu_0 M_{eff}$, nous obtenons les valeurs 479, 484 et 506 mT, respectivement pour les modes F1, F2 et F3. Les valeurs d'aimantation obtenues sont faibles car il a été prouvé expérimentalement, sur des échantillons similaires, que selon le pourcentage de fer dans une couche mince de CoFeB, qu'une anisotropie perpendiculaire d'origine magnétocristalline était obtenues [89, 148]. L'aimantation effective mesurée selon notre méthode est donc réduite de cette anisotropie perpendiculaire et est égale à

$$M_{eff} = (N_z - N_x)M_s - \frac{2K}{\mu_0 M_s} \quad (4.2.7)$$

où K est la constante d'anisotropie perpendiculaire aux couches. Les valeurs d'aimantations obtenues sont d'autant plus élevées que les indices n_x et n_y des modes sont élevés.

On suppose donc maintenant que le mode F1 est le mode fondamental indexé (0,0) selon la notation de la référence [122] et F2 et F3 sont respectivement les modes (1,0) et (0,1). L'intervalle entre les modes est égal à $\frac{2A}{\mu_0 M_s} [(\frac{\pi n_{x1}}{Lx})^2 + (\frac{\pi n_{y1}}{Ly})^2 - (\frac{\pi n_{x2}}{Lx})^2 - (\frac{\pi n_{y2}}{Ly})^2]$. La moyenne des intervalles entre les modes F1-F2 et F2-F3 est dans les deux cas égal

à 0.011, ce qui donne un coefficient d'échange $A = 35 \text{ pJ.m}^{-1}$ et $A = 11,7 \text{ pJ.m}^{-1}$, d'après les indices n_x et n_y choisis. Ces valeurs sont de l'ordre de grandeur de celle du cobalt ($A_{co} = 28 \text{ pJ.m}^{-1}$).

En conclusion, grâce à un ajustement de la fréquence des modes en fonction du champ, nous extrayons les paramètres magnétiques de la couche libre. Nous trouvons que l'aimantation M_s de la couche libre avant gravure ne subit pas de dégradation mais elle est réduite à l'étape de gravure car on mesure une aimantation inférieure à la valeur du matériau épais. Nous constatons que l'ajustement d'un mode d'oscillation de la couche libre donne les mêmes valeurs qu'un ajustement des modes thermiques. Finalement, l'existence d'une anisotropie perpendiculaire dans les couches magnétiques des échantillons d'Hitachi réduit l'aimantation effective obtenue.

4.3 Dégradation et conséquences sur les modes

Dans la plupart des études, les quantités mesurées sont supposées stationnaires, c'est-à-dire que les propriétés moyennes des paramètres sont supposées invariantes au court du temps. On peut, dans ce cas, se permettre d'appliquer le principe d'ergodicité qui permet de remplacer les moyennes temporelles de paramètres par des moyennes sur de nombreuses mesures. De telles mesures expérimentales ne sont correctes que si les mesures sont répétables et reproductibles.

Alors que les jonctions tunnel développées dans le but d'obtenir une forte valeur de TMR ont un produit RS élevé, dans le cas de jonctions tunnel optimisées pour le retournement d'aimantation ou dans le but de développer des oscillateurs hyperfréquences de petites tailles, le produit RS désiré est faible, afin d'atteindre de fortes densités de courant. Dans ce but, des jonctions tunnel à barrières fines sont utilisées pour lesquelles les tensions de dégradation observées sont plus basses. Dans notre cas, il est clair qu'une tension continue, même faible, dégrade irrémédiablement la barrière tunnel. Rappelons que l'échantillon I5, qui est le seul à émettre des oscillations dans l'état P, a des propriétés électriques différentes des autres échantillons car il a été soumis à de fortes tensions et assez fortement dégradé dès le début des mesures. Il émet néanmoins encore un signal de forte puissance, pour des valeurs de tension très supérieures à la tension

de dégradation des autres jonctions. On suppose que la dégradation des jonctions a un effet drastique sur la nature de la barrière et que cela permet l'excitation de modes qu'on ne peut exciter sur un échantillon non-dégradé.

Cela met en avant le fait qu'une étude de la dégradation des jonctions tunnel et de ses conséquences sur les oscillations peut s'avérer intéressante. Nous montrerons que, dans notre cas, deux processus de dégradation apparaissent. Tout d'abord, nous observons une diminution graduelle des résistances et de la TMR lors de mesures au voisinage du seuil. Ces dégradations ne sont pas accompagnées d'une modification significative des signaux hyperfréquences ni d'une dégradation de la coercivité. Ce premier processus de dégradation est associé à des dégradations locales de l'épaisseur de la barrière isolante appelées points chauds. En ces points, la barrière est plus fine et la densité de courant plus élevée. Le second processus de dégradation observé se produit lorsque l'on soumet les échantillons à de fortes tensions. Ce processus se caractérise par une diminution brusque des résistances, de la TMR ainsi que de la coercivité et résulte souvent en la disparition des modes entretenus. Cette dégradation est associée à un processus appelé chemins de courant confiné et correspond à la destruction locale de la barrière simultanément à une électromigration des éléments. Il arrive alors souvent qu'un pont métallique se forme au travers du point détruit de la barrière. L'existence de ce pont métallique a bien évidemment de nombreuses conséquences et en premier lieu induit une très forte diminution de la résistance. Les propriétés magnétiques sont aussi influencées par cette conduction métallique et un couplage RKKY est rendu possible entre les deux couches adjacentes à la barrière [23, 149].

4.3.1 Mesures sous courant constant

Dans cette section, nous présentons des mesures de la dégradation de l'échantillon Il lorsque celui-ci est soumis à des courants de façon répétitive et lors de longues séries de mesure. Les résultats de cette section seront donc présentés en fonction du courant et non de la tension car les changements successifs de résistance, à courant constant, ont pour conséquences de faire varier la tension à laquelle l'échantillon est soumis.

Après des mesures à basses températures, au cours desquelles l'échantillon est régulièrement soumis à un courant $I = 1,25$ mA, nous avons constaté que les résistances ont été dégradées. Les résistances sont passées de $R_{ap} = 280 \Omega$ et $R_p = 200 \Omega$ dans l'état

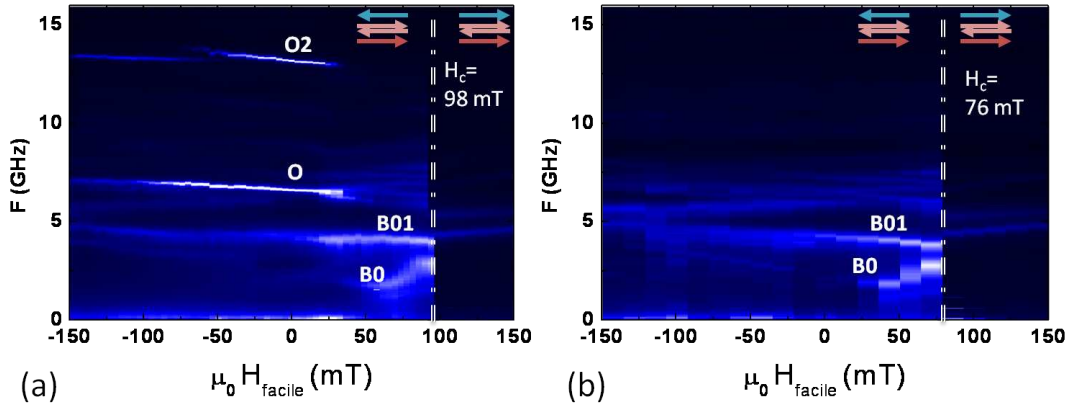


FIGURE 4.24 – a) DSP de l'échantillon I1 en fonction du champ suivant l'axe facile avant dégradation pour une tension de $I = 1,6$ mA. b) DSP de I1 après dégradation pour un courant $I = 1,8$ mA.

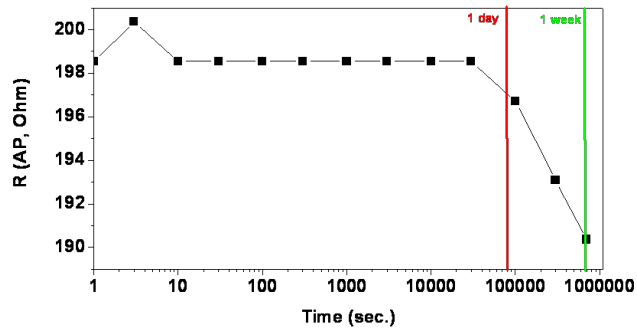


FIGURE 4.25 – Résistance de l'échantillon I1 soumis à un courant de 1,1 mA en fonction du temps.

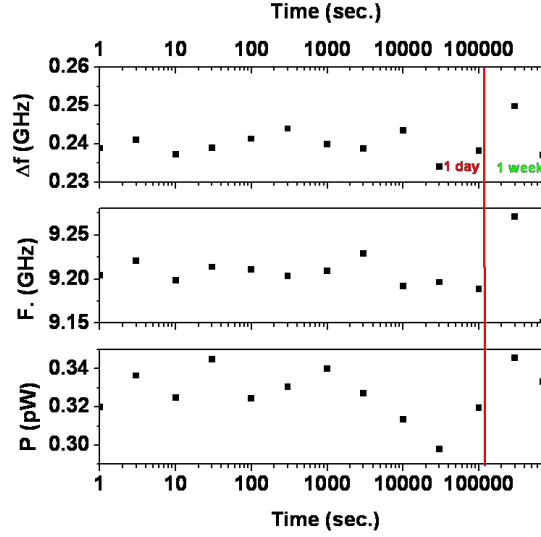


FIGURE 4.26 – Paramètres de la raie émise par l'échantillon I1 (fréquence, puissance et largeur de raie) soumis à un courant de 1.1 mA en fonction du temps.

vierge, à $R_{ap} = 226 \, \Omega$ et $R_p = 184 \, \Omega$ après les mesures à basses températures. Lors de la dégradation, les résistances ont toutes deux diminué de même que la TMR qui a diminué de 40% à 23%. Après dégradation, les modes entretenus O et O2 ont disparu alors que les modes thermiques restent inchangés. La figure 4.24 permet de comparer la DSP des modes de cet échantillon avant et après dégradation. Nous constatons la disparition des modes entretenus et bien que les modes de basses fréquences ne soient guère changés, nous constatons que le champ de retournement de la couche libre a diminué de 98 à 76 mT. L'aimantation, et de ce fait, la coercivité, ont subi des dégradations.

Lorsque l'on applique un champ de 47 mT formant un angle de 2 degrés avec l'axe facile, nous observons un autre mode de forte amplitude. Nous avons ensuite soumis l'échantillon I1 à une longue mesure en observant l'évolution de ce mode. Nous soumettons l'échantillon à un courant de $I = 1,1$ mA, juste supérieur au courant seuil du mode ($I = 1$ mA). Sur la figure 4.30, nous voyons que la résistance est constante pendant une journée, puis au bout d'un jour se met à diminuer jour après jour. La résistance diminue donc lorsque l'échantillon est soumis plus d'un jour à un courant proche du courant seuil. Sur la figure 4.26 sont représentés les paramètres de la raie

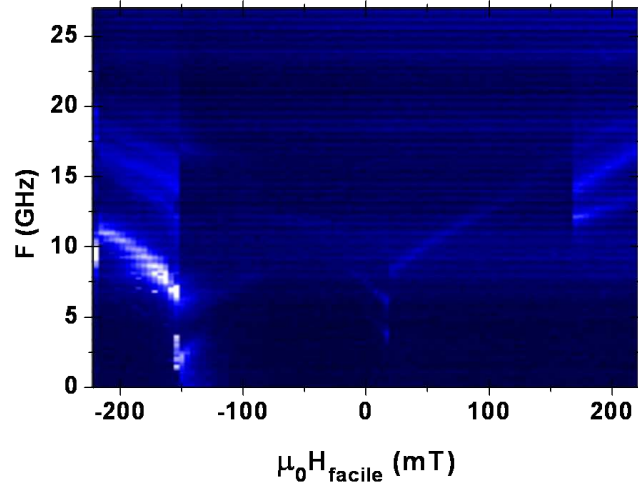


FIGURE 4.27 – DSP de l'échantillon I4 en fonction du champ suivant l'axe facile après dégradation pour une tension de +260 mV.

spectrale extraits par un ajustement lorentzien de la raie au cours du temps lors de la précédente mesure. On constate qu'au cours d'une journée les paramètres ne varient pas trop. Un changement léger de la raie spectrale est ensuite observé après une journée lorsque la résistance est dégradée, mais aucune dérive systématique n'est observée.

En conclusion, la barrière isolante est dégradée après une journée lorsque l'on applique un courant. L'émission hyperfréquence de la jonction n'est que peu affectée par cette dégradation. On va maintenant étudier des mesures en augmentant le courant afin d'obtenir plus rapidement des conclusions sur l'effet de la dégradation des jonctions.

4.3.2 Mesures en fonction d'une tension croissante

Nous avons observé le fait que la jonction I1 a subi des dégradations à forts courants ayant pour conséquence la disparition du mode entretenu (O) de l'échantillon I1. Cela a aussi été observé pour le mode entretenu F de la couche libre de l'échantillon I4, comme on le voit sur la figure 4.27. Sur cette figure, on constate que les modes

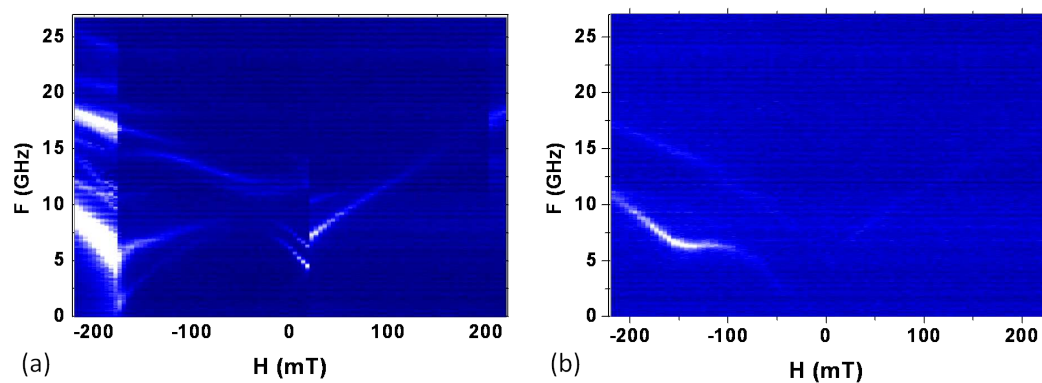


FIGURE 4.28 – DSP des modes de l'échantillon I0 en fonction du champ suivant l'axe facile pour une tension de 310 mV a) avant et b) après dégradation.

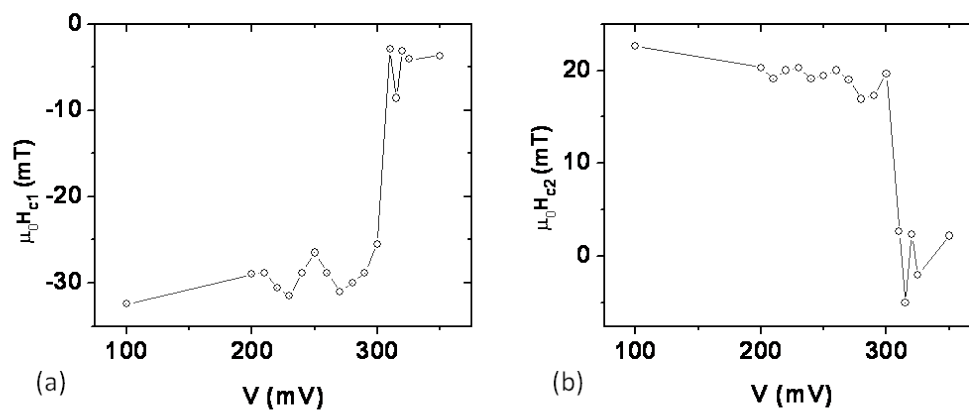


FIGURE 4.29 – Variation des champs coercitifs de I0 en fonction de la tension appliquée.

thermiques sont toujours visibles après dégradation.

Nous allons maintenant nous intéresser aux effets de la dégradation sur les modes thermiques qui, contrairement aux oscillations, sont encore visibles après dégradation. Deux mesures consécutives ont été faites pour une tension de +310 mV de la DSP de l'échantillon I0 (strictement identique au mode I4 si ce n'est qu'aucun mode entretenu n'a pu être généré) et représentées sur la figure 4.28. Sur le panneau (a), avant dégradation, on distingue un seul mode thermique de la couche libre dans l'état P (noté FT) et deux modes de la couche libre dans l'état AP, ainsi que le mode acoustique de l'AFS dans la région du spin-flop ($H_{sf} = -180$ mT). La seconde mesure présentée en (b), bien que consécutive à la précédente, montre une DSP différente. En effet, la jonction a été dégradée par la tension entre les deux mesures. Seul un unique mode de la couche libre est maintenant visible. Celui-ci est symétrique et centré autour de la valeur du champ dipolaire ($H_{dip} = 5$ mT) car la coercivité après dégradation est nulle. Nous constatons donc que les modes thermiques de la couche libre ne sont que peu changés par la dégradation (hormis l'impact de la dégradation de la coercivité), par contre, les modes significatifs du retournement de l'AFS dans la région de spin-flop subissent de fortes modifications à chaque augmentation de la tension. On ne voit plus qu'un seul mode de l'AFS et le retournement de l'aimantation de la couche supérieure n'est plus abrupte indiquant que le retournement d'aimantation de l'AFS s'effectue, après dégradation, de façon inhomogène et irreproductible. On constate d'autre part, qu'avant dégradation (figure 4.28a), on aperçoit le second retournement de l'AFS pour $H = 200$ mT mais que celui-ci n'est plus visible après dégradation. On ajuste le mode FT avec l'équation de Kittel. Dans les deux cas, avant et après dégradation, on obtient une aimantation $\mu_0 M_s = 1,53$ T. Par contre, avant dégradation, on trouve une anisotropie $\mu_0 H_k = 45$ mT et $\mu_0 H_k = 25$ mT après dégradation. L'aimantation ne subit donc pas de dégradation mais l'anisotropie, et de ce fait la coercivité, sont dégradées. La variation des champs coercitifs en fonction de la tension appliquée est reportée sur la figure 4.29.

Sur la figure 4.30 sont représentées la résistance de l'état AP et la TMR de l'échantillon, mesurées à tension quasi-nulle, après avoir appliqué différentes tensions

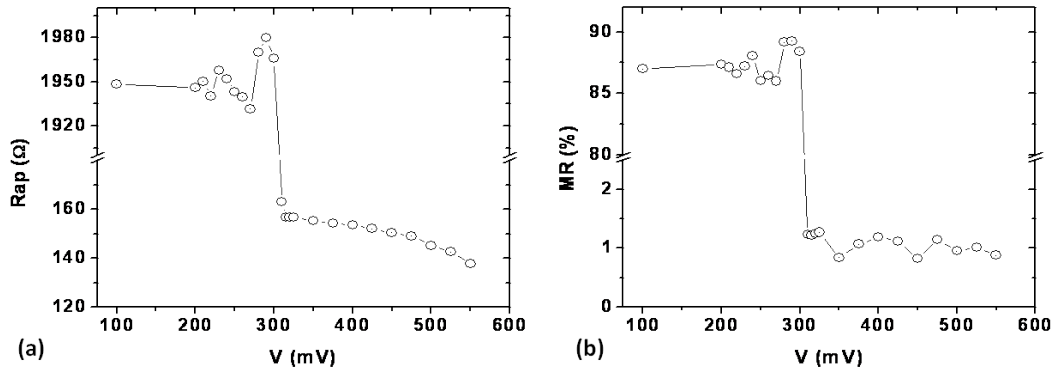


FIGURE 4.30 – a) Résistance de l'état AP et b) TMR de l'échantillon I4 mesurées à tension quasi-nulle après avoir appliqué différentes tensions indiquées en abscisse.

indiquées en abscisse. Les effets de la dégradation sont clairement visibles après avoir appliqué une tension 310 mV⁶. La résistance est alors divisée par un facteur 10. Elle continue ensuite de diminuer après chaque augmentation de la tension. A 310 mV, la TMR chute de 87% à 1%. Sur la figure 4.30 sont représentées les cycles $R(H)$ suivant l'axe facile, à tension quasi-nulle, après avoir appliqué respectivement, une tension de a) 260 mV, b) 350 mV et c) 425 mV. Avant dégradation, après avoir appliqué une tension de 260 mV, les retournements l'aimantation de la couche libre et de la couche supérieure de l'AFS sont clairement visibles aux champs coercitifs $h_{c1} = -25$ mT et $h_{c1} = 40$ mT. Le champ de spin-flop est $H_{sf1} = -190$ mT et le retournement de l'aimantation est abrupte. Après dégradation, les résistances ont fortement diminué ainsi que la coercivité. La coercivité ici mesurée est probablement influencée par le temps de mesure et le pas en champ. La résistance dans la zone de retournement de l'aimantation de la couche supérieure de l'AFS diminue de façon continue et non-pas abrupte, confirmant un retournement graduel de l'aimantation de l'AFS après dégradation. Après avoir appliqué une tension de 425 mV, le cycle change à nouveau. Le retournement de l'aimantation de la couche supérieure est maintenant visible dès $H_{sf1} = -130$ mT et commence de façon abrupte. Au champ $H_{sf1} = 120$ mT, les aimantations de l'AFS ne sont plus alignées avec la couche libre. Nous ne discuterons

6. La résistance est mesurée après la mesure des spectres.

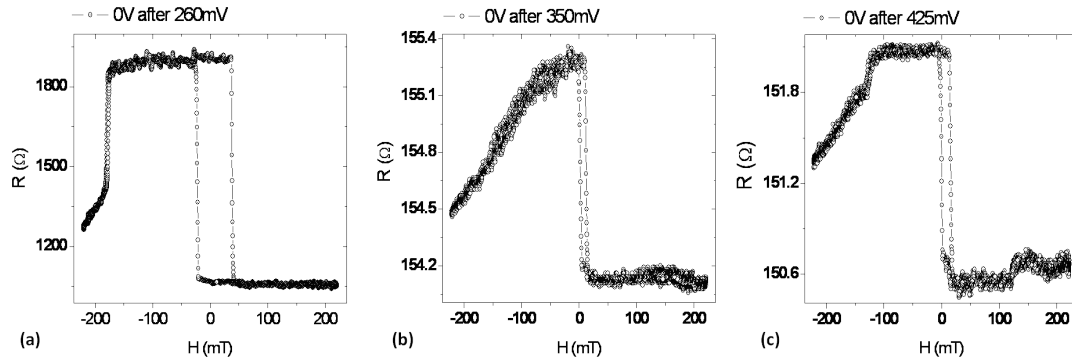


FIGURE 4.31 – Cycle $R(H)$ à tension quasi-nulle a) avant dégradation après avoir appliqué une tension de 260 mV, après dégradation après avoir appliqué des tensions de b) 350 mV et c) 425 mV.

pas de ce dernier cas où l'AFS semblent avoir été stabilisé par la tension.

Remarquons que ce processus a été aussi mesuré sur les jonctions Hitachi. Nous avons trouvé que les effets de la dégradation sur les spectres sont exactement les mêmes que ceux que nous venons de décrire et ne seront pas discutés. En conclusion, la dégradation est un processus complexe dans les jonctions tunnel et malheureusement même un courant très proche du seuil dégrade la jonction après 24h. Nous avons constaté qu'à forte tension la barrière était dégradée de façon irrémédiable. Cette dégradation entraîne la disparition des modes entretenus et la décohérence du retournement de l'aimantation de la couche supérieure de l'AFS. Après dégradation, la valeur d'aimantation de la couche libre reste inchangée par contre la coercivité disparaît. Les résistances et la TMR sont fortement diminuées lors de la dégradation et les caractéristiques électriques de la jonction sont similaires à celles d'un échantillon à barrière métallique. Il est probable que les faibles diminutions de résistances soient liées à la dégradation de l'épaisseur de la barrière (points chauds) et que les réductions brusques de résistance accompagnées de la disparition de la coercivité soient liées à l'apparition de chemins de courant confiné. Dans ce cas, des ponts métalliques traversent la barrière et la résistance est donc fortement diminuée.

4.4 Conclusion

Avec les échantillons d'IMEC, nous avons avec succès identifié les modes de la couche libre et les modes optique et acoustique de l'AFS. Nous avons ensuite étudié les effets du transfert de spin sur les modes entretenus par le transfert de spin et sur les modes thermiques. Les deux catégories de mode ont des comportements différents mais qui sont compris et en accord avec les théories utilisées. Nous avons par ailleurs extrait les paramètres magnétiques de la couche libre en ajustant la variation de sa fréquence en fonction du champ. Nous avons ainsi pu constater que l'ajustement des modes entretenus et des modes thermiques donnent les mêmes résultats. Finalement, nous avons étudié la dégradation des échantillons. Nous constatons tout d'abord que, lorsque l'échantillon est soumis soit à une forte tension soit à une tension faible pendant une durée de temps supérieure ou égale à une journée, la conduction se dégrade dans la jonction ce qui résulte éventuellement à la disparition des modes entretenus. Les paramètres magnétiques ne semblent pas dégradés mais le processus de conduction devient similaire à la conduction dans un métal.

En conclusion, la nature et le comportement de ces modes sont très bien compris pour les échantillons IMEC. Ils permettent de sonder les paramètres intrinsèques de la couche libre mais il faut être prudent car la dégradation des échantillons se produit très facilement et altère irrémédiablement la dynamique d'aimantation ainsi étudiée. Par contre, nous n'avons pu identifier la nature des modes des échantillons d'Hitachi. Il est probable que les effets de chauffage soient grands pour ces échantillons.

Chapitre 5

Etude temporelle d'une oscillation entretenue

5.1	Le bruit d'amplitude	174
5.1.1	Distribution de l'enveloppe du signal	174
5.1.2	Temps de relaxation des fluctuations d'amplitude	176
5.2	Le bruit de fréquence	178
5.2.1	Fluctuations des spectres	180
5.2.2	Variance de Allan	181
5.2.3	Transformée de Fourier glissante	184
5.3	Le bruit de phase	186
5.3.1	Etude de la largeur de raie	186
5.3.2	Variance de phase	189
5.4	Nonlinéarité - Couplage puissance-phase	195
5.4.1	Nonlinéarité	195
5.4.2	Temps caractéristique de corrélation puissance-phase	199
5.5	Conclusion	200

Dans ce chapitre, nous allons présenter une étude en domaine temporelle d'un mode d'oscillation entretenue. Nous allons pour cela étudier uniquement le mode acoustique (A) de l'AFS de l'échantillon I3, pour des tensions appliquées supérieures à la tension seuil.

Les traces temporelles permettent une mesure directe de la précession des aimantations grâce à l'effet de la magnétorésistance tunnel. Dans le cas d'une oscillation entretenue, la trace temporelle est un signal quasi-monochromatique soumis à du bruit

$$\mathcal{V}(t) = \mathcal{V}_0[1 + \epsilon(t)] \sin[\omega_0 t + \phi(t)], \quad (5.0.1)$$

où $A(t) = \mathcal{V}_0[1 + \epsilon(t)]$ et $\Phi(t) = \omega_0 t + \phi(t)$ sont les amplitude et phase instantanées. L'amplitude instantanée est aussi l'enveloppe du signal. Pour cette étude, nous utilisons des mesures temporelles de $17 \mu s$ échantillonnées par pas de $17 ps$, présentées au chapitre 3.¹ L'outil essentiel à notre étude est ensuite le « signal analytique », introduit dans le chapitre 1 et défini grâce à la transformée de Hilbert. Celui-ci nous permet d'exprimer le signal temporel tel que

$$x_a(t) = \mathcal{V}(t) + i\text{TH}(\mathcal{V}(t)) \equiv A(t)e^{i\Phi(t)} \quad (5.0.2)$$

et d'obtenir ainsi une mesure de l'amplitude et de la phase résolus au cours du temps.

Nous allons caractériser les différentes sortes de bruit auxquelles les traces temporelles sont sujettes, à savoir notamment le bruit de puissance, le bruit de fréquence et le bruit de phase. Le but de ces analyses est de caractériser les bruits afin de déterminer leur nature ainsi que leurs temps caractéristiques. Nous montrerons ainsi que le bruit de puissance et le bruit de fréquence sont des bruit blanc gaussien et que de ce fait que le bruit de phase est une marche aléatoire. Parallèlement à cela, nous montrons que les distributions des bruits ne dépendent pas de la tension bien que la puissance et la fréquence soient deux paramètres dépendants de la tension. Nous constatons aussi que le temps de relaxation des fluctuations de puissance diminuent avec la tension.

Dans un second temps, nous étudions l'impact de ces différentes contributions de bruit à la raie spectrale et au fait que celle-ci soit non-lorentzienne. Dans ce but, nous

1. Dans le chapitre 3, toutes les caractérisations de mesures temporelles ont été présentées en utilisant des mesures de l'échantillon I3.

calculons la variance de la phase et nous montrons que celle-ci est non linéaire, ce qui était prédit par la théorie. La non linéarité de la variance est due à la non linéarité de la fréquence du système et à pour conséquence directe que la forme de la raie ne soit pas lorentzienne.

Pour analyser plus en détail la nonlinéarité, nous caractérisons ensuite le couplage entre la puissance et la phase et se faisant, nous présentons la première mesure directe du coefficient de nonlinéarité de la fréquence du mode en fonction de la tension. Pour la plupart des technologies actuelles, les oscillateurs présentent un coefficient de nonlinéarité petit devant 1 et sont considérés comme linéaires. On sait que les oscillateurs à transfert de spin diffèrent des oscillateurs les plus courants car leur fréquence est fortement dépendante de la tension appliquée du fait d'une nonlinéarité conséquente. Cette nonlinéarité affecte nombre de leurs comportements. La valeur de ν a peu de fois été discuté de façon théorique [5, 74]. Sa valeur a été prédite par des simulations comme pouvant être soit positive, soit négative ; ce qui résulte en un décalage des fréquences soit vers le bleu, soit vers le rouge lorsque la tension de polarisation augmente [150]. Son amplitude dépendrait aussi de la valeur du champ magnétique externe, ainsi que de sa direction [5, 74]. En résumé, nous ne savions préalablement que peu de choses sur la valeur du coefficient de nonlinéarité ν . Une mesure expérimentale du coefficient ν a précédemment été publiée, dans laquelle ν est déduite de la dépendance de la largeur de raie en fonction de l'inverse de la puissance [74]. Les valeurs obtenues sont comprises entre 2,5 et 3 pour un mode de la couche libre dont la largeur de raie est similaire au mode de l'AFS (A de I3). Dans notre système, nous obtenons une valeur expérimentale du coefficient de nonlinéarité du mode de l'AFS proche de 1 et une largeur de raie linéaire similaire à la largeur de raie totale. Ceci est en accord avec le caractère faiblement nonlinéaire de la fréquence du mode de l'AFS et sa forme quasi-lorentzienne de la raie spectrale.

Par cette étude temporelle, nous obtenons une bonne compréhension du mécanisme des bruits auxquels la dynamique d'aimantation est soumise et d'autres part, nous expliquons la forme de la raie spectrale en étudiant les contributions de la nonlinéarité dans la largeur de raie. La majorité des résultats de cette section ont été publiés sous la référence Appl. Phys. Lett. **97**, 032502, (2010).

5.1 Le bruit d'amplitude

Le bruit d'amplitude $\epsilon(t)$ est une fonction aléatoire dont la transformée de Fourier est une fonction bornée centrée en zéro. Dans cette section, pour étudier le bruit d'amplitude du signal nous filtrons la trace temporelle grâce à un filtre FFT de 400 MHz de bande-passante centrée autour de la fréquence du mode A, comme présenté précédemment. Dans un premier temps, nous étudions simplement la variation de l'enveloppe $A(t) = \mathcal{V}_0[1 + \epsilon(t)]$ du signal en fonction de la tension appliquée au-dessus du seuil. Nous verrons alors que le bruit d'amplitude ne dépend pas de la tension appliquée. Puis dans un second temps, nous calculons le temps de relaxation du bruit d'amplitude τ_p . Nous constaterons alors que celui-ci diminue avec la tension appliquée quand augmente la force de rappel agissant sur le bruit d'amplitude par le biais de la nonlinéarité de l'oscillateur. L'inverse du temps de relaxation des fluctuations d'amplitude est appelé le taux de restauration des fluctuations, noté Γ_p .

5.1.1 Distribution de l'enveloppe du signal

Pour étudier l'enveloppe du signal $\mathcal{V}_0[1 + \epsilon(t)]$, nous calculons le maximum local de chaque oscillation et ainsi nous en déduisons chaque point de l'enveloppe.² L'enveloppe ainsi calculée est présentée sur la figure 5.1a, dans une fenêtre de 11 μ s. Nous avons tracé l'enveloppe supérieure ainsi que l'enveloppe inférieure (notées *Max* et *Min*), celles-ci étant strictement l'image renversée l'une de l'autre, comme montré dans le petit encadré dans lequel on montre un agrandissement des enveloppes supérieures et inférieures dans une fenêtre de 50 ns. A leur droite, dans le panneau (b), on a reporté les distributions des valeurs d'enveloppes. Ces distributions sont très bien ajustées par une fonction gaussienne et sont centrées en une valeur moyenne de l'enveloppe notée $\mathcal{V}_0$. Ainsi la loi gaussienne traduit très naturellement de nombreux phénomènes physiques qui se présentent macroscopiquement comme la somme d'un très grand nombre de phénomènes microscopiques non ou très faiblement corrélés. Par exemple, les fluctuations thermiques sont généralement distribuées de façon gaussienne. Une des propriétés fondamentale des processus gaussien est la conservation du caractère gaussien par toutes

2. Notons d'autre part que nous pouvons aussi calculer l'enveloppe en calculant directement l'amplitude du signal analytique défini par la transformée de Hilbert.

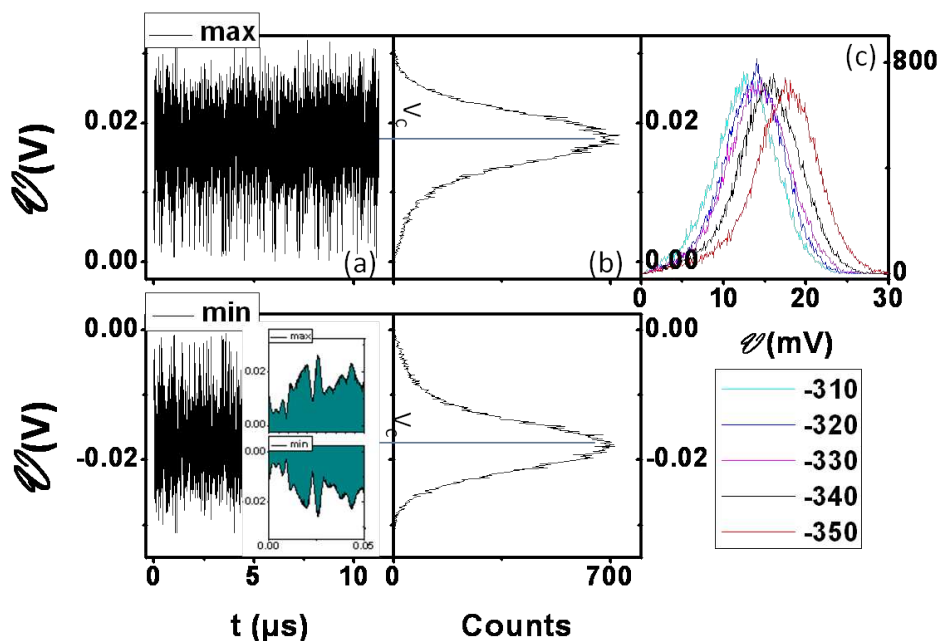


FIGURE 5.1 – (a) Enveloppes supérieure et inférieure du signal filtré avec une tension appliquée de -350 mV. Dans le petit encadré, on montre un agrandissement des enveloppes inférieures et supérieures dans une fenêtre de 50 ns. (b) Histogramme de distribution des valeurs des enveloppes. (c) Distributions des enveloppes pour cinq valeurs de tensions de -310 mV à -350 mV.

transformations linéaires. Un signal aléatoire d'une variable (ou d'une autre fonction) gaussienne est donc aussi gaussienne tant qu'aucun élément non-linéaire n'est introduit parmi les processus en jeux.

Notons que sur ces distributions une légère asymétrie peut apparaître si le filtre utilisé a une bande-passante supérieure à 400 MHz. En réalité, ces distributions correspondent aux « deux bosses de chameau » visibles sur la distribution des tensions du signal total après filtrage, sur la figure 3.14c. Dans le panneau (c), nous avons représenté les distributions des enveloppes pour cinq différentes valeurs de tensions. On constate que la forme de la distribution, ainsi que sa largeur, ne varient pas avec la tension. Seul le centre des distributions, V_0 , varie. En effet, V_0 augmente de 5 mV quand la tension augmente de 40 mV.

On en conclut que l'amplitude de précession $\mathcal{V}_0$ augmente lorsque la tension augmente mais que la distribution du bruit d'amplitude $\epsilon(t)$ ne varie pas avec la tension.

5.1.2 Temps de relaxation des fluctuations d'amplitude

La puissance du signal est définie telle que

$$p(t) = \frac{\mathcal{V}_0^2}{R}(1 + \epsilon(t))^2. \quad (5.1.1)$$

Ainsi, les fluctuations d'amplitude étant faibles, $\epsilon(t) \ll 1$, on écrit la puissance telle que

$$p(t) \approx \frac{\mathcal{V}_0^2}{R}(1 + 2\epsilon(t)). \quad (5.1.2)$$

Il est convenient de réécrire l'évolution de la puissance de précession au cours du temps $p(t)$ tel que $p(t) = p_0 + \delta p(t)$ où $p_0 = V_0^2/R$ est la puissance moyenne de la précession. Lors de l'amortissement des fluctuations dû à la force de rappel, la puissance est « rappelée » vers la puissance du cercle limite (ici p_0), vers laquelle toute fluctuation dépendante du temps, $\delta p(t)$, est amortie. Ainsi, il suffit de soustraire la valeur moyenne de la puissance instantanée, p_0 , à la puissance du signal pour obtenir ce que l'on appellera les fluctuations de puissance, notées $\delta p(t) \sim 2p_0\epsilon(t)$.

On linéarise l'équation de la dynamique stochastique des oscillateurs non-linéaires introduites dans les chapitres précédents (éq. 2.3.45) autour de $p = p_0$. On obtient alors les deux équations d'évolution des fluctuations de puissance et de phase, δp et Φ , tel que (éq. 2.3.57) :

$$\frac{d\delta p}{dt} + 2\Gamma_p \delta p = 2\sqrt{p_0} \text{Re}[\tilde{f}_n(t)], \quad (5.1.3a)$$

$$\frac{d\Phi}{dt} + \omega(p_0) = \frac{1}{\sqrt{p_0}} \text{Im}[\tilde{f}_n(t)] - N\delta p, \quad (5.1.3b)$$

où Γ_p est le taux de restauration des fluctuations de puissance [60]. $\tilde{f}_n(t)$ est la variable stochastique des fluctuations thermiques et N le coefficient de couplage entre la phase et la puissance. On constate, dans l'équation 5.2.2, que le coefficient de couplage introduit un terme supplémentaire, $-N\delta p$, dans l'équation régissant les fluctuations de phase,

l'origine de ce terme étant les fluctuations de puissance. Ce terme additif induit de ce fait un terme supplémentaire de fluctuations de la fréquence tel que :

$$\omega(p(t)) \approx \omega(p_0) + \frac{1}{\sqrt{p_0}} \text{Im}[\tilde{f}_n(t)] + N\delta p. \quad (5.1.4)$$

Nous avons vu, dans la section précédente, que les fluctuations de puissance sont un processus de bruit blanc gaussien dont la moyenne $\langle \delta p(t) \rangle$ est nulle. D'après l'équation 5.1.4, on constate que du fait de la nonlinéarité, les fluctuations de puissance amplifient les fluctuations de fréquence et de ce fait contribuent doublement à l'élargissement de la largeur de raie spectrale.

La formule analytique de la fonction d'autocorrélation des fluctuations de puissance est :

$$\kappa_p(\tau) = \langle \delta p(\tau) \delta p(0) \rangle = p_0^2 \frac{\Gamma_+(p_0)}{\Gamma_p} e^{-2\Gamma_p |\tau|}, \quad (5.1.5)$$

où $\Gamma_+(p)$ est l'amortissement naturel défini par les processus de dissipation du système [60]. Dans le cadre de travail, on suppose les fluctuations de puissance comme étant faibles par rapport à la puissance moyenne. Ainsi, on a

$$\frac{\delta p}{p_0} \approx \sqrt{\frac{k_B T}{E(p_0)}} \ll 1. \quad (5.1.6)$$

Les fonctions d'autocorrélation expérimentales des fluctuations de puissance, $\kappa_p(\tau)$, sont tracées en échelle logarithmique sur la figure 5.2, pour deux valeurs de tensions appliquées, -350 et -340 mV. Les vagues sur les fonctions sont des effets introduits par le filtre. Si nous les ignorons, nous pouvons extraire une tendance décroissante exponentielle invariante en fonction de la bande-passante du filtre. De cette manière et en ajustant la tendance avec l'équation 5.1.5, nous obtenons un taux de restauration, Γ_p , supérieur pour une tension de -350 mV que pour une tension de -340 mV. Sur le graphe 5.3a et b, nous avons tracé le temps caractéristique, $\tau_p = 1/\Gamma_p$, et le taux de restauration des fluctuations de puissance Γ_p en fonction de la tension de polarisation. Plusieurs données similaires sont tracées et montrent la dispersion des mesures. On constate que la dispersion varie avec la tension. Globalement, le temps de restauration décroît de 50 à 5 ns, respectivement, pour des tensions variant de -310 à -350 mV.

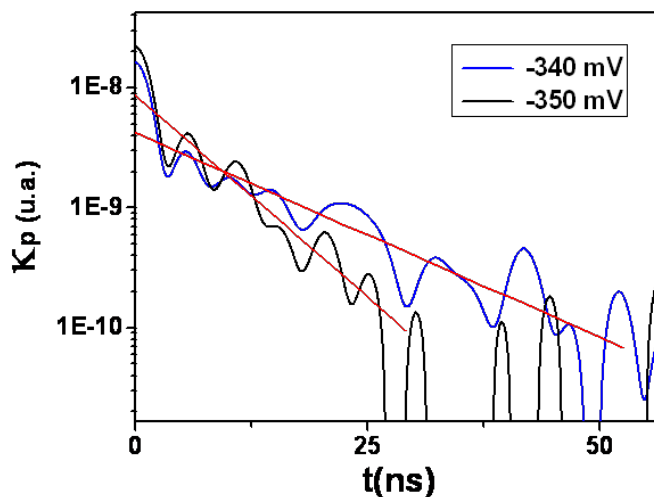


FIGURE 5.2 – Fonctions d'autocorrélation expérimentales des fluctuations de puissance, $\kappa_p(\tau)$, pour deux valeurs de tensions appliquées, -350 et -340 mV. Leur décroissance est ajustée par une exponentielle décroissante (courbes en rouge).

Ainsi, le taux de restauration, τ_p , augmente à tension croissante. L'extrapolation de l'ajustement à $t = 0$ est tracée sur la figure 5.3c en fonction de la tension. Cette valeur est égale à $\kappa_0 = \log(p_0^2 \frac{\Gamma_+(p_0)}{\Gamma_p})$. Elle est donc proportionnelle à la puissance de précession et augmente avec une tension croissante. Sur la figure 5.3d, nous avons tracé le taux de restauration en MHz. Le taux de restauration minimum, pour $V = -310$ mV, est 2 MHz et le taux maximum est d'environ 15 MHz, pour $V = -350$ mV. L'augmentation du taux de restauration est significatif de l'augmentation de la force de rappel exercée par le transfert de spin sur l'amplitude de précession. Remarquons qu'un calcul similaire mais basé sur la fonction d'autocorrélation des fluctuations d'amplitude donnerait lieu au même taux de restauration.

5.2 Le bruit de fréquence

Dans cette section, nous étudions les fluctuations de fréquence, premièrement sur de grandes échelles de temps (de l'ordre de la seconde) en constatant, grâce à des mesures consécutives de spectres d'une raie, que la mesure des spectres n'est pas reproductible.

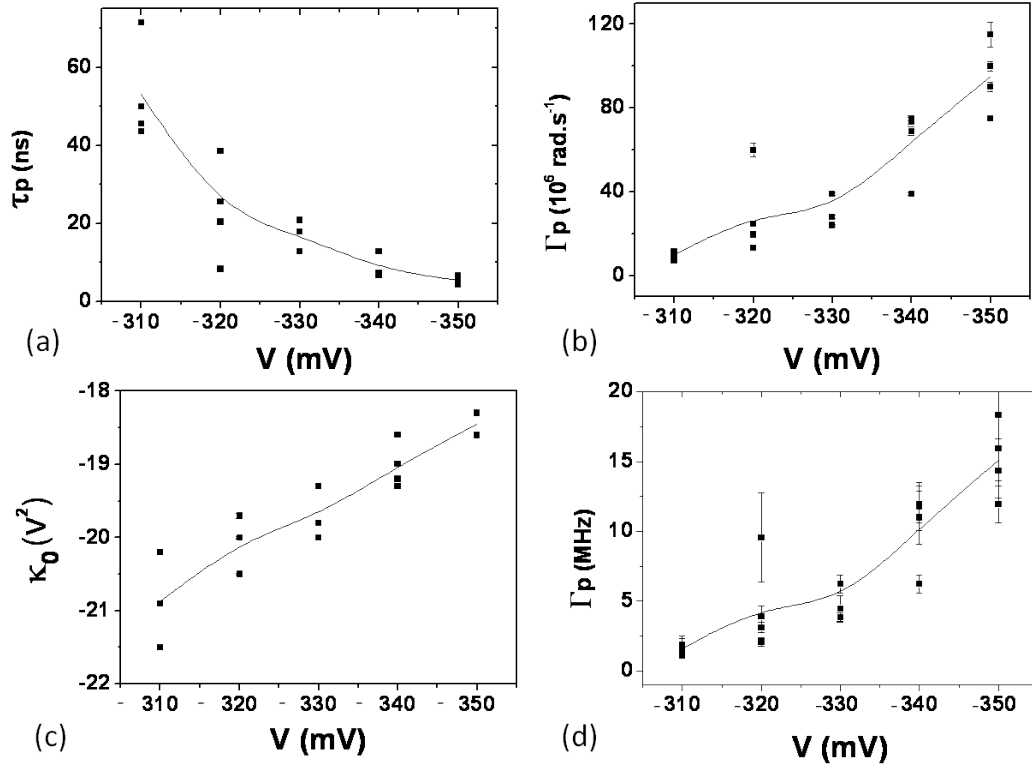


FIGURE 5.3 – (a) Temps de restoration des fluctuations de puissance en fonction de la tensions appliquée. (b) Taux de restoration en rad.s^{-1} des fluctuations de puissance en fonction de la tensions appliquée. (c) $\kappa_0 = \log(p_0^2 \frac{\Gamma_+(p_0)}{\Gamma_p})$ en fonction de la tension. (d) Taux de restoration en MHz des fluctuations de puissance en fonction de la tensions appliquée.

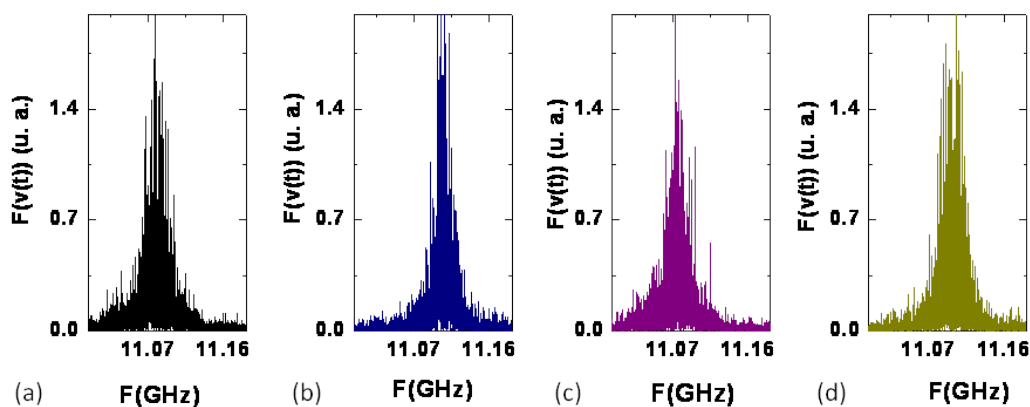


FIGURE 5.4 – Spectres correspondants à la transformée de Fourier de mesures temporelles consécutives du mode A de l'échantillon I3 pour une tension appliquées de -350 mV.

D'après l'équation 5.1.4, le bruit affectant la fréquence est (comme le bruit de puissance δp) un bruit blanc gaussien. Nous allons donc, dans une seconde partie, montrer expérimentalement que le bruit affectant la dynamique de notre système est bien du bruit blanc de fréquence. Finalement, nous traçons une mesure de la fréquence instantanée au cours du temps. Nous montrons ainsi que la distribution de la fréquence est bien gaussienne et n'est pas fonction de la tension.

5.2.1 Fluctuations des spectres

Sur la figure 5.4, nous avons représenté quatres spectres correspondants à la transformée de Fourier de mesures temporelles consécutives, de $20 \mu s$ de long, du mode A de l'échantillon I3, pour une tension appliquée de -350 mV. On constate une fluctuation de la fréquence centrale de la raie, ainsi qu'une modification de sa forme. Sur cette échelle de temps, les mesures ne sont donc pas reproductibles. Deux processus majeurs peuvent être à l'origine de ces fluctuations, soit un changement de mode survenant sur une échelle de temps inférieure à celle de la mesure, et dans ce cas, c'est l'enveloppe des signaux de ces modes qui est mesurée, soit l'oscillation est soumise à un bruit de temps caractéristique supérieur au temps de mesure. D'autre part, il a été expérimentalement démontré dans des jonctions tunnel que, pour une oscillation induite par une

tension légèrement supérieure au seuil, bien que la stabilisation de la largeur de raie semble indiquer un mode entretenu, cette oscillation peut encore être partiellement non-entretenu [108]. Dans ce cas, l'oscillation subit encore des extinctions. On appelle extinction une fluctuation où le signal s'annule. Les extinctions peuvent aussi induire un élargissement du spectre expérimental en introduisant dans la largeur de raie du spectre un temps de relaxation supplémentaire correspondant au temps caractéristique des extinctions.

5.2.2 Variance de Allan

Dans le cas d'un système ne subissant pas de dérive systématique, la variance de Allan (VA), introduite dans les chapitres précédents, permet l'identification de la nature exacte du bruit. Nous calculons la variance de Allan des traces temporelles de l'échantillon I3 filtrées autour des fréquences du mode entretenu A d'après la méthode mathématique introduite dans le chapitre 1 :

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2\tau^2} \langle (\tau_i - \tau_{i+1})^2 \rangle \quad (5.2.1)$$

où $\sigma_y^2(\tau)$ est la variance de Allan définie comme la variance successive entre deux mesures consécutives de τ_i exprimée en fonction de la variable τ , τ étant la valeur moyenne des τ_i . Les τ_i sont la somme de N périodes consécutives de la trace temporelle. On trouve généralement que $\sigma_y(\tau)$ est une loi de puissance de τ tel que :

$$\sigma_y^2(\tau) \sim \tau^\mu, \quad 2\pi\tau f_h \gg 1, \quad (5.2.2)$$

et d'après la valeur du coefficient μ on connaît la nature du bruit.

Dans l'étude présentée ici nous prenons la valeur $N = 100$ car nous avons déterminé que pour $N < 100$, nous ne disposons pas de suffisamment de points et qu'une valeur de $N > 100$ n'apportait aucune amélioration du résultat. Nous avons représenté en échelle log-log sur la figure 5.5, quatre variances de Allan choisies afin d'illustrer les cas typiques obtenus. En (a) la tension appliquée est de -350 mV, alors qu'elle est de -340 mV pour les traces en (b) et (c) et de -330 mV en (d). Pour les exemples a), b) et d), on observe une première pente positive d'environ +0,5 en échelle logarithmique

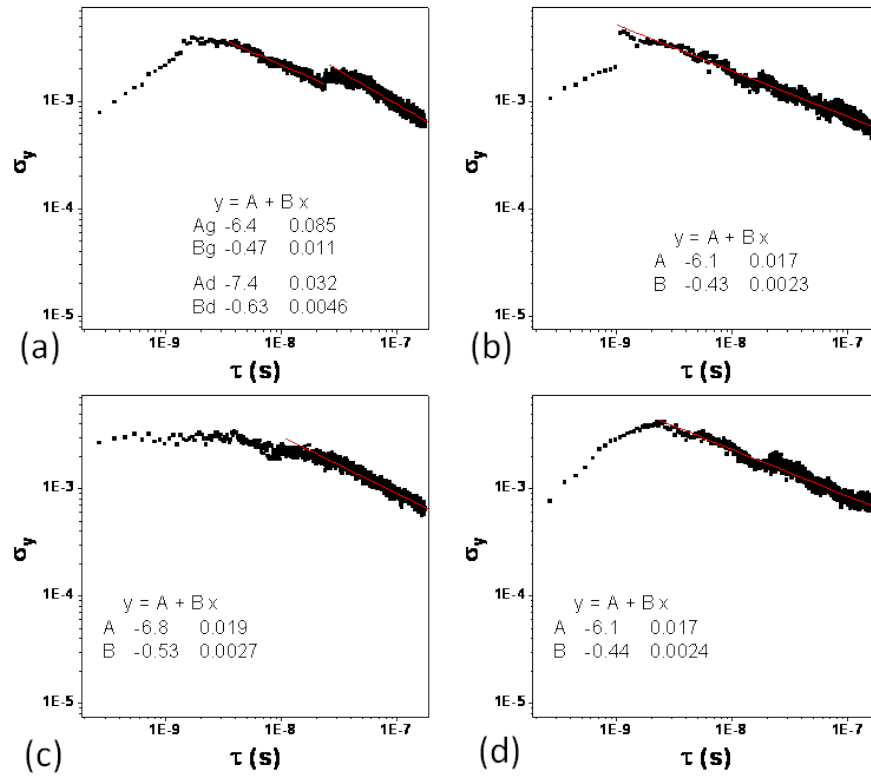


FIGURE 5.5 – Exemples pour illustrer les cas typiques obtenus en faisant la variance de Allan des mesures temporelles de $17 \mu s$ du mode A de I3. En (a) la trace étudiée est soumise à une tension de 350 mV. En (b) et (c) la tension appliquée est de 340 mV alors qu'elle est de 330 mV en (d).

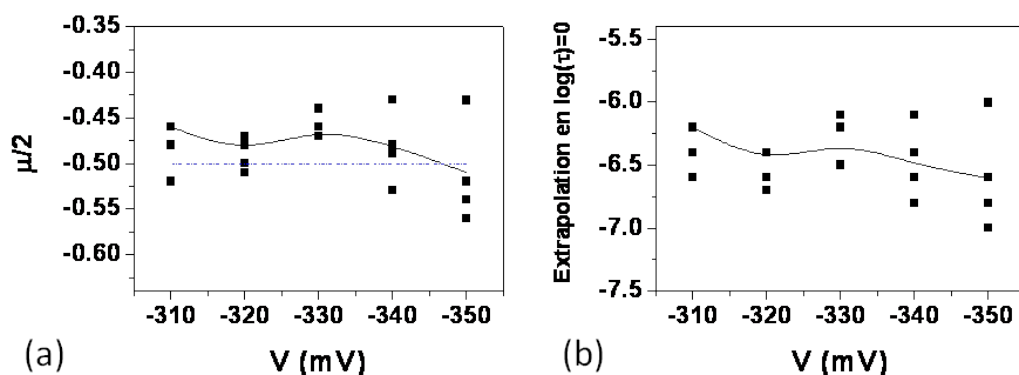


FIGURE 5.6 – (a) Pente et (b) extrapolation à $t = 0$ d'un ajustement linéaire de la variance de Allan en fonction de la tension de polarisation.

puis, après quelques ns, une inflexion de la pente. La variance prend alors une pente négative, proche de -0,5, ce qui correspond à du « bruit blanc de fréquence ». Pour l'exemple (c), qui ne représente qu'un faible pourcentage des mesures, la variance de Allan n'a pas de pente positive mais un segment de droite de pente nulle aux temps courts. Deux pentes négatives de valeurs proches sont parfois visibles, comme dans l'exemple (a). Les effets observés à temps courts ne correspondent pas à des effets de bruit de phase. Pour des temps courts, la corrélation d'un signal est affectée par des effets de mémoire, lesquels modifieraient les mesures de corrélation [151]. On a de plus remarqué que le temps de coupure de ces effets à temps courts varie en fonction de la largeur du filtre. On négligera donc ces deux effets et on ajuste linéairement la pente négative aux temps les plus longs. Les valeurs de la pente et de l'extrapolation à $t = 0$ de l'ajustement sont tracées sur la figure 5.6 en fonction de la tension appliquée. Les valeurs obtenues semblent ne pas varier avec la tension. Les pentes sont, à chaque tension, proches de -0,5. Mais au vue de la dispersion des points et du petit nombre de mesures, il est difficile de conclure à une quelconque dépendance de la variance de Allan avec la tension appliquée. Il en est de même pour la valeur extrapolée à $t = 0$.

Nous avons donc déduit de la variance de Allan que le système que nous étudions est soumis à un bruit blanc de fréquence, le bruit le plus couramment rencontré dans

les oscillateurs. Dans notre cas, il n'y a pas de variations significatives du bruit de fréquence avec la tension et l'on n'observe pas de bruit plus rapide que le bruit blanc de fréquence. Le bruit blanc de fréquence est généralement attribué à une source de bruit intrinsèque au système. L'origine du bruit de fréquence dans notre étude est probablement intrinsèque au système magnétique lequel est l'hôte des excitations et serait donc un champ effectif fluctuant dû à l'effet de l'agitation thermique. Remarquons que la variable de bruit $f_n(t)$ introduite dans la théorie des oscillateurs nonlinéaires à transfert de spin est un bien un bruit blanc gaussien et ces propriétés statistiques (moyenne et autocorrélation) sont définies en ce sens.

5.2.3 Transformée de Fourier glissante

La méthode de la transformée de Fourier glissante permet de tracer la fréquence « instantanée » au cours du temps le long d'une trace temporelle. La fréquence est calculée par transformée de Fourier sur une fenêtre sélectionnant un court segment de la trace temporelle. La fenêtre sera ensuite déplacée le long de la trace temporelle totale. La résolution de la fréquence est définie par la taille de la fenêtre choisie. On a constaté que le spectre d'une trace temporelle de 2^{13} points (correspondant à une trace de 137 ns) est la taille minimale de fenêtre pour laquelle on peut définir de façon fiable la fréquence du spectre obtenu. L'étape suivante est de faire glisser la fenêtre sélectionnant 2^{13} points le long de la trace temporelle et de tracer les transformées de Fourier des fenêtres en fonction du temps. Un exemple de ce traitement est présenté sur la figure 5.7a, pour une tension appliquée de -350 mV. La puissance est représentée en échelle de couleur. On ne distingue pas facilement la fréquence centrale car les spectres sont bruyants. Pour extraire la fréquence centrale, on trace la distribution de la puissance des spectres obtenus le long de la trace en fonction des fréquences, comme représenté sur le panneau (b). Pour cet exemple, la fréquence centrale de la distribution est définie en 11,11 GHz.

Sur la figure 5.7c, nous avons représenté les distributions des fréquences des spectres pour trois valeurs de tensions différentes. On observe un décalage vers le rouge de la fréquence centrale, celle-ci étant couplée à la tension par son caractère nonlinéaire. On constate que la distribution est plus étroite pour des valeurs plus élevées de tension.

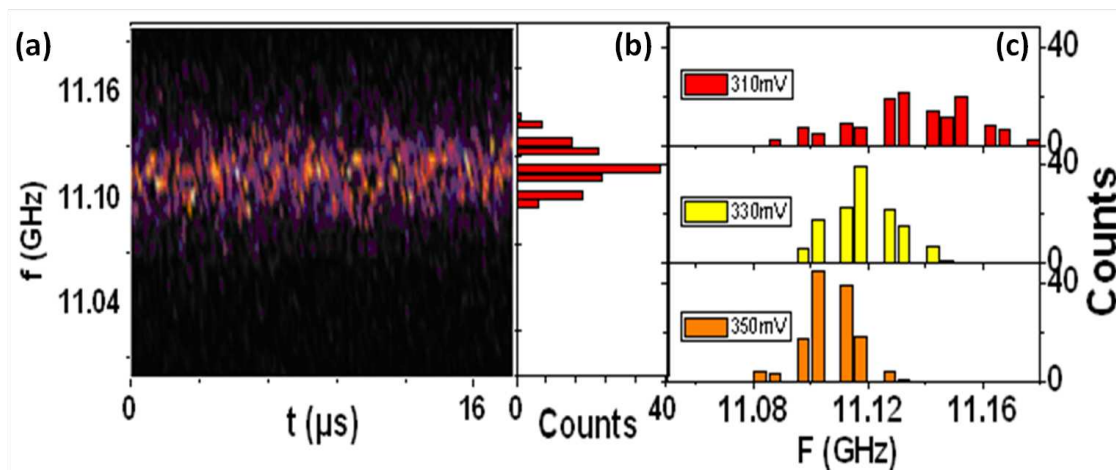


FIGURE 5.7 – (a) Calcul de la transformée de Fourier glissante appliquée du mode A de l'échantillon I3 avec une fenêtre glissante de 2^{13} points, correspondant à 137 ns. (b) Histogramme de la distribution de la puissance en fonction des fréquences. (c) Histogrammes de la distribution des puissances en fonction des fréquences pour trois valeurs de tensions.

Ceci est en accord avec le comportement d'un oscillateur soumis à une force de rappel d'autant plus importante que la tension est élevée.

Nous avons fait cette analyse pour différentes tailles de fenêtre glissante et obtenu des résultats équivalents. Néanmoins, à ce stade, nous ne savons pas si la résolution choisie pour les fenêtres glissantes permet la distinction entre des sauts discrets de la fréquence centrale (correspondant à un changement de mode) et du bruit de phase. Pour cela, il est nécessaire de connaître les temps de cohérence des différents processus. Dans ce but, nous allons, dans la section suivante, calculer le temps caractéristique des fluctuations de phase.

Un constat important que la transformée de Fourier glissante nous permet de formuler est que la moyenne de la fréquence ne subit pas de dérive systématique au cours du temps bien que la fréquence soit sujette aux de nombreuses fluctuations. Dit autrement, la valeur moyenne de la fréquence est stationnaire sur une échelle de temps supérieure au temps caractéristique. Ce constat nous permettra par la suite de justifier l'utilisation de certains outils comme la transformée de Allan, qui ne rendent pas compte des dérives de fréquence et dont le résultat aurait ainsi été faussé.

5.3 Le bruit de phase

Dans cette section, nous caractérisons le bruit de phase, tout d'abord par une étude de la largeur de raie selon plusieurs méthodes expérimentales puis nous calculons la variance de Allan afin d'identifier la nature du bruit de phase. Nous montrerons que le bruit affectant la phase est un bruit blanc de fréquence s'exprimant comme une marche aléatoire de la phase. Finalement, nous calculons la variance de phase à partir des déviations de phase au cours du temps. Nous constaterons que celle-ci n'est pas exactement linéaire et nous discuterons de l'élargissement inhomogène de la raie dû à la nonlinéarité et aux fluctuations de puissance.

5.3.1 Etude de la largeur de raie

Dans un premier temps, nous allons étudier les largeurs de raie du mode A de I3 obtenues grâce à l'analyseur de spectre, ainsi que celles obtenues grâce aux mesures temporelles. Sur la figure 5.8a, on a tracé cinq spectres mesurés par l'analyseur de spectre pour des valeurs de tension de -310 mV à -350 mV. On observe des raies non-lorentziennes et une claire asymétrie dont aucune tendance avec la tension n'a pu être dégagée. En effet, les spectres semblent alternativement asymétriques vers la droite ou vers la gauche. Sur la figure 5.8b, nous avons tracé les fréquences centrales d'ajustement des spectres avec l'équation d'une lorentzienne. Les fréquences des spectres des mesures temporelles sont représentées par des carrés pleins et les fréquences des spectres obtenus avec l'analyseur de spectre sont représentées avec des triangles vides. La ligne indique la tendance de la moyenne des fréquences des spectres des mesures temporelles. On constate que les tendances de la fréquence en fonction de la tension sont bien similaires selon les deux méthodes. Ce décalage de la fréquence vers le rouge est contraire au comportement de la fréquence de I3 présenté sur la figure 4.10c où la fréquence se décalait vers le bleu pour des tensions supérieures au seuil ($V_c = -290$ mV) mais la gamme de tension ici présentée est restreinte et la variation montrée n'est pas significative du comportement global sur l'ensemble des tensions.

On extrait les largeurs de raie en prenant les largeurs des spectres à mi-hauteur. Les largeurs de raie obtenues grâce à l'analyseur de spectre sont désignées sur le graphe 5.9 par ΔF_{AS} et sont représentées par des triangles vides. Les largeurs de raies des mesures

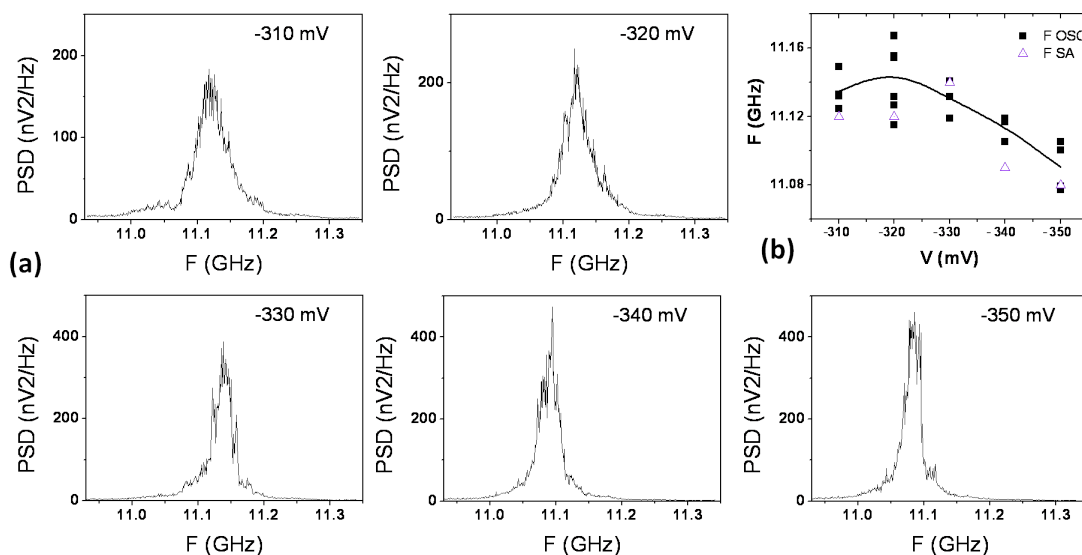


FIGURE 5.8 – (a) Spectres du mode A de I3 pour des valeurs de tensions de -310 mV à -350 mV mesurées à l'analyseur de spectre. (b) Fréquences des spectres des mesures temporelles (carrés pleins) et fréquences des spectres obtenus avec l'analyseur de spectre (triangles vides) en fonction de la tension de polarisation. La ligne indique la tendance de la moyenne des fréquences des spectres des mesures temporelles.

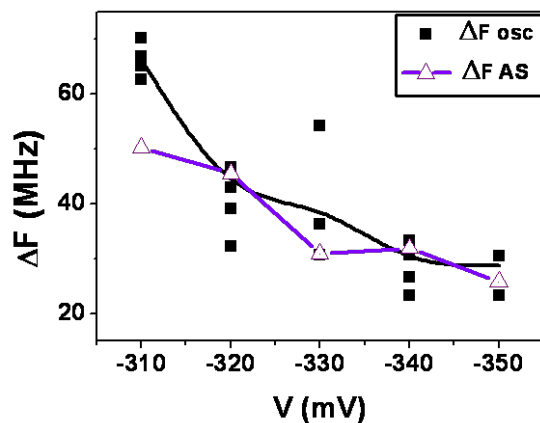


FIGURE 5.9 – Largeurs de raie mesurées sur l'analyseur de spectre (triangles vides) et de l'oscilloscope (carrés pleins). Les lignes indiquent les tendances.

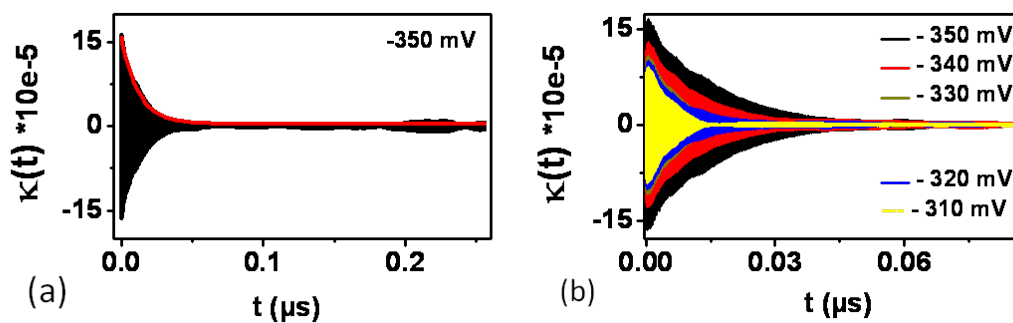


FIGURE 5.10 – (a) Fonction d'autocorrélation en fonction du décalage en temps pour une tension de -350 mV. L'ajustement avec une fonction exponentiel de l'enveloppe supérieure de ladite fonction est tracée en rouge. Dans l'encadré on montre un agrandissement de sa fonction. (a) Fonctions d'autocorrélation pour cinq valeurs de tensions.

temporelles sont notées ΔF_{osc} et sont représentées par des carrés pleins. Les largeurs de raie varient de 50 à 25 MHz pour des tensions de -310 à -350 mV, et malgré la dispersion des valeurs obtenues, on obtient bien une tendance par rapport à la tension et un ordre de grandeur des largeurs de raie similaires selon les deux méthodes, les spectres des traces temporelles étant toujours plus bruyants que les mesures de l'analyseur de spectre.

Nous avons représenté sur la figure 5.10a, la fonction d'autocorrélation d'une trace temps pour une tension appliquée de -350 mV. Les fonctions d'autocorrélation pour différentes tensions sont représentées sur la figure 5.10b. On extrait le temps de cohérence en ajustant l'enveloppe de la fonction d'autocorrélation avec une fonction exponentielle décroissante. Les valeurs de temps de cohérence ainsi extraites sont tracées sur la figure 5.11a (carrés vides), ainsi que la largeur de raie équivalente, représentée avec des étoiles rouges et égales à $1/\pi t_c$. Dans le graphe 5.11b, nous avons représenté les valeurs des largeurs de raies extraites par les trois méthodes. Les trois lignes relient les valeurs moyennes des largeur de raie obtenues à l'analyseur de spectre (triangles vides), des spectres des traces temporelles (carrés pleins) et des largeurs de raie extraites de la décroissance des fonctions de corrélation (étoiles rouges). Ainsi nous voyons de façon plus simple que ces méthodes sont strictement équivalentes. Dans tous les cas, la largeur de

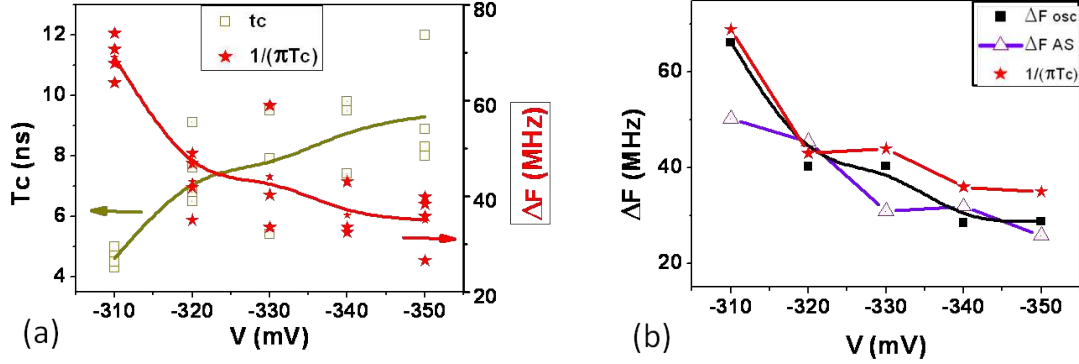


FIGURE 5.11 – (a) Temps de cohérence extraits des fonctions d'autocorrélation (carrés vides) et les largeurs de raie correspondantes (étoiles rouges). (b) Largeurs de raie mesurées par les trois différentes méthodes. Les lignes indiquent les tendances.

raie diminue avec la tension pour des tensions supérieures à la tension seuil.

5.3.2 Variance de phase

Nous allons présenter une analogie entre la diffusion de la phase et une marche aléatoire. Soit $\delta\eta(t)$ une variable aléatoire de type bruit blanc gaussien. Un bruit blanc est un processus stochastique non-autocorrélé et de moyenne nulle tel que :

$$\langle \eta(t) \rangle = 0, \quad (5.3.1a)$$

$$\kappa(\tau) = \langle \eta(t)\eta(t+\tau) \rangle = 2D\delta(t+\tau), \quad (5.3.1b)$$

où D est la constante de diffusion. Dans ces définitions, les moyennes sont calculées sur toutes les réalisations possibles du bruit [152]. Un bruit blanc peut être simulé de façon simple en effectuant de nombreux tirages de la variable aléatoire $\delta\eta(t)$, à des intervalles de temps discrets. Prenons l'exemple d'un processus binomial uniforme. A intervalle de temps réguliers, on tire une valeur qui peut être -1 ou 1 avec une même probabilité. Une telle réalisation est représentée sur la figure 5.12a. La somme des valeurs successives d'un bruit blanc est une marche aléatoire. Sur la figure 5.12b, nous avons représenté trois marches aléatoires $\delta\eta(t) = \int_0^t \delta\eta(t')dt'$ construites en intégrant trois réalisations de $\delta\eta(t)$. La variance $\eta(t)^2 = \langle (\eta - \langle \eta \rangle)^2 \rangle$ est une fonction généralement utilisée pour

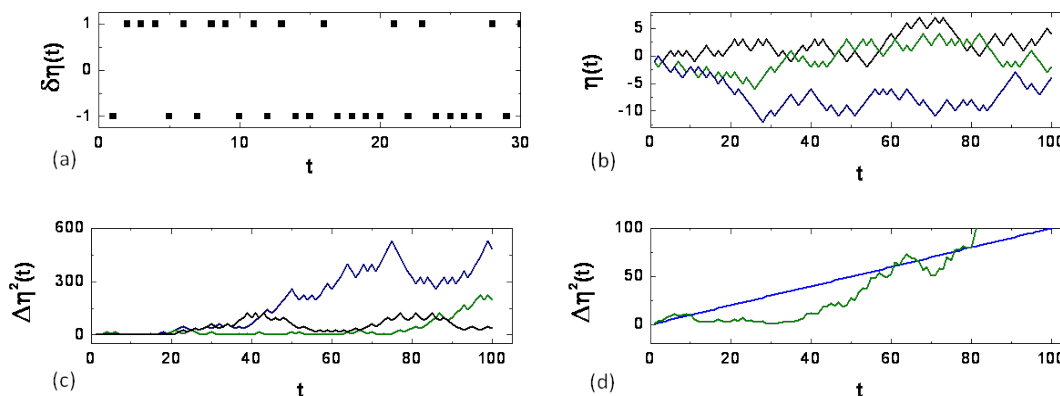


FIGURE 5.12 – (a) Liste de tirage aléatoire d’une variable $\Delta x(t)$ appartenant à un processus binomial équiprobable simulant un bruit blanc (b) Accumulation de trois réalisations de bruit blanc simulant des marches aléatoires. (c) Variances de trois réalisations de la variable aléatoire $x(t)$ calculées sur une seule trace. (d) Variance de la variable aléatoire $x(t)$ moyennée sur 5, 10 et 100 réalisations.

décrire une variable aléatoire. C’est une mesure moyenne de la déviation au carré des valeurs et dans le cas d’une marche aléatoire, on peut montrer qu’elle est linéaire en temps (ou en pas) telle que

$$\Delta \eta(t)^2 = 2dDt, \quad (5.3.2)$$

où d est la dimension du mouvement, D le coefficient de diffusion, et t le temps écoulé. Sur la figure 5.12c, nous avons tracé les variances $\Delta \eta(t)^2$ des marches aléatoires $\eta(t)$ présentées sur le panneau (b). Nous constatons que la variance ainsi calculée n’est pas linéaire et subit de très fortes dérives. Cela vient du fait que, pour un nombre fini d’évènements, les propriétés statistiques ne sont pas représentatifs du comportement du bruit blanc. De ce fait, pour un temps fini $\langle \eta(t) \rangle \neq 0$. Par définition, les moyennes des expressions 5.3.1 sont soit calculées sur un temps infini, soit sur toutes les réalisations possibles du bruit. Nous allons donc calculer la variance selon la seconde méthode. Nous avons représenté sur la figure 5.12d, la variance moyennée sur 5 puis 100 réalisations. Nous constatons que, pour un faible nombre de réalisations, la variance augmente avec le nombre de points mais n’est pas linéaire. Alors que pour 100 réalisations, la variance devient linéaire en fonction du nombre de point. Nous avons donc retrouvé le comportement linéaire attendu de la variance d’une marche aléatoire

calculées sur un grand nombre de réalisations.

Montrons maintenant que, dans le cas où la variance est linéaire, la raie spectrale est de forme lorentzienne. La DSP se calcule d'après la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation. En utilisant la notation introduite dans l'équation 2.3.43, on écrit la moyenne de l'amplitude complexe du signal total en fonction de l'amplitude et de la phase du signal telle que

$$\langle c(t) \rangle = \langle (a_0 + \delta a(t)) e^{-i\Phi(t)} \rangle, \quad (5.3.3a)$$

$$= a_0 \langle e^{-i\Phi(t)} \rangle \quad (5.3.3b)$$

car la moyenne des fluctuations d'amplitude $\delta a(t)$ est nulle. La phase totale s'exprime sous la forme

$$\Phi(t) = -\omega_0 t + \phi(t), \quad (5.3.4)$$

où $\phi(t) = \int_{-\infty}^t \delta\omega(t') dt'$ est la variation de la phase et $\delta\omega(t)$ la variation de la fréquence. La fonction d'autocorrélation de l'amplitude complexe c est alors égale à

$$\langle c(\tau) c^*(0) \rangle = a_0^2 \langle e^{-i\Phi(\tau)} e^{i\Phi(0)} \rangle, \quad (5.3.5a)$$

$$= a_0^2 e^{-i\omega_0 \tau} \langle e^{-i\phi(\tau)} e^{i\phi(0)} \rangle. \quad (5.3.5b)$$

La fonction d'autocorrélation de la tension $\langle \mathcal{V}(\tau) \mathcal{V}^*(0) \rangle$ est proportionnelle à la fonction d'autocorrélation de l'amplitude complexe $\langle c(\tau) c^*(0) \rangle$ [57]. A partir de l'expression 5.3.5b, il est possible de montrer que dans le cas où la variation de fréquence suit une distribution gaussienne la fonction d'autocorrélation est fonction de la variance de phase $\Delta^2 \phi(t)$ telle que

$$\kappa(\tau) = p_0 e^{-i\omega_0 \tau} e^{-\frac{\Delta^2 \phi(t)}{2}}. \quad (5.3.6)$$

On a précédemment montré que, dans le cas d'une marche aléatoire, la variance est linéaire en temps. Dans ce cas, la fonction d'autocorrélation $\kappa(\tau)$ est une oscillation exponentiellement décroissante

$$\kappa(\tau) \propto e^{-i\omega_0 \tau} e^{-\frac{|\tau|}{\tau_c}}, \quad (5.3.7)$$

où τ_c est l'inverse de la largeur de raie. Il a été montré que, dans ce cas, la forme de la raie spectrale est une lorentzienne telle que [8]

$$S_v(\omega) = \frac{A}{2\pi} \frac{\Delta\omega^2}{(\omega - \omega_0)^2 + (\frac{\Delta\omega}{2})^2} \quad (5.3.8)$$

Il a aussi été montré que, si

$$\kappa(t) \sim e^{-\frac{1}{2}\langle\delta f^2\rangle t^2} \quad (5.3.9)$$

alors la raie est de forme gaussienne [8].

Notons par ailleurs, que selon la théorie la phase totale s'exprime comme la somme de la phase moyenne $\langle\Phi(t)\rangle = -\omega_0 t$, et de l'intégrale des fluctuations thermiques $\Im(f_n(t))$ et des fluctuations de puissance δp dont les moyennes en nulles :

$$\Phi(t) = -\omega_0 t + \int_{-\infty}^t \left(\frac{1}{\sqrt{p_0}} \Im f_n(t') - N \delta p(t') \right) dt'. \quad (5.3.10)$$

Ces deux sources de bruit sont des bruits blancs gaussiens et toutes combinaisons linéaires d'un bruit est à son tour gaussien. En résumé, les sources de bruits affectant la fréquence et l'amplitude sont blanches ce qui implique que la phase soit une marche aléatoire similaire à $\eta(t)$ (figure 5.12).

Nous calculons la phase $\Phi(t)$ des traces expérimentales du mode A de l'échantillon I3 en utilisant le signal analytique $x_a(t)$, défini grâce à la transformée de Hilbert. Dans ce cas, l'argument de $x_a(t)$ est donc une mesure expérimentale de la phase $\Phi(t) = \omega_0 t + \phi(t)$ dont la dérivée est la fréquence $\omega(t) = \omega_0 + \frac{d\phi(t)}{dt}$. Nous avons représenté $\arg[x_a(t)]$ sur la figure 5.13 et nous constatons une variation majeure de l'argument de x_a en forme de dents de scie. Cela est clairement dû au fait que la phase, telle qu'elle est définie est contenue entre 0 et 2π et n'est pas continue. Il est alors nécessaire de reconstruire la variation continue de la phase corrigée du modulo 2π puis de calculer la variation continue de la phase en cumulant les variations de phase successives au cours du temps. Sur la figure 5.14a, nous avons représenté la variation de la phase totale $\Phi(t)$. On obtient une variation croissante quasi-linéaire, dont la pente est bien la fréquence moyenne ω_0 du signal. Si l'on soustrait la phase moyenne à la variation de phase, on récupère alors

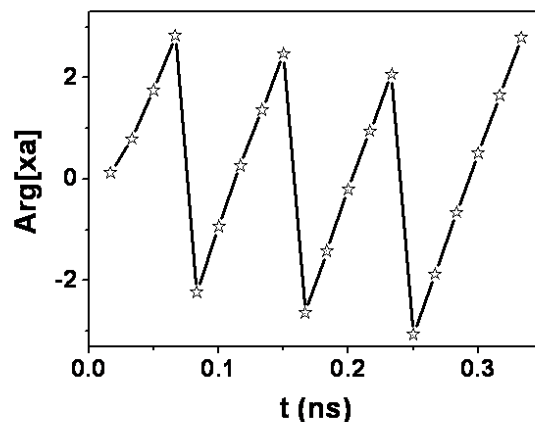


FIGURE 5.13 – Argument de la variable analytique $x_a(t)$ de I3 en fonction du temps pour une tension de -350 mV.

les seules fluctuations affectant la phase $\phi(t)$. Les fluctuations de la phase ainsi obtenues sont représentées sur la figure 5.14b. On remarque déjà une ressemblance visuelle avec une marche aléatoire.

Nous allons maintenant calculer la variance de la phase expérimentale $\phi(t)$ définie telle que :

$$\Delta\phi^2 = \langle (\phi - \langle \phi \rangle)^2 \rangle = \langle \phi^2 \rangle - \langle \phi \rangle^2. \quad (5.3.11)$$

De la même manière que nous avons traité l'exemple d'une marche aléatoire composée de pas de ± 1 de même probabilité, nous calculons la variance de phase sur plusieurs réalisations. Pour cela, nous coupons la mesure de la phase en segments courts ; on peut alors calculer la variance après avoir soustrait à chaque segment sa valeur moyenne. On reconstruit ainsi un bruit de moyenne nulle. On obtient alors une variance qui varie quasi-linéairement et dont la pente est bien la valeur de la largeur de raie. On prendra cependant toujours soin de calculer la variance pour plusieurs tailles de segment afin de déterminer la longueur de segment optimale à utiliser. Sur la figure 5.15, nous avons représenté des exemples de variances obtenues pour différentes tensions appliquées et moyennées sur 8200 segments de 2,5 ns. Dans l'encadré, nous avons représenté un agrandissement des variances pour des temps inférieurs à 3 ns. Par des temps longs, la variance est bien linéaire mais pour des temps courts, elle est plutôt quadratique.

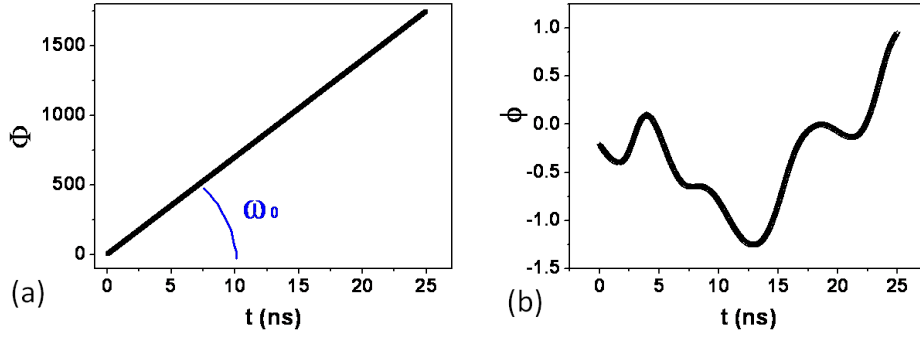


FIGURE 5.14 – (a) Variation de la phase $\Phi(t)$ au cours du temps. (b) Dérivée de la phase (fluctuations de phase $\phi(t)$) au cours du temps.

La variance de phase des oscillateurs à transfert de spin s'exprime en fonction du temps, d'après la référence [60], telle que

$$\Delta\phi^2(t) = 2\Delta\omega_0 \left[(1 + \nu^2)|t| - \nu^2 \frac{1 - e^{-2\Gamma_p|t|}}{2\Gamma_p} \right], \quad (5.3.12)$$

où $\Delta\omega_0$ est la largeur de raie linéaire, ν est le coefficient de nonlinéarité sans dimension de la fréquence des oscillations induites par le transfert de spin (Eq. 2.3.60). Pour des temps courts tels que $t \ll 1/2\Gamma_p = 50$ ns, on effectue un développement à l'ordre 2 de l'exponentielle. La variance est alors égale à

$$\Delta\phi^2(t) \approx 2\Delta\omega_0 [|t| - \nu^2\Gamma_p t^2]. \quad (5.3.13)$$

Celle-ci revêt une dépendance quadratique, alors que pour des échelles de temps longues, i.e. supérieures au temps caractéristique $1/2\Gamma_p$, $\Delta\Phi_R^2(t)$ varie linéairement en fonction du temps telle que

$$\Delta\phi^2(t) \approx 2\Delta\omega_0(1 + \nu^2)|t|. \quad (5.3.14)$$

Ces deux tendances sont en accord avec la forme de la variance observée sur la figure 5.15 où pour des temps courts, la variance est quadratique alors qu'elle est linéaire pour des temps longs.

Ce résultat est essentiel pour comprendre l'origine de la forme de la raie. Dans le

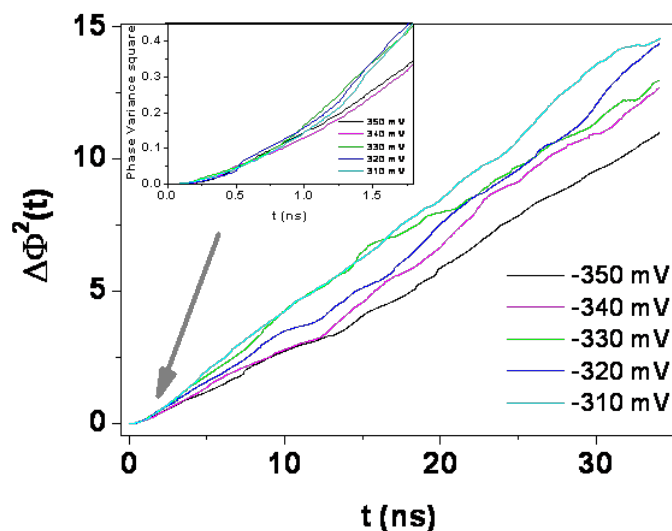


FIGURE 5.15 – Variances de phase pour différentes tensions appliquées. Dans l’encadré, on présente un agrandissement de la variance de phase aux temps courts.

régime linéaire de la variance (éq. 5.3.14), la raie est de forme lorentzienne et le coefficient de nonlinéarité induit un élargissement homogène. Dans le régime quadratique de la variance (éq. 5.3.13), la raie est de forme gaussienne car à des échelles temps courtes, le bruit est coloré. Les fluctuations gardent alors une « mémoire » des fluctuations précédentes ce qui induit un élargissement inhomogène de la raie, comme représenté sur le schéma 5.16 [45, 8]. Dans la section précédente, on avait exprimé le fait que le couplage puissance-phase induisait un élargissement inhomogène de la raie. En effet, dans notre cas, la raie mesurée est intermédiaire entre les deux régimes et sa forme est non-lorentzienne.

5.4 Nonlinéarité - Couplage puissance-phase

5.4.1 Nonlinéarité

Comme on l’a précisé auparavant, on utilise plusieurs tailles de segment lors du calcul de la variance de phase. On ajuste ensuite pour chaque taille de segment la

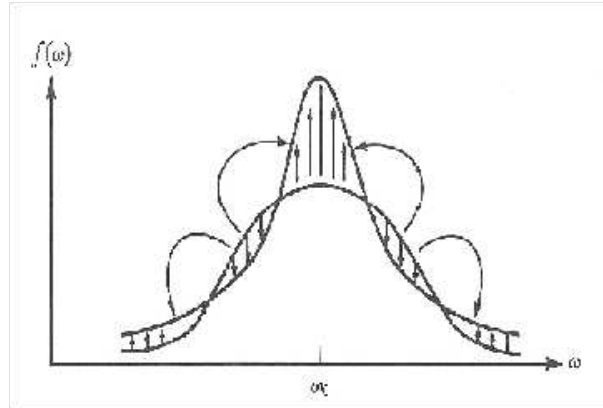


FIGURE 5.16 – Schéma de l'élargissement inhomogène résultant de la combinaison d'une raie lorentzienne et d'une raie gaussienne extrait du livre [45]. Les flèches indiquent les transferts d'intensité.

variance grâce à l'équation 5.3.12. Sur la figure 5.17a, on a représenté la valeur du coefficient ν extraite à partir de l'ajustement de la variance, en fonction de la taille des segments, pour une tension de -350 mV. On constate que pour une fenêtre de temps courte (< 6 ns), la valeur de ν que l'on obtient est grande, et quelle diminue très rapidement lorsque la taille de la fenêtre augmente. Sur la figure 5.17b, on a représenté l'erreur de l'ajustement du paramètre ν en fonction de la taille des segments. Pour des segments de tailles inférieures à 6 ns, l'erreur sur la valeur de ν est grande. Sur ces deux graphes, nous avons encadré un intervalle de taille des segments où la valeur de ν est constante et l'erreur minimale. On trace ensuite le diagramme de distribution des valeurs de ν dans cet intervalle et l'on extrait la valeur centrale ainsi que la largeur à mi-hauteur de la distribution. On obtient ainsi une valeur du coefficient ν dans un interval de confiance à 95%. Nous procédons ensuite de la même manière pour extraire le paramètre de largeur de raie linéaire $\Delta\omega_0$. Les valeurs de ce paramètre obtenues par ajustement ainsi que l'erreur sur $\Delta\omega_0$ sont tracées sur les figures 5.17c et d en fonction de la taille des segments. De même que lors de l'analyse de $\Delta\omega_0$, nous encadrons un intervalle dans lequel l'erreur sur la valeur de $\Delta\omega_0$ est minimale. Nous extrayons dans cet intervalle la valeur moyenne de la distribution de $\Delta\omega_0$ dans un intervalle de confiance à 95%.

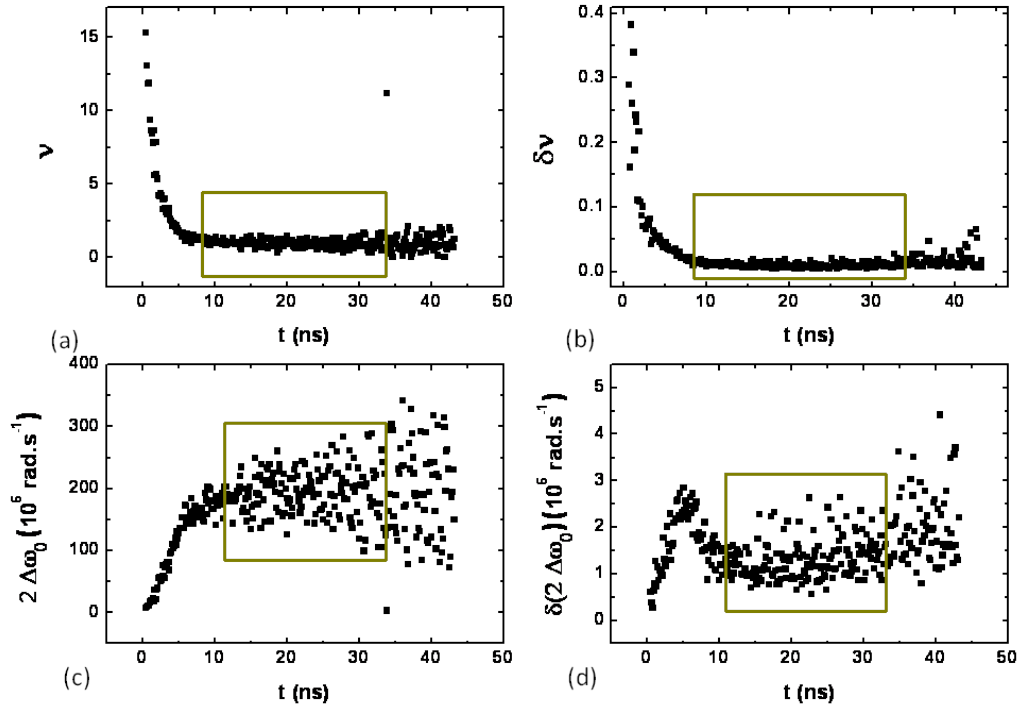


FIGURE 5.17 – (a) Valeurs du coefficient ν obtenues par ajustement de la variance avec l'éq. 5.3.12 en fonction de la taille des segments pour une tension de -350 mV. (b) Erreur sur la valeur de ν en fonction de la taille des segments. (c) Valeurs de la largeur de raie linéaire $\Delta\omega_0$ obtenues par ajustement de la variance en fonction de la taille des segments pour une tension de -350 mV. (d) Erreur sur la valeur de $\Delta\omega_0$ en fonction de la taille des segments.

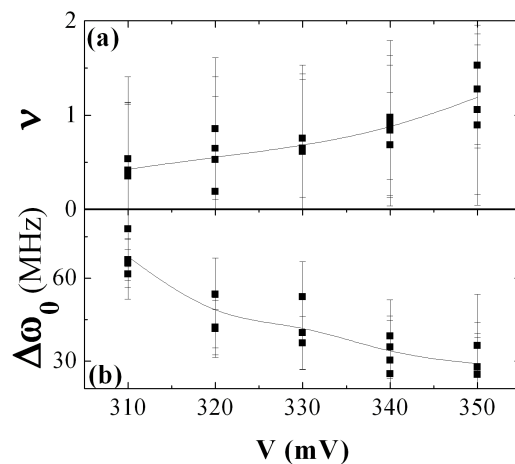


FIGURE 5.18 – (a) Coefficient de nonlinéarité ν en fonction de la tension appliquée. (b) Largeur de raie linéaire $\Delta\omega_0$ en fonction de la tension appliquée. Les lignes relient les moyennes des valeurs pour chaque tension.

Les valeurs ainsi obtenues sont présentées sur la figure 5.18. Ces valeurs constituent le résultat majeur de ce chapitre. Ainsi, sur la figure 5.18a, nous avons représenté les valeurs de ν en fonction de la tension appliquée. On constate que la dispersion des valeurs pour une tension donnée est faible. Les valeurs de ν sont comprises entre 0 et 1, et semblent légèrement augmenter lorsque la tension augmente. On remarquera cependant que cette variation est du même ordre de grandeur que les barres d'erreur. Il est donc difficile de conclure à une quelconque dépendance de ν en fonction de la tension. La théorie ne prédit pas de variation de la nonlinéarité avec la tension. Le second paramètre que l'on extrait à partir de la formule analytique de la variance de phase est la largeur de raie linéaire $\Delta\omega_0$. Celle-ci est tracée en fonction de la tension sur la figure 5.18b. On obtient les mêmes valeurs de largeur de raie que celles mesurées grâce à l'analyseur de spectre pour le mode A de I3. Le fait que la largeur de raie linéaire $\Delta\omega_0$ soit similaire à la largeur de raie mesurée est en accord avec la faible valeur de ν que nous avons mesurée. Ainsi, bien que la nonlinéarité contribue à élargir la largeur de raie et à déformer la raie ces contributions sont, dans le cas du mode A de I3, assez faibles.

La dynamique de la phase en fonction du temps dans le cas d'une oscillation linéaire

est définie telle que

$$\dot{\Phi} + \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{p}} \text{Im}(f_n(t)). \quad (5.4.1)$$

Dans ce cas, la variance est une fonction linéaire du temps, comme dans le cas d'une marche aléatoire, telle que

$$\Delta\Phi^2(t) = \Gamma_+(p_0) \frac{\eta(p_0)}{p_0} |t|. \quad (5.4.2)$$

La largeur de raie linéaire est alors définie comme étant la partie linéaire de la variance telle que

$$\Delta\omega_0 = \frac{\Delta\Phi^2(t)}{|t|}, \quad (5.4.3a)$$

$$= \Gamma_+(p_0) \frac{\eta(p_0)}{p_0}, \quad (5.4.3b)$$

$$\approx \Gamma_+(p_0) \frac{k_B T}{\varepsilon(p_0)}. \quad (5.4.3c)$$

Ainsi, la largeur de raie linéaire $\Delta\omega_0$ résulte de la compétition entre l'énergie thermal $k_B T$ et l'énergie de l'oscillation. Celle-ci décroît donc lorsque la tension augmente comme expérimentalement observé.

5.4.2 Temps caractéristique de corrélation puissance-phase

Nous voulons fournir une preuve de l'existence du couplage entre la puissance et la phase en nous appuyant sur une mesure du temps de corrélation des fluctuations de puissance avec les fluctuations de phase. Nous calculons, pour cela, la fonction de corrélation croisée des fluctuations de puissance et de phase définie tel que :

$$\kappa_{p\Phi}(\tau) = \langle \delta p(t) \phi(t + \tau) \rangle. \quad (5.4.4)$$

La fonction de corrélation des fluctuations expérimentales, $\kappa_{p\Phi}(\tau)$, est tracée sur la figure 5.19 en fonction du temps, pour deux valeurs de tensions -340 et -350 mV. Nous avons représenté l'ajustement exponentiel qui permet d'extraire le temps caractéristique de corrélation. La transformée de Fourier de la corrélation croisée est la densité spectrale

d'interaction. D'après la théorie, nous nous attendons à ce que $\kappa_{p\Phi}(\tau)$ ait le même temps de restauration que la fonction d'autocorrélation des fluctuations de puissance $\kappa_p(\tau)$, du fait du couplage entre la fréquence et la puissance de l'oscillation [60, 104]. En effet, la phase totale s'exprime telle que

$$\Phi(t) = \omega(p_0)t + \frac{1}{\sqrt{p_0}} \int_{-\infty}^t \text{Im}[\tilde{f}_n(t)] - \int_{-\infty}^t \nu \frac{\Gamma_p}{p_0} \delta p(t), \quad (5.4.5)$$

où $\omega(p_0) = \omega_0$ est la fréquence centrale de l'oscillation. Ainsi, la fonction $\kappa_{p\phi}(\tau)$ des fluctuations de puissance δp avec les fluctuations de phase ϕ s'exprime telle que

$$\langle \delta p(t) \phi(t+\tau) \rangle = \frac{1}{\sqrt{p_0}} \langle \delta p(t) \int_{t'=-\infty}^{t+\tau} \text{Im}[\tilde{f}_n(t')] dt' \rangle - \nu \frac{\Gamma_p}{p_0} \langle \delta p(t) \int_{t'=-\infty}^{t+\tau} \delta p(t'') dt'' \rangle. \quad (5.4.6)$$

Les bruits thermique et de puissance n'étant pas corrélés, nous constatons que le second terme de $\kappa_{p\Phi}(\tau)$ est seul produit non nul. Ainsi, $\kappa_{p\Phi}(\tau)$ est proportionnelle à la fonction d'autocorrélation des fluctuations de puissance $\kappa_p(\tau) = \langle \delta p(t) \delta p(t+\tau) \rangle$. La fonction d'autocorrélation $\kappa_{p\Phi}(\tau)$ expérimentale est représentée sur la figure 5.19. Par ajustement avec une exponentielle, on obtient des temps caractéristiques $\tau_{p\Phi}$ très similaires aux valeurs de τ_p extraites précédemment. La déviation entre τ_p et $\tau_{p\Phi}$ en moyenne est de 9%. La similitude entre les temps de cohérence des deux catégories de fluctuations est une preuve du couplage entre les deux grandeurs.

5.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons déterminé la nature des différents bruits affectant la dynamique de précession grâce à des mesures temporelles d'un mode de l'AFS. Nous avons trouvé que la nature des bruits de puissance et de fréquence sont des bruits blancs gaussiens dont leur distribution sont toutes deux indépendantes de la tension appliquée. Nous avons par la même occasion quantifier les temps de corrélation des fluctuations ainsi que leur dépendance en fonction de la tension. Nous avons présenté une analogie entre le bruit de phase et une marche aléatoire. Nous avons ensuite calculé la variance de la phase et nous avons démontré que celle-ci n'était pas tout à fait linéaire. En effet, pour des temps courts, le bruit est coloré. Cela implique un élargissement inhomogène

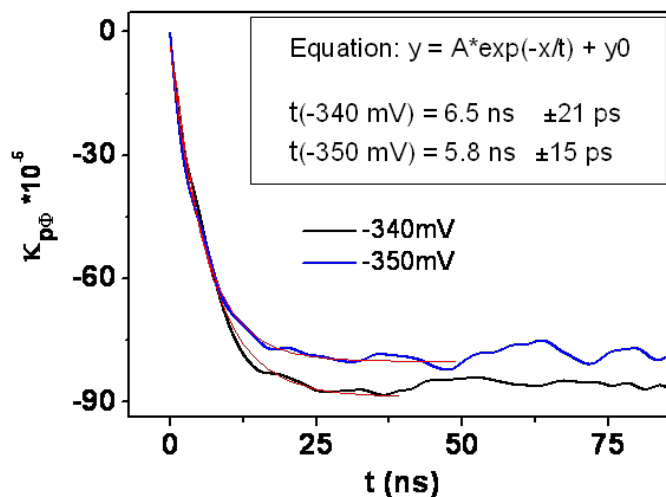


FIGURE 5.19 – Fonctions de corrélation croisées puissance-phase à -350 mV (bleu) et -340 mV (noir). Ajustement exponentiel de ces courbes en rouge et résultats de l'ajustement dans l'encadré.

de la raie dépendent de la non linéarité et du taux de restauration des fluctuations de puissance. Nous avons ensuite présenté une manière de quantifier le couplage entre la puissance et la phase par le biais de la mesure du coefficient de non linéarité ν . Cette étude est la première mesure directe du coefficient de non linéarité ν . Le résultat obtenu est caractéristique d'un mode de l'AFS et permet de conclure de façon cohérente les discussions sur la bruit et la largeur de raie dans ce système. La méthode développée dans la dernière section peut être appliquée à des mesures temporelles de différents systèmes d'oscillateurs non linéaires à transfert de spin en particulier, il serait maintenant approprié de valider cette méthode sur des mesures d'échantillons présentant différents modes correspondants à différentes valeurs de coefficients de non linéarité.

Chapitre 6

Conclusions et perspectives

6.1 Résumé et discussions des résultats

Dans cette thèse, nous avons étudié la dynamique d'aimantation de jonctions tunnel magnétiques de faibles rapport RS ($0.9 \text{ } \Omega.\mu\text{m}^2$) et de faibles dimensions ($< 150 \times 200 \text{ nm}^2$). Dans tous nos échantillons, nous constatons l'impact important de la tension sur les états magnétiques, ce qui prouve que ces échantillons sont sujets au transfert de spin. Des mesures électriques hyperfréquences de la dynamique de ces aimantations induites par le transfert de spin ont été mesurées de diverses façons. Dans un premier temps, la DSP est mesurée par le biais d'un analyseur de spectre. Les spectres obtenus montrent plusieurs catégories de modes dont nous avons déterminé la nature exacte. En effet, en comparant la dépendance des fréquences des modes expérimentaux en fonction des champs magnétiques avec des calculs de modes propres du système, nous avons distingué certains modes comme étant des excitations de la couche libre ainsi que d'autres modes comme étant des excitations de l'antiferromagnétique synthétique (AFS). Leur dépendance en fonction d'un champ magnétique est déterminée par les valeurs d'aimantation et d'anisotropie ainsi que par les divers champs d'échange. Elle permet de sonder ces paramètres et de mesurer les paramètres magnétiques intrinsèques des couches magnétiques. Nous avons ensuite étudié la dépendance des modes en fonction de la tension appliquée. Parmi ces excitations, nous avons distingué tout d'abord des modes peuplés par les excitations thermiques. Les modes thermiques des diverses couches magnétiques du système ont été mesurés. La dépendance de la puissance et de la

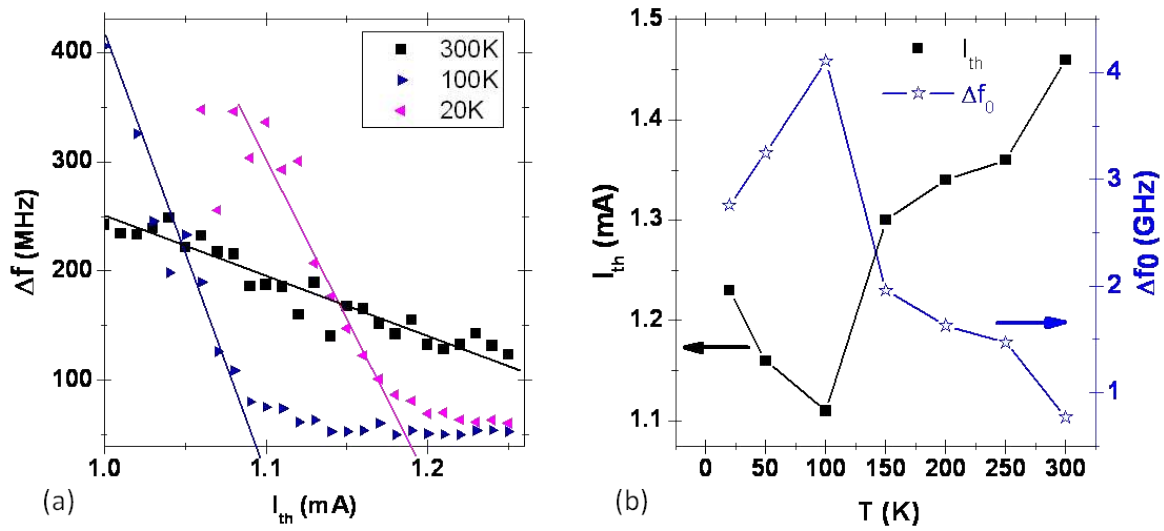


FIGURE 6.1 – a) Variation de la largeur de raie du mode entretenu de l'échantillon I2 en fonction de la tension représentée pour trois différentes températures. La ligne indique un ajustement linéaire de la diminution de largeur de raie pour des tensions supérieures au seuil. b) Variation du courant seuil I_{th} et de la largeur de raie linéaire Δf_0 en fonction de la température. Ces paramètres sont obtenus grâce à l'ajustement linéaire précédent de la variation de la largeur de raie en fonction du courant.

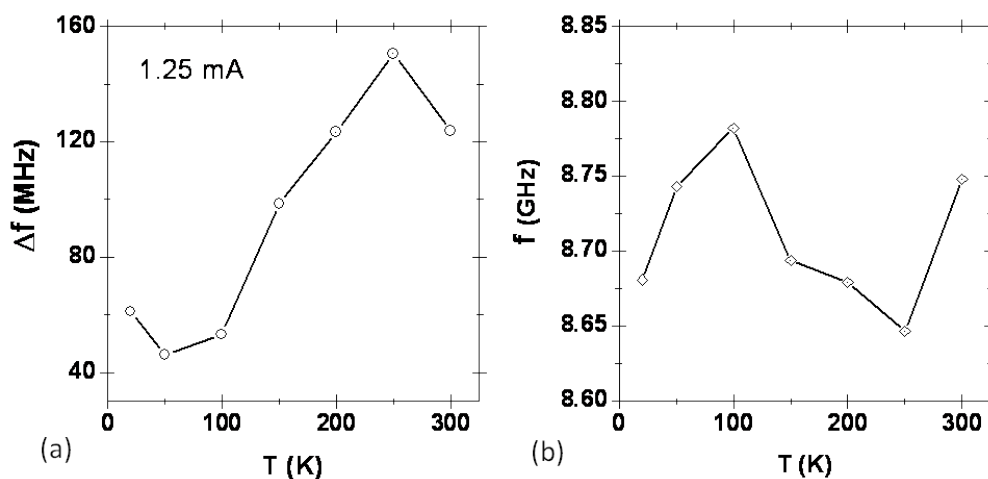


FIGURE 6.2 – a) Variation de la largeur de raie spectrale de I2 en fonction de la température pour un courant appliqué de $I = 1.25$ mA. b) Variation de la fréquence de la raie spectrale en fonction de la température.

largeur de raie de ces modes thermiques en fonction de la tension appliquée correspond à un schéma où le transfert de spin agit soit en tant qu'amplificateur (selon un signe de la tension), soit en tant qu'atténuateur des fluctuations thermiques (selon l'autre signe de la tension). Parmi les modes observés certains, sous une augmentation de la tension appliquée, montrent simultanément une augmentation brusque de leur puissance et une diminution drastique de leur largeur de raie. Ces modes sont dits « entretenus » par le transfert de spin et apparaissent dès lors que la tension est suffisamment élevée pour que le couple de le transfert de spin compense l'amortissement. La dynamique d'aimantation, dans ce cas, est dans un régime dit d'oscillation. Nous avons mesurés des oscillations entretenus de l'AFS ainsi que de la couche libre.

L'identification des modes, menées de cette façon, nous a semblé être importante car de nombreuses études d'oscillateurs à transfert de spin sont publiées chaque année depuis la découverte de cet effet en 2003 [65, 66, 67] mais les études détaillant les divers comportements des fluctuations magnétiques ne prennent que peu souvent en compte la nature du mode étudié. Ainsi, des paramètres très importants telle que la nonlinéarité

de la fréquence et la largeur de raie (ou d'autres encore), s'ils correspondent par exemple à un mode d'une couche soit libre, soit couplée, sont issus de processus très différents et ne peuvent pas être décrit par un modèle universel. Il est donc important, avant d'entreprendre des études de la dynamique d'aimantation de systèmes complexes, de caractériser la nature du mode étudié, l'identité de la couche excitée, le processus de transfert de spin auquel elle est soumise ainsi que l'efficacité du transfert de spin.

Des mesures d'échantillons d'origine différentes de ceux désignés dans la discussion précédente (à savoir les échantillon d'Hitachi), nous ont permis de voir les limites de nos études. La couche magnétique excitée correspondant aux modes observés a été identifiée mais les effets du transfert de spin selon nos critères n'ont pas permis de développer une description correcte du processus de transfert de spin dans ces jonctions. Nous supposons, à propos de ces mesures, qu'une spécificité de la barrière isolante qui leur est propre, induit une forte élévation de la température des échantillons masquant les signatures spécifiques du transfert de spin.

Nous pensons que des études de modes de dynamique d'aimantation menées de façon adaptée à la nature des modes ouvre de nouvelles perspectives pour une optimisation plus efficace des nano-oscillateurs magnétiques à transfert de spin, notamment grâce à la compréhension des mécanismes générant la forme de la raie spectrale. Ces démarches nécessitent maintenant une meilleure optimisation des processus de bruit engendrant la forme de la raie spectrale. Dans ce but, nous avons développé une méthode de caractérisation des fluctuations magnétiques et nous présentons un cas concret d'oscillations entretenues de l'AFS. Tout d'abord, les mesures temporelles nous ont permis de montrer qu'un signal hyperfréquence correspondant au spectre de fluctuations magnétiques thermiquement activés (mode thermique) a une puissance moyenne p_0 nulle et n'était effectivement composé que de fluctuations, alors que le signal hyperfréquence d'un mode entretenu est composé d'une puissance moyenne p_0 non-nulle, soumise à des fluctuations de puissance et de phase. Dans le cas de l'oscillation entretenue de l'AFS, les mesures temporelles nous ont permis de quantifier les fluctuations d'amplitude et de phase et de calculer leurs temps caractéristiques. Nous avons ensuite comparé ces mesures expérimentales au modèle théorique des oscillateurs nonlinéaires à transfert de spin. Cela nous permet alors d'extraire pour la première fois le coefficient de non-

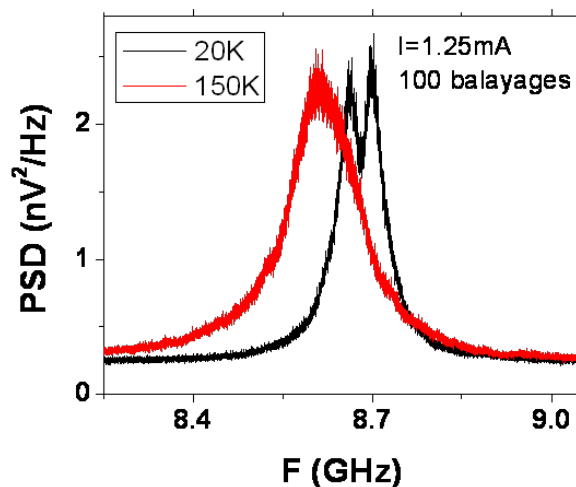


FIGURE 6.3 – Spectre moyennés sur 100 balayages du mode entretenu de l’AFS de l’échantillon I2 à $T = 20$ K et 300 K.

linéarité de la fréquence en fonction de l’amplitude de précession. Nous montrons par la même occasion que la variance de phase est nonlinéaire ce qui implique que deux différents processus de relaxation des fluctuations affectent la raie spectrale, l’un aux temps courts, l’autre aux temps longs. Ces deux processus induisent un élargissement inhomogène de la raie qui se trouve, de ce fait, non-lorentzienne.

6.2 Etudes préliminaires et perspectives

Une étude complète du coefficient de nonlinéarité est maintenant possible dans les jonctions tunnel mais aussi dans des systèmes variés comme les échantillons à barrière métallique, dans lesquels des coefficients de nonlinéarité nuls, positifs ou négatifs ont été reportés [55, 58, 150]. Il serait notamment intéressant de pouvoir comparer le coefficient de nonlinéarité d’oscillations de l’AFS avec celui d’oscillations dans la couche libre afin de distinguer les mécanismes de couplage nonlinéaires spécifiques aux divers modes. Nous voyons donc à nouveau l’importance de l’identification des modes et de la caractérisation de l’efficacité du transfert de spin lors d’études de dynamique hyperfréquence. De plus, la dépendance de la nonlinéarité en fonction du champ magnétique semble

complexe [101, 102, 103] et à ce jour aucune mesure n'a encore été menée pour l'étudier.

A ce stade, nous voulons soulever certains aspects de ces études où des précautions sont encore à prendre. En effet, les jonctions magnétiques de petites tailles soumises au transfert de spin restent des systèmes très complexes. Au cours de notre étude, nous n'avons par exemple pas discuté des dépendances des paramètres en fonction de la température. Nous allons illustrer nos propos en présentant une étude préliminaire de la dépendance de la raie spectrale en fonction de la température. Sur la figure 6.1a, nous représentons, pour le mode de l'AFS de l'échantillon I2, la variation de la largeur de raie entretenue en fonction du courant, pour trois températures différentes¹. Nous constatons que la largeur de raie spectrale diminue linéairement en fonction du courant comme attendu de la part de ce mode dans le régime de courant proche du seuil. En comparant les trois courbes, nous constatons alors que le régime linéaire change avec la température. Ainsi, pour chaque température, nous ajustons linéairement cette variation telle que

$$\Delta\omega(I) \approx \Delta\omega_0 - \sigma I. \quad (6.2.1)$$

Les variations en fonction de la température de la largeur de raie linéaire $\Delta\omega_0(T)$ et du courant seuil d'oscillation $I_c(T)$ sont reportées sur la figure 6.1b. Nous constatons tout d'abord que le courant seuil (représenté avec des carrés) diminue globalement avec la température. En effet, le courant seuil est défini comme le rapport de $\Delta\omega_0$, la largeur de raie d'un oscillateur linéaire ($\nu = 0$), sur l'efficacité du transfert de spin σ (éq. 2.3.53). $\Delta\omega_0$ est défini comme le rapport de l'énergie thermique $k_B T$ sur l'énergie de précession $\varepsilon(p_0)$ telle que

$$\Delta\omega_0 \approx \Gamma_+(p) \frac{k_B T}{\varepsilon(p_0)}. \quad (6.2.2)$$

Dans notre cas, nous constatons sur la figure 6.1b, que $\Delta\omega_0(T)$ (représentée avec des étoiles) diminue de 4 à 1 GHz entre la température ambiante et $T = 100$ K. Les paramètres $\Gamma_+(p)$ et $\varepsilon(p_0)$ impliqués dans l'expression de $\Delta\omega_0$ sont fonction de la puissance.

1. A l'image de l'étude de la dégradation des échantillons, l'étude de la raie spectrale à basse température a été conduite à courants constants. Dans le chapitre 3, nous avons présenté la variation des résistances en fonction de la température. Cette variation est conséquente et de ce fait, la tension appliquée au cours de l'étude n'était pas constante. Cela explique d'une part, le fort taux de perte parmi nos échantillons lors de cette étude en température et implique que cette section sera présentée en fonction du courant.

Il est difficile de discuter de leur variation en fonction de la température. Néanmoins, dans la théorie linéaire des fluctuations magnétiques on exprime la largeur de raie telle que

$$\Delta\omega_* = \alpha\gamma\mu_0(M_{\text{eff}} + 2H_{\text{appl}}). \quad (6.2.3)$$

Dans notre cas, le champ appliqué est constant (~ 20 mT). M_s augmente à basse température ce qui peut expliquer l'augmentation de $\Delta\omega_0$. Le coefficient d'efficacité du transfert de spin est, quant à lui, proportionnel à l'inverse de l'aimantation à saturation M_s ainsi qu'à un terme ϵ , appelé efficacité de polarisation en spin. La dépendance en température du coefficient σ n'est pas connue. On constate donc que la dépendance du courant de seuil avec la température est complexe et mérite une étude approfondie.

La variation de la largeur de raie linéaire en fonction de la température est contraire au comportement de la largeur de raie spectrale du mode entretenu reporté sur la figure 6.2a pour un courant $I = 1,25$ mA. En effet, la largeur de raie spectrale diminue de plus de la moitié pour une température de 50 K par rapport à la température ambiante. Les variations de largeur de raie spectrale $\Delta\omega(T)$ et de $\Delta\omega_0(T)$ devraient être proportionnelles. Comme ce n'est pas le cas, nous pouvons faire l'hypothèse qu'un autre paramètre, tel que le coefficient de nonlinéarité ν ou, plus probablement, le taux de restauration des fluctuations de puissance Γ_p , varie avec la température. Les dépendances en température de ces paramètres ne sont pas connus mais nous savons qu'ils influencent tous les deux la valeur de la fréquence telle que

$$\omega = \omega(p_0) + \frac{1}{\sqrt{p_0}}\text{Im}[\tilde{f}_n(t)] - \nu\frac{\Gamma_p}{p_0}\delta p(t). \quad (6.2.4)$$

Nous constatons pourtant sur la figure 6.2b, que la fréquence du mode entretenu pour un courant de 1,25 mA, ne varie pas de façon importante avec la température.

Notons qu'une étude récente rapporte un comportement différent, à savoir une largeur de raie qui augmente pour des températures < 150 K [99]. L'étude expérimentale que nous venons de présenter n'est que préliminaire et nécessite elle aussi une étude à part entière. Des mesures temporelles caractérisant les fluctuations et le couplage telles que nous les avons menées à température ambiante permettraient de compléter

la discussion précédente sur les mesures spectrales en fonction de la température, d'autant plus que nous avons observé un dédoublement de la raie spectrale lorsque nous avons moyenné les spectres à $T = 20$ K sur 100 balayages de la gamme de fréquence, comme présenté sur la figure 6.3. Un dédoublement de la raie est donc probablement à l'origine de l'augmentation de la largeur de raie à 20 K dont la cause pourrait être déterminée par des mesures temporelles.

Bibliographie

- [1] N. Tesla. Electrical oscillators. *The Electrical Experimenter*, 1919.
- [2] L. Lorini, N. Ashby, A. Brusch, S. Diddams, R. Drullinger, E. Eason, T. Fortier, P. Hastings, T. Heavner, D. Hume, W. Itano, S. Jefferts, N. Newbury, T. Parker, T. Rosenband, J. Stalnaker, W. Swann, D. Wineland, and J. Bergquist. Recent atomic clock comparisons at NIST. *Eur. Phys. J. Special Topics*, 163 :19–35, 2008.
- [3] J. Groszkowski. *Frequency of self-oscillations*. Pergamon Press, New York, 1964.
- [4] A. Blaquiere. *Nonlinear System Analysis*. Academic Press, New York, 1966.
- [5] A. N. Slavin and V. Tiberkevich. Nonlinear auto-oscillator theory of microwave generation by spin-polarized current. *IEEE Trans. Mag.*, 45 :1875–1918, 2009.
- [6] S. R. Stein. Precision Frequency Control, Available as part of NIST Technical Note 1337 at <http://tf.nist.gov/timefreq/general/generalpubs.htm>. Vol. 2, New York, :191–416, 1985.
- [7] J. A. Barnes, A. R. Chi, L. S. Cutler, D. J. Healey, D. B. Leeson, T. E. McCunigal, J. A. Mullen, W. L. Smith, R. L. Sydnor, R. F. C. Vessot, and G. M. R. Winkler. Characterization of frequency stability. *IEEE Trans. Inst. Meas*, IM-20 :105–120, 1971.
- [8] R. Kubo. *A stochastic theory of line-shape and relaxation, in Fluctuation, Relaxation and Resonance in Magnetic Systems*. Oliver and Boyd, Edinburgh, 1962.
- [9] W. A. Edson. Noise in oscillators. *Proc. IRE*, 48 :1454–1466, 1960.
- [10] D. W. Allan. Statistics of atomic frequency standards. *Proc. IEEE*, 54 :221–230, 1966.

- [11] L. S. Cutler and C. L. Searle. Some aspects of the theory and measurement of frequency fluctuations in frequency standards. *Proc. IEEE Trans. Inst. Meas.*, 54 :136–154, 1966.
- [12] D. W. Allan. Time and frequency (time-domain) characterization, estimation, and prediction of precision clocks and oscillators. *IEEE trans. on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, UFFC-34 :647, 1987.
- [13] E. C. Stoner. *Proc. R. Soc. London*, A 169 :339, 1939.
- [14] N. H. Mott. The electrical conductivity of transition metals. *Proc. Roy. Soc. A, London*, 153 :699, 1936.
- [15] P. M. Levy, S. Zhang, and A. Fert. *Phys. Rev. Lett.*, 65 :1643, 1990.
- [16] J. J. Yang, C. Ji, Y. A. Chang, X. Ke, and M. S. Rzchowski. Over 70% tunneling magnetoresistance at room temperature for a CoFe and AlO based magnetic tunnel junction. *Appl. Phys. Lett.*, 89(20) :202502, 2006.
- [17] S. Ikeda, J. Hayakawa, Y. Ashizawa, Y.M. Lee, K. Miura, H. Hasegawa, M. Tsunoda, F. Matsukura, and H. Ohn. Tunnel magnetoresistance of 604% at 300 K by suppression of Ta diffusion in CoFeB/MgO/CoFeB pseudo-spin-valves annealed at high temperature. *Appl. Phys. Lett.*, 93 :082508, 2008.
- [18] M. Julliere. Tunneling between ferromagnetic films. *Phys. Lett. A*, 54 :225–226, 1975.
- [19] T. Miyazaki and N. Tezuka. Giant magnetic tunneling effect in Fe/Al₂O₃/Fe junction. *J. Magn. Magn. Mater.*, 139 :L231–L234, 1995.
- [20] J. S. Moodera and L. R. Kinder. Ferromagnetic/insulator/ferromagnetic tunneling : Spin dependent tunneling and large magnetoresistance in trilayer junctions. *J. Appl. Phys.*, 79(8) :4724–4729, 1996.
- [21] J.S. Moodera, L.R. Kinder, T.M. Wong, and R. Meservey. *Phys. Rev. Lett.*, 74 :3273, 1995.
- [22] J.C. Slonczewski. *Phys. Rev. B*, 39 :6995, 1989.
- [23] J. M. Teixeira, J. Ventura, J. P. Araujo, J. B. Sousa, P. Wisniowski, and P. P. Freitas. Tunneling processes in thin MgO magnetic junctions. *Appl. Phys. Lett.*, 96(26) :262506, 2010.

- [24] J. Bardeen. Tunnelling from a many-particle point of view. *Phys. Rev. Lett.*, 6(2) :57, 1961.
- [25] T. Shinjo (ed.), editor. *Nanomagnetism and Spintronics*. Elsevier, 2009.
- [26] E. Y. Tsybal, O. Mryasov, and P. R. LeClair. Spin-dependent tunnelling in magnetic tunnel junctions. *J. Phys. : Condens. Matter*, 15 :109–142, 2003.
- [27] W. H. Butler, X.-G. Zhang, T. C. Schulthess, and J. M. MacLaren. Spin-dependent tunneling conductance of fe|mgo|fe sandwiches. *Phys. Rev. B*, 63(5) :054416, 2001.
- [28] S. Yuasa. Giant tunneling magnetoresistance in MgO-based magnetic tunnel junctions. *J. Phys. Soc. Jpn.*, 77(3), 2008.
- [29] L. Berger. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current. *Phys. Rev. B*, 54(13) :9353–9358, 1996.
- [30] J. C. Slonczewski. Current-driven excitation of magnetic multilayers. *J. Magn. Magn. Mater.*, 159(1-2) :L1 – L7, 1996.
- [31] F. J. Albert, N. C. Emley, E. B. Myers, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman. Quantitative study of magnetization reversal by spin-polarized current in magnetic multilayer nanopillars. *Phys. Rev. Lett.*, 89(22) :226802, 2002.
- [32] M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass, W.-C. Chiang, M. Seck, V. Tsoi, and P. Wyder. Excitation of a magnetic multilayer by an electric current. *Phys. Rev. Lett.*, 80(19) :4281–4284, 1998.
- [33] J. A. Katine, F. J. Albert, R. A. Buhrman, E. B. Myers, and D. C. Ralph. Current-driven magnetization reversal and spin-wave excitations in Co/Cu/CO pillars. *Phys. Rev. Lett.*, 84(14) :3149–3152, 2000.
- [34] D. E. Burgler. Spintronics : Magnetism and spin-dependent transport on the nanometer scale. *Journal of Siberian Federal University. Mathematics & Physics*, 3(1) :23–47, 2010.
- [35] M. D. Stiles and A. Zangwill. Anatomy of spin-transfer torque. *Phys. Rev. B*, 66(1) :014407, 2002.
- [36] J. C. Slonczewski. Currents, torques, and polarization factors in magnetic tunnel junctions. *Phys. Rev. B*, 71 :024411, 2005.

- [37] A. Kalitsov M. Chshiev I. Theodonis, N. Kioussis and W. H. Butler. Anomalous bias dependence of spin torque in magnetic tunnel junctions. *Phys. Rev. Lett.*, 97 :237205, 2006.
- [38] J. Stiles and J. Miltat. *Spin transfer torque and dynamics in Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures III*. 2006.
- [39] L.D. Landau and E.M. Lifshitz. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. In L. D. Landau, *Collected Papers*. ed. by D. ter Haar. Gordon and Breach, New York, 1967, p. 101. *Phys. Zeitsch. der Sow.*, 8 :153, 1935.
- [40] G. Bertotti. Tutorial session notes : Micromagnetics and nonlinear magnetization dynamics. In *10th Biennial Conference on Electromagnetic Fields Computation, Perugia*, 2002.
- [41] A. Arrott. Plenary lecture : Progress in micromagnetics. 2002.
- [42] T.L. Gilbert. Lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetization field. *Phys. Rev.*, 100 :1243, 1955.
- [43] T. L. Gilbert. A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials. *IEEE Trans. Mag.*, 40 :3443, 2004.
- [44] F. Bloch. Zur theorie des ferromagnetismus. *Z. Physik*, 61 :206, 1930.
- [45] M. Sparks. *Ferromagnetic-relaxation theory*. McGraw-Hill Book Company, 1964.
- [46] S. O. Demokritov, B. Hillebrands, and A. N. Slavin. Brillouin light scattering studies of confined spin waves : linear and nonlinear confinement. *Phys. Rep.*, 348(6) :442–489, 2001.
- [47] C. Kittel. *Physique de l'état solide*. 1998.
- [48] A. N. Slavin and P. Kabos. Approximate theory of microwave generation in a current-driven nanocontact magnetized in an arbitrary direction. *IEEE Trans. Mag.*, 41 :1264, 2005.
- [49] S. Holstein and H. Primakoff. *Phys. Rev.*, 58 :1098, 1940.
- [50] S. M. Rezende, F. M. de Aguiar, and A. Azevedo. Spin-wave theory for the dynamics induced by direct currents in magnetic multilayers. *Phys. Rev. Lett.*, 94(3) :037202, 2005.

- [51] S. M. Rezende, F. M. de Aguiar, and A. Azevedo. Magnon excitation by spin-polarized direct currents in magnetic nanostructures. *Phys. Rev. B*, 73(9), 2006.
- [52] F. M. de Aguiar, A. Azevedo, and S. M. Rezende. Theory of a two-mode spin torque nanooscillator. *Phys. Rev. B*, 75(13), 2007.
- [53] V. Tiberkevich, A. Slavin, and Joo-Von Kim. Microwave power generated by a spin-torque oscillator in the presence of noise. *Appl. Phys. Lett.*, 91(19) :192506, 2007.
- [54] V. Tiberkevich and A. Slavin. Nonlinear phenomenological model of magnetic dissipation for large precession angles : Generalization of the Gilbert model. *Phys. Rev. B*, 75(1) :014440, 2007.
- [55] W. H. Rippard, M. R. Pufall, S. Kaka, S. E. Russek, and T. J. Silva. Direct-current induced dynamics in CoFe/NiFe point contacts. *Phys. Rev. Lett.*, 92 :027201, 2004.
- [56] W. H. Rippard, M. R. Pufall, S. Kaka, T. J. Silva, and S. E. Russek. Current-driven microwave dynamics in magnetic point contacts as a function of applied field angle. *Phys. Rev. B*, 70 :100406, 2004.
- [57] Joo-Von Kim. Stochastic theory of spin-transfer oscillator linewidths. *Phys. Rev. B*, 73(17) :174412, 2006.
- [58] Q. Mistral, J.-V. Kim, T. Devolder, P. Crozat, C. Chappert, J. A. Katine, M. J. Carey, and K. Ito. Current-driven microwave oscillations in current perpendicular-to-plane spin-valve nanopillars. *Appl. Phys. Lett.*, 88 :192507, 2006.
- [59] Joo-Von Kim, Q. Mistral, C. Chappert, V. S. Tiberkevich, and A. N. Slavin. Line shape distortion in a nonlinear auto-oscillator near generation threshold : Application to spin-torque nano-oscillators. *Phys. Rev. Lett.*, 100(16) :167201, 2008.
- [60] V. S. Tiberkevich, A. N. Slavin, and Joo-Von Kim. Temperature dependence of nonlinear auto-oscillator linewidths : Application to spin-torque nano-oscillators. *Phys. Rev. B*, 78(9) :092401, 2008.
- [61] K. Mizushima, K. Kudo, and R. Sato. Phase and amplitude noise spectra in spin-transfer nano-oscillators. *J. Appl. Phys.*, 101(11) :113903, 2007.

- [62] S. Petit. Influence du couple de transfert de spin sur les fluctuations magnétiques thermiquement activées dans les jonctions tunnels magnétiques. *These de doctorat, Université Grenoble 1*, 2007.
- [63] M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass, W.-C. Chiang, V. Tsoi, and P. Wyder. Generation and detection of phase-coherent current-driven magnons in magnetic multilayers. *Nature*, 406 :46–48, 2000.
- [64] J. Grollier, V. Cros, H. Jaffres, A. Hamzic, J. M. George, G. Faini, J. Ben Youssef, H. Le Gall, and A. Fert. Field dependence of magnetization reversal by spin transfer. *Phys. Rev. B*, 67(17) :174402, 2003.
- [65] W. H. Rippard, M. R. Pufall, and T. J. Silva. Quantitative studies of spin-momentum-transfer-induced excitations in Co/Cu multilayer films using point-contact spectroscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 82(8) :1260–1262, 2003.
- [66] A. V. Nazarov, H. S. Cho, J. Nowak, S. Stokes, and N. Tabat. Tunable ferromagnetic resonance peak in tunneling magnetoresistive sensor structures. *Appl. Phys. Lett.*, 81(24) :4559–4561, 2002.
- [67] S. I. Kiselev, J. C. Sankey, I. N. Krivorotov, N. C. Emley, R. J. Schoelkopf, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph. Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarised current. *Nature*, 425 :380–383, 2003.
- [68] B. Dieny and A. Deac. Radio-frequency oscillator with spin-polarised current. *US patent*, page Pub. No. : US 2008/0241597 A1, 2008.
- [69] A. E. Wickenden, C. Fazi, B. Huebschman, R. Kaul, A. C. Perrella, W. H. Rippard, and M. R. Pufall. Spin Torque Nano Oscillators as Potential Terahertz (THz) Communications Devices. *Army Research Laboratory*, <http://www.stormingmedia.us/13/1377/A137794.html>, Report Number : A137794 :20, 2009.
- [70] S. I. Kiselev, J. C. Sankey, I. N. Krivorotov, N. C. Emley, M. Rinkoski, and C. Perez. *Phys. Rev. Lett.*, 93 :036601, 2004.
- [71] O. Redon J.-P. Nozieres K.-J. Lee, A. Deac and B. Dieny. *Nature Mat.*, 3 :877, 2004.

- [72] C. Boone, J. A. Katine, J. R. Childress, J. Zhu, X. Cheng, and I. N. Krivorotov. Experimental test of an analytical theory of spin-torque-oscillator dynamics. *Phys. Rev. B*, 79(14) :140404(R), 2009.
- [73] S. Bonetti, P. Muduli, F. Mancoff, and J. Akerman. Spin torque oscillator frequency versus magnetic field angle : The prospect of operation beyond 65 GHz. *Appl. Phys. Lett.*, 94 :102507, 2009.
- [74] K. Kiwamu, N. Tazumi, S Rie, and M. Koichi. Measurement of nonlinear frequency shift coefficient in spin-torque oscillators based on MgO tunnel junctions. *App. Phys. Lett.*, 95(2) :022507, 2009.
- [75] J. R. Kirtley. *Supercond. Sci. Technol.*, 22(6) :064008, 2009.
- [76] W. Wernsdorfer, E. B. Orozco, K. Hasselbach, Benoit A., B. Barbara, N. Demoncy, A. Loiseau, H. Pascard, and D. Mailly. *Phys. Rev. Lett.*, 78(9) :1791, 1997.
- [77] P. Manandhar, K.-S. Chen, K. Aledealat, G. Mihajlovic, C. S. Yun, M. Field, G. J. Sullivan, G. F. Strouse, P. B. Chase, S. von Molnar, and P. Xiong. *Nanotechnology*, 20 :355501, 2009.
- [78] L. Ejsing, M. F. Hansen, A. K. Menon, H. A. Ferriera, D. L. Graham, and P. P. Freitas. *J. Magn. Magn. Mater.*, 293 :677, 2005.
- [79] B. A. Gurney. *Bull. Assoc. Asia Pacific Phys. Soc.*, 18 :18, 2009.
- [80] M. M. Miller, P. E. Sheehan, R. L. Edelstein, C. R. Tamanaha, L. Zhong, S. Bounnak, L. J. Whitman, and R. J. Colton. *J. Magn. Magn. Mater.*, 225 :138, 2001.
- [81] R. L. Millen, J. Nordling, H. A. Bullen, M. D. Porter, M. Tondra, and M. C. Granger. *Anal. Chem.*, 80 :7940, 2008.
- [82] P. M. Braganca, B. A. Gurney, B. A. Wilson, J. A. Katine, S. Maat, and J. R. Childress. Nanoscale magnetic field detection using a spin torque oscillator. *Nanotechnology*, 21(23) :235202, 2010.
- [83] K. Mizushima, K. Kudo, T. Nagasawa, and R. Sato. Signal-to-noise ratios in high-signal-transfer-rate read heads composed of spin-torque oscillators. *J. Appl. Phys.*, 107(6), 2010.

- [84] T. Nagasawa, K. Kudo, K. Mizushima, and R. Sato. Spin-torque oscillator, a magnetic sensor and a magnetic recording system. *Japanese Patent Application No. 2008-254351*, Patent application number : 20100079919, 2008.
- [85] A. Deac, A. Fukushima, H. Kubota, H. Maehara, Y. Suzuki, S. Yuasa, Y. Nagamine, K. Tsunekawa, D. D. Djayaprawira, and N. Watanabe. Bias-driven high-power microwave emission from MgO-based tunnel magnetoresistance devices. *Nature Physics*, 4 :803 – 809, 2008.
- [86] K.J. Lee, O. Redon, and B. Dieny. Analytical investigation of spin-transfer dynamics using a perpendicular-to-plane polarizer. *Appl. Phys. Lett.*, 86(2), JAN 10 2005.
- [87] 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. Spin-torque oscillator using a perpendicular polarizer and a planar free layer. *Nature Materials*, 6 :447 – 453, 2007.
- [88] W. H. Rippard, A. M. Deac, M. R. Pufall, J. M. Shaw, M. W. Keller, S. E. Russek, G. E. W. Bauer, and C. Serpico. Spin-transfer dynamics in spin valves with out-of-plane magnetized CoNi free layers. *Phys. Rev. B*, 81(1), 2010.
- [89] H. Yamamoto K. Mizunuma-H. D. Gan M. Endo S. Kanai J. Hayakawa F. Matsukura S. Ikeda, K. Miura and H. Ohno. A perpendicular anisotropy CoFeB MgO magnetic tunnel junction. *Nature Materials*, page Nature Materials, 2010.
- [90] A. Dussaux, B. Georges, J. Grollier, V. Cros, A.V. Khvalkovskiy, A. Fukushima, M. Konoto, H. Kubota, K. Yakushiji, S. Yuasa, K.A. Zvezdin, K. Ando, and A. Fert. Large microwave generation from current-driven magnetic vortex oscillators in magnetic tunnel junctions. *Nature Communications*, 1 :8, 2010.
- [91] J. C. Sankey, I. N. Krivorotov, S. I. Kiselev, P. M. Braganca, N. C. Emley, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph. Mechanisms limiting the coherence time of spontaneous magnetic oscillations driven by dc spin-polarized currents. *Phys. Rev. B*, 72(22) :224427, 2005.
- [92] M. Carpentieri and L. Torres. Micromagnetic simulations of linewidths and non-linear frequency shift coefficient in spin-torque nano-oscillators. *J. Appl. Phys.*, 107 :073907, 2010.

- [93] M. L. Schneider, W. H. Rippard, M. R. Pufall, T. Cecil, T. J. Silva, and S. E. Russek. Temperature dependence of spin-torque-driven self-oscillations. *Phys. Rev. B*, 80 :144412, 2009.
- [94] J. C. Sankey, Y.-T. Cui, J. Sun, J. C. Slonczewski, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph. Measurement of the spin-transfer-torque vector in magnetic tunnel junctions. *Nature Physics*, 4 :67–71, 2008.
- [95] 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. Quantitative measurement of voltage dependence of spin-transfer torque in MgO-based magnetic tunnel junctions. *Nature Physics*, 4 :37, 2008.
- [96] D. Houssameddine, S. H. Florez, J. A. Katine, J.-P. Michel, and Mauri D. Ebels, U., O. Ozatay, B. Delaet, 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. *Appl. Phys. Lett.*, 93 :022505, 2008.
- [97] A. V. Nazarov, H. M. Olson, H. Cho, K. Nikolaev, Z. Gao, S. Stokes, and B. B. Pant. Spin transfer stimulated microwave emission in MgO magnetic tunnel junctions. *Appl. Phys. Lett.*, 88(16) :162504, 2006.
- [98] S. Petit, C. Baraduc, C. Thirion, U. Ebels, Y. Liu, M. Li, P. Wang, and B. Dieny. Spin-torque influence on the high-frequency magnetization fluctuations in magnetic tunnel junctions. *Phys. Rev. Lett.*, 98(7) :077203, 2007.
- [99] B. Georges, J. Grollier, V. Cros, A. Fert, A. Fukushima, H. Kubota, K. Yakushijin, S. Yuasa, and K. Ando. Origin of the spectral linewidth in nonlinear spin-transfer oscillators based on mgo tunnel junctions. *Phys. Rev. B*, 80(6) :060404, 2009.
- [100] N. Smith, M. J. Carey, and J. R. Childress. Measurement of Gilbert damping parameters in nanoscale CPP-GMR spin valves. *Phys. Rev. B*, 81(18), MAY 1 2010.
- [101] K. Mizushima, T. Nagasawa, K. Kudo, Y. Saito, and R. Sato. Decrease of non-linearity and linewidth narrowing in spin-transfer oscillators under the external field applied near the hard axis. *App. Phys. Lett.*, 94(15) :152501, 2009.
- [102] K. V. Thadani, G. Finocchio, Z. P. Li, O. Ozatay, J. C. Sankey, I. N. Krivorotov, Y. T. Cui, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph. Strong linewidth variation for spin-

- torque nano-oscillators as a function of in-plane magnetic field angle. *Phys. Rev. B*, 78(2) :024409, 2008.
- [103] W. H. Rippard, M. R. Pufall, and S. E. Russek. Comparison of frequency, linewidth, and output power in measurements of spin-transfer nanocontact oscillators. *Phys. Rev. B*, 74(22) :224409, 2006.
- [104] Joo-Von Kim, V. Tiberkevich, and A. N. Slavin. Generation Linewidth of an Auto-Oscillator with a Nonlinear Frequency Shift : Spin-Torque Nano-Oscillator. *Phys. Rev. Lett.*, 100(1) :017207, 2008.
- [105] V. Tiberkevich, I. Krivorotov, G. Gerhart, and A. Slavin. Compensation of nonlinear phase noise in an in-plane-magnetized anisotropic spin-torque oscillator. *J. Magn. Magn. Mater.*, 321 :L53, 2009.
- [106] S. M. Rezende. Quantum coherence in spin-torque nano-oscillators. *Phys. Rev. B*, 81 :092401, 2010.
- [107] T. Devolder, J. Hayakawa, K. Ito, H. Takahashi, S. Ikeda, J. A. Katine, M. J. Carey, P. Crozat, J.-V. Kim, C. Chappert, and H. Ohno. Electrical time-domain observation of magnetization switching induced by spin transfer in magnetic nanostructures. *J. Appl. Phys.*, 103 :07A723, 2008.
- [108] D. Houssameddine, U. Ebels, B. Dieny, K. Garello, J. P. Michel, B. Delaet, B. Viala, M. C. Cyrille, J. A. Katine, and D. Mauri. Temporal Coherence of MgO Based Magnetic Tunnel Junction Spin Torque Oscillators. *Phys. Rev. Lett.*, 102(25), 2009.
- [109] T. J. Silva and M. W. Keller. Theory of Thermally Induced Phase Noise in Spin Torque Oscillators for a High-Symmetry Case. *IEEE Trans. Mag.*, 99 :1, 2010.
- [110] I. N. Krivorotov, N. C. Emley, J. C. Sankey, S. I. Kiselev, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman. Time-domain measurements of nanomagnet dynamics driven by spin-transfer torques. *Science*, 307(5707) :228–231, 2005.
- [111] N. C. Emley, I. N. Krivorotov, O. Ozatay, A.G. F. Garcia, J. C. Sankey, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman. Time-Resolved Spin-Torque Switching and Enhanced Damping in Permalloy/Cu/Permalloy Spin-Valve Nanopillars. *Phys. Rev. Lett.*, 96 :247204, 2006.

- [112] Y. T. Cui, G. Finocchio, C. Wang, J. A. Katine, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph. Single-Shot Time-Domain Studies of Spin-Torque-Driven Switching in Magnetic Tunnel Junctions. *Phys. Rev. Lett.*, 104(9), 2010.
- [113] M. W. Keller, A. B. Kos, T. J. Silva, W. H. Rippard, and M. R. Pufall. Time domain measurement of phase noise in a spin torque oscillator. *Appl. Phys. Lett.*, 94(19), 2009.
- [114] T. Devolder, Joo-Von Kim, P. Crozat, C. Chappert, M. Manfrini, M. van Kampen, W. Van Roy, L. Lagae, G. Hrkac, and T. Schrefl. Time-resolved zero field vortex oscillations in point contacts. *Appl. Phys. Lett.*, 95(1) :012507, 2009.
- [115] M. W. Keller, M. R. Pufall, W. H. Rippard, and T. J. Silva. Nonwhite frequency noise in spin torque oscillators and its effect on spectral linewidth. *Phys. Rev. B*, 82(5) :054416, 2010.
- [116] G. Finocchio, G. Siracusano, V. Tiberkevich, I. N. Krivorotov, L. Torres, and B. Azzerboni. Time-domain study of frequency-power correlation in spin-torque oscillators. *Phys. Rev. B*, 81(18), 2010.
- [117] V. S. Pribiag, G. Finocchio, B. J. Williams, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman. Long-timescale fluctuations in zero-field magnetic vortex oscillations driven by dc spin-polarized current. *Phys. Rev. B*, 80 :180411(R), 2009.
- [118] G. Siracusano, G. Finocchio, A. La Corte, G. Consolo, L. Torres, and B. Azzerboni. Nonstationary magnetization dynamics driven by spin transfer torque. *Phys. Rev. B*, 79 :104438, 2009.
- [119] M. Quinsat, D. Gusakova, J. F. Sierra, J. P. Michel, D. Houssameddine, B. Delaet, M.-C. Cyrille, U. Ebels, B. Dieny, L. D. Buda-Prejbeanu, J. A. Katine, D. Mauri, A. Zeltser, M. Prigent, J.-C. Nallatamby, and R. Sommet. *to be published in App. Phys. Lett.*, 97, 2010.
- [120] J. Hayakawa, S. Ikeda, Y. L. Lee, R. Sasaki, T. Meguro, F. Matsuura, H. Takahashi, and H. Ohno. Current-Driven Magnetization Switching in CoFeB/MgO/CoFeB Magnetic Tunnel Junctions. *Jap. J. Appl. Phys.*, 44(41) :L1267–L1270, 2005.
- [121] B. Georges, J. Grollier, A. Fukushima, V. Cros, B. Marcilhac, D.-G. Cr  t  , H. Kubota, K. Yakushiji, J.-C. Mage, A. Fert, S. Yuasa, and K. Ando. Frequency

- Converter Based on Nanoscale MgO Magnetic Tunnel Junctions. *Appl. Phys. Expr.*, 2(12) :123003, 2009.
- [122] A. Helmer, S. Cornelissen, T. Devolder, J.-V. Kim, W. van Roy, L. Lagae, and C. Chappert. Quantized spin-wave modes in magnetic tunnel junction nanopillars. *Phys. Rev. B*, 81(9) :094416, 2010.
- [123] S. Cornelissen, L. Bianchini, A. Helmer, T. Devolder, Joo-Von Kim, M. Op de Beeck, W. Van Roy, L. Lagae, and C. Chappert. Effect of patterning on the saturation magnetization in MgO based nanopillars. *J. Appl. Phys.*, 105(7) :07B903, 2009.
- [124] J.C. Slonczewski. Overview of interlayer exchange. *J. Magn. Magn. Mater.*, 150 :13, 1995.
- [125] C. Tiusan, F. Greullet, M. Hehn, F. Montaigne, S. Andrieu, and A. Schuhl. Spin tunnelling phenomena in single-crystal magnetic tunnel junction systems. *J. Phys. : Condens. Matter*, 19 :165201, 2007.
- [126] H. Berg, G. Rupp, W. Schelter, and M. Vieth. *IEEE Trans. Mag.*, 32 :4624, 1996.
- [127] E. C. Stoner and E. P. Wohlfarth. A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys. *Philos. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A* 240, 599 (1948); reprinted in *IEEE Trans. Magn.* 27, 3475 (1991).
- [128] L. Néel. *Ann. Geophys.*, 5 :99, (1949).
- [129] E. Bonet, W. Wernsdorfer, B. Barbara, A. Benoît, D. Mailly, and A. Thiaville. Three-Dimensional Magnetization Reversal Measurements in Nanoparticles. *Phys. Rev. Lett.*, 83(20) :4188–4191, 1999.
- [130] R. I. Joseph and E. Schlömann. Demagnetizing field in nonellipsoidal bodies. *J. Appl. Phys.*, 36(5) :1579–1593, 1965.
- [131] A. Thiaville. Extensions of the geometric solution of the two dimensional coherent magnetization rotation model. *J. Magn. Magn. Mater.*, 182(1-2) :5–18, 1998.
- [132] Y. Henry, S. Mangin, J. Cuchiaro, J. A. Katine, and Eric E. Fullerton. Distortion of the stoner-wohlfarth astroid by a spin-polarized current. *Phys. Rev. B*, 79(21) :214422, 2009.

- [133] S. S. P. Parkin, C. Kaiser, A. Panchula, P. M. Rice, B. Hughes, M. Samant, and S. H. Yang. Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with MgO (100) tunnel barriers. *Nature Mat.*, 3(12) :862–867, 2004.
- [134] Z. M. Zeng, Y. Wang, X. F. Han, W. S. Zhan, and Z. Zhang. Bias voltage and temperature dependence of magneto-electric properties in double-barrier magnetic tunnel junction with amorphous Co-Fe-B electrodes. *Eur. Phys. J. B*, 52(2) :205–208, 2006.
- [135] X.F. Han, M Oogane, H. Kubota, Y. Ando, and T. Miyazaki. Fabrication of high-magnetoresistance tunnel junctions using CoFe ferromagnetic electrodes. *Appl. Phys. Lett.*, 77(2) :283–285, 2000.
- [136] S. Ikegawa, H. Aikawa, T. Ueda, M. Nagamine, N. Shimomura, M. Yoshikawa, K. Hosotani, and H. Yoda. Temperature dependence of tunnel resistance for CoFeB/MgO/CoFeB magnetoresistive tunneling junctions : The role of magnon. *J. Appl. Phys.*, 101(9), 2007. 10th Joint Magnetism and Magnetic Materials Conference/International Magnetism Conference, Baltimore, MD, 2007.
- [137] W. F. Brinkman, R. C. Dynes, and J. M. Rowell. *J. Appl. Phys.*, 41 :1915, 1970.
- [138] J. Thomas, R. Reiche, and H. Vinzelberg. Analytical investigations of tunnel magnetoresistance layers. *Analytical and Bioanalytical Chemistry*, 379 :576–581, 2004.
- [139] J. Z. Sun. Spin-current interaction with a monodomain magnetic body : A model study. *Phys. Rev. B*, 62(1) :570–578, 2000.
- [140] T. Devolder, Joo-Von Kim, C. Chappert, J. Hayakawa, K. Ito, H. Takahashi, S. Ikeda, and H. Ohno. Direct measurement of current-induced fieldlike torque in magnetic tunnel junctions. *J. Appl. Phys.*, 105(11), 2009.
- [141] S. Cornelissen, L. Bianchini, G. Hrkac, M. Op de Beeck, L. Lagae, Joo-Von Kim, T. Devolder, P. Crozat, C. Chappert, and T. Schrefl. Auto-oscillation threshold and line narrowing in MgO-based spin-torque oscillators. *Europhys. Lett.*, 87(5) :57001, 2009.
- [142] T. Devolder, L. Bianchini, Joo-Von Kim, P. Crozat, C. Chappert, S. Cornelissen, M. Op de Beeck, and L. Lagae. Auto-oscillation and narrow spectral lines in

- spin-torque oscillators based on MgO magnetic tunnel junctions. *J. Appl. Phys.*, 106(10) :103921, 2009.
- [143] S. Cornelissen, L. Bianchini, T. Devolder, Joo-Von Kim, W. Van Roy, L. Lagae, and C. Chappert. Free layer versus synthetic ferrimagnet layer auto-oscillations in nanopillars processed from MgO-based magnetic tunnel junctions. *Phys. Rev. B*, 81(14) :144408, 2010.
- [144] A. Konovalenko, E. Lindgren, S. S. Cherepov, V. Korenivski, and D. C. Worledge. Spin dynamics of two-coupled nanomagnets in spin-flop tunnel junctions. *Phys. Rev. B*, 80(14) :144425, 2009.
- [145] S. Petit, N. de Mestier, C. Baraduc, C. Thirion, Y. Liu, M. Li, P. Wang, and B. Dieny. Influence of spin-transfer torque on thermally activated ferromagnetic resonance excitations in magnetic tunnel junctions. *Phys. Rev. B*, 78(18) :184420, 2008.
- [146] C. et al. Bayer. *Spin-Wave Excitations in Finite Rectangular Elements in Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures III*. 2006.
- [147] A. Aharoni. Demagnetizing factors for rectangular ferromagnetic prisms. *J. Appl. Phys.*, 83(6) :3432–3434, 1998.
- [148] S. Yakata, H. Kubota, Y. Suzuki, K. Yakushiji, A. Fukushima, S. Yuasa, and K. Ando. Influence of perpendicular magnetic anisotropy on spin-transfer switching current in CoFeB/MgO/CoFeB magnetic tunnel junctions. *J. Appl. Phys.*, 105(7), 2009. 53rd Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials, Austin, TX, 2008.
- [149] M. Schafers, V. Drewello, G. Reiss, A. Thomas, K. Thiel, G. Eilers, M. Müntzenberg, H. Schuhmann, and M. Seibt. Electric breakdown in ultrathin mgo tunnel barrier junctions for spin-transfer torque switching. *Appl. Phys. Lett.*, 95(23) :232119, 2009.
- [150] P. K. Muduli, Ye. Pogoryelov, S. Bonetti, G. Consolo, Fred Mancoff, and Johan Akerman. Nonlinear frequency and amplitude modulation of a nanocontact-based spin-torque oscillator. *Phys. Rev. B*, 81(14) :140408, 2010.
- [151] H. Risken. *The Fokker Planck Equation : Methods of Solutions and Applications*. 1989.

- [152] M. Kac. *Integration in function spaces and some of its applications*. Lezioni Fermiane, Accademia Nazionale dei Lincei, Scuola Normale Superiore, Pisa, Italy, 1980.