

l'étude parois de domaines magnétiques

Ce chapitre sera consacré à la présentation de différentes notions essentielles à la compréhension des travaux réalisés durant cette thèse. Dans la section 1.1 nous ferons une liste des énergies présentes dans les matériaux ferromagnétiques. Ces énergies forment la base nécessaire à l'étude de l'aimantation dans la théorie du micromagnétisme. La section 1.2 mettra en exergue l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert, qui régit la dynamique de l'aimantation dans un cadre semi-classique. De la section 1.3 à la section 1.5, nous balayerons le large spectre lié à l'analyse des parois de domaines magnétiques. Nous partirons de la définition des parois pour arriver à l'étude de la dynamique de ces objets sous l'influence d'un champ magnétique ou d'un courant polarisé en spin. Nous aborderons le piégeage des parois de domaines dans la section 1.6 et l'influence de la température sur leur dynamique dans la section 1.7. Enfin, la dernière section mettra en avant un outil devenu essentiel dans l'étude des parois de domaines : les simulations micromagnétiques.

1.1 Les énergies micromagnétiques

La théorie du micromagnétisme est une théorie continue de l'aimantation ce qui implique que nous nous plaçons à une échelle plus large que la description atomistique du magnétisme. Ce cadre théorique amène à considérer l'aimantation comme un champ vectoriel continu \vec{M} où, en chaque point de l'espace, la norme du vecteur \vec{M} est égale à l'aimantation à saturation M_S . Puisque l'on s'intéresse aux variations de la direction de ces vecteurs dans un matériau ferromagnétique, nous utiliserons dans certains cas l'aimantation normalisée $\vec{m} = \frac{\vec{M}}{M_S}$.

Nous allons à présent définir les différentes énergies qui influencent la dynamique de l'aimantation. Les termes énergétiques présentés dans les sous sections suivantes correspondent aux énergies par unité de volume.

1.1.1 Énergie d'échange

L'énergie d'échange a une origine purement quantique [2]. Elle est issue des interactions coulombiennes entre différents électrons à l'échelle atomique. L'interaction d'échange entre des spins voisins \vec{S} , au sein d'un réseau cristallin, est décrite en mécanique quantique par

l'hamiltonien d'Heisenberg :

$$H_{ex} = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \vec{S}_i \vec{S}_j \quad (1.1)$$

où la somme porte sur l'ensemble des spins voisins et J est l'intégrale d'échange. Le signe de J définit la nature du couplage d'échange. Si $J > 0$ le couplage est ferromagnétique et l'énergie d'échange est minimisée lorsque les spins sont alignés de manière parallèle. *A contrario* si $J < 0$ le couplage est dit antiferromagnétique et l'état fondamental correspond à un alignement antiparallèle des spins. En outre, cette interaction est de courte portée.

Dans le cadre de la théorie du micromagnétisme, l'expression continue de l'énergie d'échange est obtenue par l'expansion en série de Taylor de l'équation 1.1, et est donnée par :

$$E_{ex} = A(\nabla \vec{M})^2 \quad (1.2)$$

où A , exprimée en J/m, est la raideur d'échange qui dépend de l'intégrale d'échange J et du réseau cristallin considéré.

1.1.2 Champ démagnétisant et énergie démagnétisante

L'aimantation peut produire son propre champ magnétique qui affectera l'énergie totale du système. Pour une aimantation donnée, ce champ magnétique peut être obtenu via les équations de Maxwell [3]. Dans ce cas, le champ magnétique \vec{H}_D est exprimé par le gradient du potentiel scalaire $\vec{H}_D = -\nabla \phi_M$, où $\phi_M(\vec{r})$ est défini à une position \vec{r} comme :

$$\phi_M(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \left[\int_V \frac{\rho_V(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3 r' + \int_S \frac{\sigma_S(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^2 r' \right] \quad (1.3)$$

avec la densité de charges magnétiques volumiques $\rho_V(\vec{r}) = -\nabla \cdot \vec{M}(\vec{r})$ et surfaciques $\sigma_S(\vec{r}) = \vec{M}(\vec{r}) \cdot \vec{n}(\vec{r})$ par analogie avec la loi de Coulomb. Ici \vec{n} est le vecteur normal à la surface dirigé vers l'extérieur. Les deux termes de l'équation 1.3 sont les sources de \vec{H}_D . Dans un matériau ferromagnétique homogène \vec{H}_D sera orienté anti-parallèlement à l'aimantation d'où l'appellation champ démagnétisant. Dans le cas d'un échantillon ellipsoïde uniformément aimanté le champ démagnétisant peut s'écrire :

$$\vec{H}_D = -\mathcal{N} \vec{M} \quad (1.4)$$

où \mathcal{N} est le tenseur démagnétisant. Dans le cas où les trois axes principaux d'un échantillon coïncident avec les axes x , y et z du système de coordonnées, \mathcal{N} peut être diagonalisé et \mathcal{N}_x , \mathcal{N}_y et \mathcal{N}_z sont appelés facteurs démagnétisants. La somme de ces facteurs est toujours égale à 1 et ils dépendent de la forme de l'échantillon considéré. Pour un aimant sphérique les facteurs démagnétisants sont égaux à 1/3 pour des raisons de symétrie. De la même façon, si on prend le cas d'un fil infini à section circulaire, le facteur démagnétisant dans la direction longitudinale sera égal à 0 tandis que dans les deux directions transversales les facteurs seront égaux à 1/2. Le champ démagnétisant dépend donc de la forme de l'échantillon, on parle ainsi d'anisotropie de forme. Nous constaterons par la suite qu'en absence d'anisotropie magnéto-cristalline, l'aimantation dans un nanofil planaire ou cylindrique est orientée suivant la longueur du nanofil.

La densité d'énergie démagnétisante qui découle de l'interaction entre \vec{H}_D et l'aimantation est donnée par :

$$E_D = -\frac{\mu_0}{2} \vec{H}_D \cdot \vec{M} \quad (1.5)$$

où μ_0 est la perméabilité du vide. Cette énergie est aussi appelée énergie dipolaire, car elle représente l'interaction classique entre dipôles. Dans la section 1.3 nous observerons que la formation des domaines magnétiques résulte de la minimisation de cette énergie via la fermeture des lignes de champ de \vec{H}_D , au prix d'une augmentation en énergie d'échange.

Une quantité importante qui émerge de la compétition entre l'énergie d'échange et l'énergie démagnétisante est la longueur d'échange l_{ex} , définie comme :

$$l_{ex} = \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_S^2}} \quad (1.6)$$

Cette longueur définit la distance où l'interaction d'échange domine sur l'interaction dipolaire qui est un couplage à longue portée. Quand la distance entre les moments magnétiques est plus courte que l_{ex} , l'orientation d'un moment varie peu de celle de ses voisins.

1.1.3 Énergie d'interaction avec un champ magnétique externe

Afin de manipuler l'aimantation d'un échantillon ferromagnétique, un champ magnétique externe peut être appliqué. Ce champ peut être traité comme spatialement uniforme si la taille de l'échantillon est relativement petite par rapport aux pôles de la source produisant ce champ externe. La densité d'énergie qui découle de l'interaction entre un champ magnétique externe \vec{H}_e et un moment magnétique est appelée énergie Zeeman et s'exprime de la manière suivante :

$$E_Z = -\mu_0 \vec{H}_e \cdot \vec{M} \quad (1.7)$$

Cette énergie est minimale lorsque les moments magnétiques sont alignés avec le champ externe.

1.1.4 Énergie d'anisotropie magnéto-cristalline

Nous avons constaté précédemment que la forme d'un échantillon influence la direction de l'aimantation via l'énergie dipolaire. Cependant, il existe dans certains matériaux une anisotropie dite magnéto-cristalline. Comme son nom l'indique elle dépend du réseau cristallin qui peut imposer une orientation préférentielle de l'aimantation via le couplage spin-orbite. Dans le cas le plus simple, cette anisotropie dirige les moments magnétiques suivant un seul axe. Elle est appelée anisotropie uniaxiale, et apparaît par exemple dans la structure cristalline hexagonale. La densité d'énergie pour l'anisotropie uniaxiale est donnée au premier ordre par :

$$E_{ua} = K_{ua}(1 - (\vec{m} \cdot \vec{c})^2) \quad (1.8)$$

Dans cette expression, K_{ua} est la constante d'anisotropie (exprimée en J/m^3). Elle peut être positive ou négative. Pour $K_{ua} > 0$, l'énergie est minimale lorsque l'aimantation est

alignée suivant l'axe d'anisotropie \vec{c} appelé axe de facile aimantation. Quand $K_{ua} < 0$ l'aimantation tend à s'aligner suivant l'axe perpendiculaire à \vec{c} dit axe de difficile aimantation.

Par ailleurs, il existe d'autres types d'anisotropie magnéto-cristalline dans des structures cristallines à plus faible degré de symétrie comme par exemple les réseaux cubiques. On parlera alors d'anisotropie cubique.

1.2 Dynamique de l'aimantation

Dans la section précédente, nous avons énoncé les différents termes énergétiques qui dictent l'état de l'aimantation dans un système ferromagnétique. La minimisation de l'énergie micromagnétique totale définit l'état d'équilibre du système dans le cas statique. Nous allons étudier à présent les équations qui décrivent la dynamique temporelle de l'aimantation.

1.2.1 Équation de Landau-Lifshitz

En 1935, Landau et Lifshitz ont proposé que l'évolution temporelle de l'aimantation pouvait être décrite en considérant l'effet d'un champ magnétique effectif sur l'aimantation [4]. Ce champ effectif dépend de la densité d'énergie totale micromagnétique et s'écrit :

$$\vec{H}_{eff} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\delta E_{tot}}{\delta \vec{M}} \quad (1.9)$$

Dans cette expression, le signe δ fait référence à la dérivée fonctionnelle et E_{tot} est la densité d'énergie totale. Elle correspond à la somme des densités d'énergie étudiées précédemment :

$$E_{tot} = E_{ex} + E_Z + E_D + E_{ua} + \dots \quad (1.10)$$

La section précédente n'étant pas une liste exhaustive des énergies micromagnétiques, d'autres termes énergétiques peuvent être ajoutés tels que l'énergie magnéto-élastique ou encore l'énergie d'échange asymétrique Dzyaloshinskii-Moriya. De plus, E_{anis} correspond à l'énergie d'anisotropie magnéto-cristalline de manière générale et inclut les différents types d'anisotropie (uniaxiale, cubique..).

En absence de dissipation, l'aimantation adopte un mouvement de précession autour du champ effectif et d'après le théorème du moment cinétique on obtient :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma_0 \vec{H}_{eff} \times \vec{M} \quad (1.11)$$

où $\gamma_0 = \mu_0 \gamma$ ($\gamma_0 > 0$) avec $\gamma = \frac{ge}{2m_e}$ le rapport gyromagnétique qui dépend du facteur de Landé g , de la charge et de la masse de l'électron e et m_e respectivement. Sans mécanisme dissipatif, la conservation de l'énergie implique un mouvement de précession permanent comme on peut le voir sur la figure 1.1(a). En réalité, l'énergie est dissipée au cours du temps. Cette dissipation fut introduite dans un premier temps par Landau et Lifshitz qui supposaient que la perte d'énergie était due à une interaction relativiste entre un

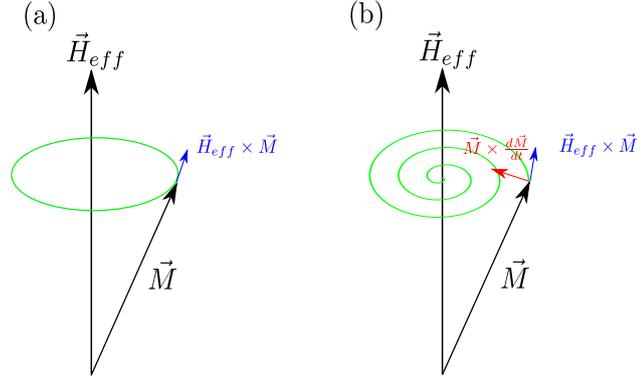


FIGURE 1.1 – (a) Mouvement de précession d'un moment magnétique autour du champ effectif en absence de dissipation. (b) Mouvement en spirale décrit par un moment magnétique lorsque le terme dissipatif introduit par Gilbert est pris en compte.

moment magnétique et le cristal. L'ajout d'un couple phénoménologique à l'équation Eq.1.11 amène à l'équation de Landau-Lifshitz (en utilisant l'aimantation normalisée \vec{m}) :

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = \gamma_0^{LL} \vec{H}_{eff} \times \vec{m} - \lambda \vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{H}_{eff}) \quad (1.12)$$

1.2.2 Équation de Landau-Lifshitz-Gilbert

En 1955, Gilbert utilise une approche différente pour décrire l'amortissement via la mécanique lagrangienne [5]. Physiquement plus intuitif, il suppose que l'amortissement est proportionnel à la dérivée temporelle de l'aimantation, avec α la constante de proportionnalité connue sous le nom de "constante d'amortissement de Gilbert". En utilisant cette approche, il réécrit l'équation 1.12 de la manière suivante :

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = \gamma_0 \vec{H}_{eff} \times \vec{m} + \alpha \vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt} \quad (1.13)$$

La dynamique dissipative de l'aimantation autour d'un champ effectif statique est schématisée sur la figure 1.1(b). Les deux termes de l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert (Eq. 1.13) y sont représentés. Le moment magnétique décrit une spirale autour du champ effectif pour *in fine* être aligné avec celui-ci.

Bien que 1.12 et 1.13 paraissent différentes, elles peuvent facilement être transposables en substituant λ et γ_0^{LL} dans l'équation de Landau-Lifshitz par $\frac{\gamma_0 \alpha}{1+\alpha^2}$ et $\frac{\gamma_0}{1+\alpha^2}$ respectivement.

1.2.3 Couple de transfert de spin

Hormis un champ magnétique, il y a une autre possibilité pour influencer l'aimantation dans un système ferromagnétique. L'application d'un courant polarisé en spin induit une interaction d'échange entre les électrons de conduction et les électrons localisés responsables du magnétisme dans les métaux de transition. Cette interaction donne lieu à un couple de transfert de spin à l'endroit où l'aimantation varie spatialement au sein d'un

matériau. Il existe à ce jour deux mécanismes qui expliquent l'interaction entre un courant polarisé en spin et l'aimantation locale. Le premier, proposé à l'origine par Slonczewski [6] dans les systèmes magnétiques multicouches, correspond au transfert de moment angulaire entre les électrons de conduction et les électrons localisés. Dans ce cas, lorsque les électrons de conduction se déplacent à travers un gradient d'aimantation, ils ajustent adiabatiquement l'orientation de leur spin avec la direction des moments magnétiques locaux en transférant leur moment angulaire. La forme de ce couple adiabatique de transfert de spin est défini [7] comme :

$$\vec{\Gamma}_a = u(\vec{j} \cdot \nabla)\vec{m} \quad (1.14)$$

où \vec{j} est le vecteur unitaire représentant la direction du courant et $u = \frac{\mu_B j_e P}{eM_S}$ est la magnitude de ce couple. Dans l'expression de u , μ_B est le magnéton de Bohr, j_e correspond à la densité de courant appliquée et P la polarisation en spin. De plus, u est homogène à une vitesse.

Le second mécanisme a pour origine le désalignement entre les moments cinétiques de spins des électrons de conduction et ceux des moments localisés [7]. Quand l'orientation du spin d'un électron de conduction ne suit pas la direction du spin d'un moment localisé, l'électron peut être réfléchi. Ce mécanisme induit un transfert de quantité de mouvement entre les électrons de différentes natures et conduit à un couple généralement appelé couple non-adiabatique de transfert de spin. Il a le même effet qu'un champ magnétique, et il est défini comme [7] :

$$\vec{\Gamma}_{na} = -\beta u \vec{m} \times (\vec{j} \cdot \nabla)\vec{m} \quad (1.15)$$

avec β le facteur non-adiabatique. La valeur de β est encore en débat [8], bien que β et α soient du même ordre de grandeur. Nous détaillerons ses effets sur le mouvement des parois de domaines dans la section 1.5.

Ces deux termes peuvent être introduits dans l'équation de LLG (Landau-Lifshitz-Gilbert) afin d'obtenir une expression permettant de décrire les effets d'un champ magnétique externe et d'un courant polarisé en spin sur la dynamique de l'aimantation. On obtient donc :

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = \gamma_0 \vec{H}_{eff} \times \vec{m} + \alpha \vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt} + u(\vec{j} \cdot \nabla)\vec{m} - \beta u \vec{m} \times (\vec{j} \cdot \nabla)\vec{m} \quad (1.16)$$

Cette équation constitue notre base théorique pour étudier le mouvement des parois de domaines magnétiques. La dynamique des parois sera abordée plus précisément à partir de la section 1.4.

Récemment, il a été montré que le moment angulaire des électrons de conduction peut être transféré, via l'interaction spin-orbite, aux électrons responsables du magnétisme. Les couples qui en résultent sont nommés couples spin-orbite (couple Rashba, couple Spin-Hall). Ces effets peuvent augmenter de manière significatives la vitesse des parois de domaines, ce comportement a été observé dans des systèmes multi-couches, où une couche mince ferromagnétique à anisotropie perpendiculaire est située entre deux couches non magnétiques [9]. L'apparition de ces effets nécessite, d'une part, une asymétrie d'inversion structurale du système considéré, et d'autre part, les matériaux non magnétiques doivent avoir un fort couplage spin-orbite (métaux lourds). Cependant, dans cette thèse, nous n'avons pas pris en compte ces effets.

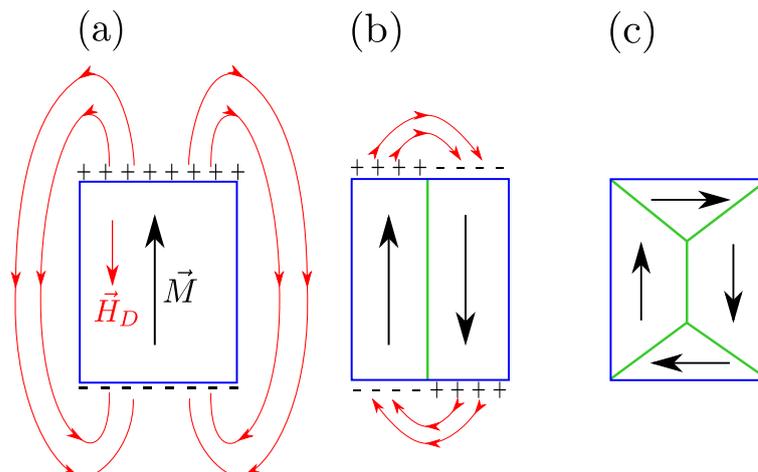


FIGURE 1.2 – (a) État d’aimantation homogène non favorable car trop coûteux en énergie démagnétisante. (b) Minimisation de l’énergie démagnétisante via la fermeture partielle des lignes de champ de \vec{H}_D et la formation de domaines magnétiques. (c) Compromis favorable entre énergie d’échange et dipolaire par la fermeture complète des lignes de champ et une structuration en domaines magnétiques.

1.3 Parois de domaines magnétiques

Nous allons à présent décrire les domaines magnétiques et les parois de domaines, en particulier dans les nanofils ferromagnétiques.

1.3.1 Domaines magnétiques

Les domaines magnétiques sont des régions dans un matériau ferromagnétique où les moments magnétiques sont alignés les uns envers les autres et pointent dans la même direction. Avant le XXème siècle, nous ne pouvions pas expliquer le fait qu’un matériau ferromagnétique n’agisse pas comme un aimant alors que nous savions que les moments magnétiques devaient s’aligner entre eux dans un tel matériau. En 1907, Weiss [10] résolvait ce paradoxe en postulant que l’aimantation pouvait pointer dans des directions opposées dans des régions différentes d’un matériau. En outre, il soumet l’hypothèse que dans chaque région l’aimantation est uniforme. Les hypothèses de Weiss furent prouvées en 1931 lorsque Bitter [11] visualisa la structure en domaines dans des particules de Fe_2O_3 . En 1935, Landau et Lifshitz décrivent un modèle sur la formation des domaines par minimisation de l’énergie dipolaire [4]. La figure 1.2 schématise cette idée. Dans la figure 1.2(a), la configuration uniforme de l’aimantation conduit à un champ démagnétisant très large et trop coûteux en énergie dipolaire. La figure 1.2(b) montre la formation de deux domaines magnétiques. Cet état d’aimantation divise approximativement l’énergie dipolaire en deux, par la fermeture partielle des lignes de champ, au prix d’une augmentation en énergie d’échange à la frontière entre les domaines. Enfin, on peut observer sur la figure 1.2(c) une configuration d’aimantation favorable énergétiquement via la fermeture complète des lignes de champ de \vec{H}_D . Une telle configuration magnétique est appelée magnétisation à flux fermé ou état de Landau.

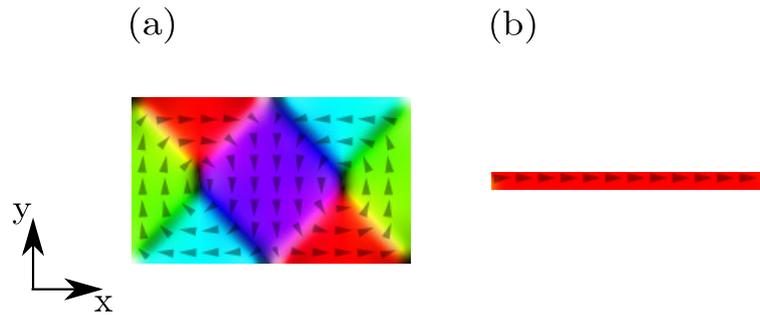


FIGURE 1.3 – (a) État d'équilibre énergétique obtenu par la formation de domaines pour une nanostructure rectangulaire en permalloy de dimension $1000 \times 600 \times 100 \text{ nm}^3$. (b) Aimantation uniforme dans le cas où les dimensions sont réduites à $1000 \times 60 \times 5 \text{ nm}^3$. Les flèches et les couleurs représentent la direction de l'aimantation dans les structures simulées avec MuMax3 [13].

Comme nous l'avons constaté, la formation des domaines magnétiques favorise la minimisation de l'énergie du champ démagnétisant. Cependant, à la frontière entre les domaines, l'énergie d'échange augmente. Ces frontières, appelées parois de domaines, correspondent à des régions où l'orientation des moments magnétiques varie graduellement pour assurer la transition d'un domaine à un autre. Contrairement à l'énergie du champ démagnétisant qui prend de l'ampleur avec le volume, l'énergie de parois augmente avec la surface. Ceci implique que pour des tailles d'échantillons plus grandes qu'une taille critique, qui dépend du matériau, l'énergie dipolaire est dominante, ce qui entraîne la formation de domaines (Fig. 1.3(a)). Les parois de domaines deviennent énergétiquement plus coûteuses pour des échantillons aux proportions inférieures à la dimension critique [12]. En deçà de cette taille critique, l'aimantation est uniforme dans le matériau (Fig. 1.3(b)) .

Dans le cadre de cette thèse, nous avons concentré notre attention sur des systèmes ferromagnétiques de taille suffisamment réduite pour que l'état monodomaine soit l'état fondamental. Ainsi dans des nanofils planaires ou cylindriques dont les dimensions sont semblables à celles du système représenté sur la figure 1.3(b), la présence de parois de domaines correspond à un état métastable.

1.3.2 Les parois de domaines dans les nanofils planaires

Cette thèse met en avant l'étude de la dynamique des parois de domaines magnétiques dans les nanofils planaires et cylindriques à motifs. On va étudier en particulier, les matériaux ferromagnétiques doux, c'est-à-dire où l'anisotropie magnéto-cristalline est faible. Il est donc nécessaire de définir les configurations magnétiques des parois de domaines dans de tels systèmes. Dans cette sous-section nous allons traiter le cas des nanofils planaires (ou nanopistes). Les nanopistes sont des structures magnétiques dont la longueur est très supérieure à la largeur, qui elle-même est très supérieure à l'épaisseur. Un exemple typique de nanopiste contenant une paroi de domaine est représenté sur la figure 1.4.

Les multiples configurations magnétiques des parois de domaines qui peuvent exister dans les nanopistes magnétiques ont été étudiées par Nakatani *et al.* [14]. Le type de parois

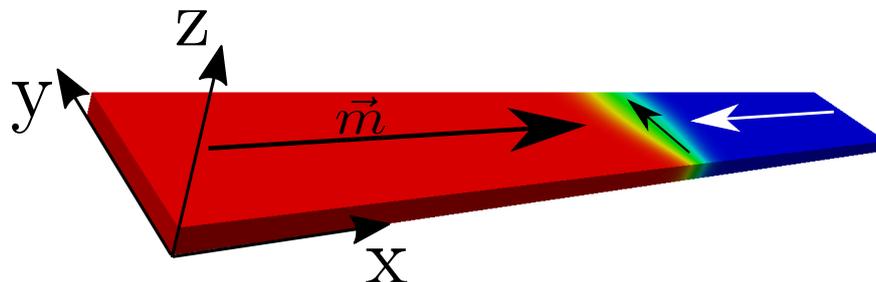


FIGURE 1.4 – Nanopiste de dimension $500 \times 60 \times 10 \text{ nm}^3$ contenant une paroi de domaines. Les axes correspondent à ceux utilisés durant cette thèse.

dépend de la largeur et de l'épaisseur du nanofil planaire comme on peut le constater sur la figure 1.5(a). On distingue trois configurations de parois, les parois transverses symétriques (Fig. 1.5(b)), transverses asymétriques (Fig. 1.5(c)) et vortex (Fig 1.5(d)). Dans le cas des parois transverses, l'aimantation tourne graduellement dans le plan du nanofil (paroi de Néel) sur un angle de 180° afin d'établir la transition entre les deux domaines magnétiques. Les parois en vortex quant à elles, se distinguent par une rotation circulaire des moments magnétiques autour d'un axe perpendiculaire au plan du nanofil. Au centre du vortex les moments magnétiques sont orientés suivant cet axe. Cependant, nous allons nous focaliser sur les parois transverses symétriques car elles ont été notre principal objet d'étude.

Parmi les parois de domaines transverses symétriques on différencie quatre configurations magnétiques. La figure 1.6 met en exergue ces configurations. Les parois *head-to-head* sont représentées en (a) et (b), tandis que les parois *tail-to-tail* correspondent aux images (c) et (d). Ces noms indiquent si l'aimantation des domaines adjacente à la paroi converge ou diverge vers elle respectivement. On rajoute à ces deux configurations le sens des moments magnétiques dans la paroi qui peuvent pointer vers le haut ou vers le bas. Selon le type (*head-to-head* ou *tail-to-tail*), l'orientation de l'aimantation dans la paroi définira de quel côté se trouve le gradient de moments magnétiques le plus important. Par exemple, sur la figure 1.6(a) la partie la moins large de la paroi se trouve vers le bas. C'est à ces endroits, que le champ de fuite de la paroi sera plus intense puisqu'il dépend du gradient de l'aimantation, ce qui déterminera le processus de dépiégeage. Nous constaterons par la suite que, dans des systèmes à plusieurs parois, la direction des moments au sein des parois définit la nature attractive ou répulsive de l'interaction entre parois de domaines.

Il est à noter que lorsque ces parois sont piégées et soumises à des forces extérieures (champ magnétique externe ou courant polarisé en spin), elles perdent leur caractère symétrique. En effet, ce sont des objets élastiques et donc susceptibles d'être déformés.

Enfin, la compétition entre l'échange d'un côté et de l'autre les anisotropies magnéto-

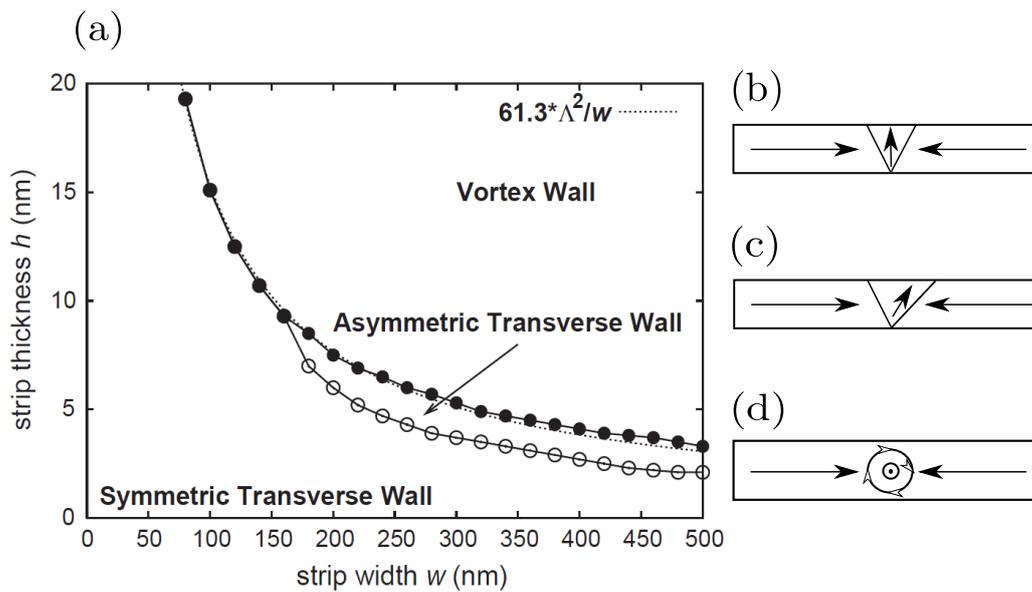


FIGURE 1.5 – (a) Diagramme de phase des types de parois qui existent dans les nanofils planaires en permalloy en fonction de la largeur et de l'épaisseur. Image prise de Y. Nakatani *et al.*. J. Magn. Magn. Mater. **290** 750-753 (2005). Représentations schématiques des parois de domaines transverses symétriques (b), transverses asymétriques (c) et vortex (d).

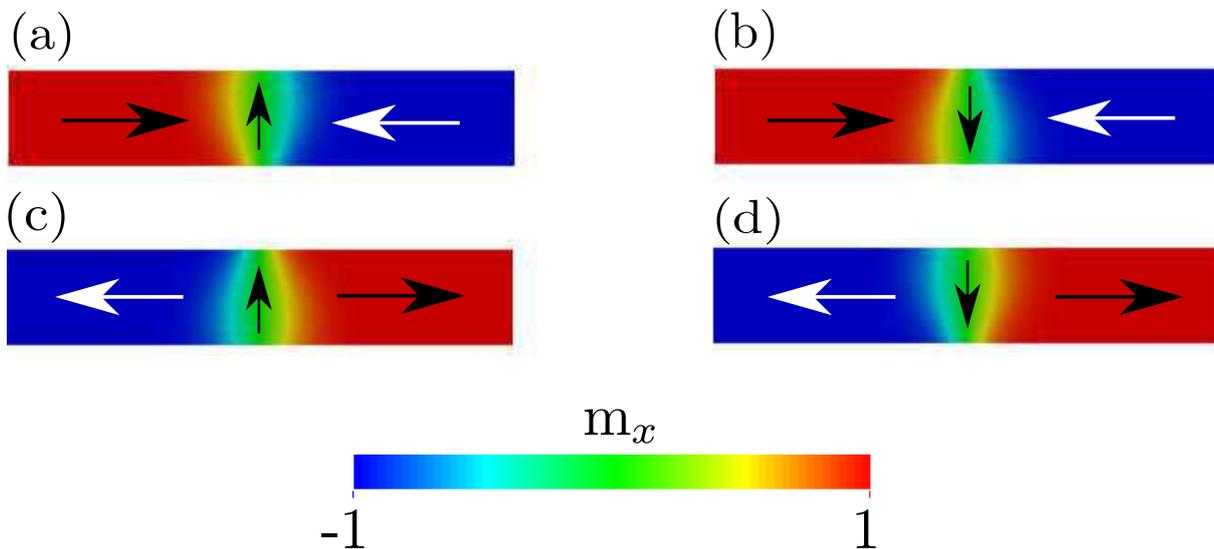


FIGURE 1.6 – Configuration magnétique des parois de domaines transverses symétriques. Paroi de domaine *head-to-head* orientée vers le haut (a) et orientée vers le bas (b). Configuration *tail-to-tail* avec aimantation dans la paroi dirigée vers le haut (c) et vers le bas (d).

crystallines et de forme, regroupées sous une constante d'anisotropie effective K_{eff} , donne lieu à la longueur appelée paramètre de Bloch, souvent dénommée largeur de paroi :

$$\Delta = \sqrt{\frac{A}{K_{eff}}} \quad (1.17)$$

1.3.3 Les parois de domaines dans les nanofils cylindriques

Les parois de domaines dans les nanofils cylindriques présentent des aspects similaires au cas des nanofils planaires. On retrouve la configuration transverse symétrique et en vortex des parois de domaines dans de telles structures. La fabrication de matrice de nanofils cylindriques et l'étude de leurs propriétés magnétiques ont été réalisées au début des années 2000 [15,16]. En parallèle, l'étude du renversement de l'aimantation dans des nano-structures cylindriques en nickel fut abordée numériquement [17–19]. Il a été montré que le renversement se fait par la nucléation et le déplacement d'une paroi de domaine le long du nanofil avec la particularité que la paroi adopte un mouvement de précession continue lors de son déplacement. Cependant nous étudierons plus en détail la dynamique des parois dans la section suivante.

La différence entre les nanofils planaires et cylindriques est le degré de symétrie supplémentaire de la section droite circulaire qui permet à l'aimantation de tourner plus librement dans la structure cylindrique. On peut parler dans les cylindres de parois de domaines à 3 dimensions tandis que dans le cas planaire, la transition d'un domaine à un autre se fait surtout à 2 dimensions [20]. Cependant, comme pour le cas des nanofils planaires, le type de parois va dépendre des dimensions de l'échantillon et plus particulièrement de son diamètre. La figure 1.7 montre sous différents angles une paroi de domaine transversale. On remarque le caractère tri-dimensionnel de la paroi dans les coupes représentées figures 1.7(b) et 1.7(c). En effet, on observe une rotation des moments magnétiques dans la direction longitudinale (x, z) ainsi qu'une réorientation en éventail à l'intérieur de la paroi dans le plan (y, z) .

Par analogie avec les nanofils planaires, lorsque le diamètre du cylindre augmente, la paroi de type vortex correspond à l'état d'équilibre énergétique. La figure 1.8 met en évidence une telle structure magnétique. On observe que les moments magnétiques effectuent une rotation autour de l'axe longitudinal (axe x). Dans les cas représentés sur la figure 1.8(b) et 1.8 (c), qui correspondent à des coupes à l'intérieur de la paroi, on peut constater une singularité magnétique appelée point de Bloch ou singularité de Feldtkeller [21]. Un point de Bloch est un point où la direction de l'aimantation n'est pas définie. Autrement dit, toutes les orientations possibles de l'aimantation y sont présentes et forment une singularité. Dans un renversement de l'aimantation via une paroi en vortex, il est possible d'obtenir une telle singularité au centre du vortex. Cependant dans le cadre du chapitre 2 portant sur les interactions entre parois de domaines, nous avons traité uniquement le cas des parois transverses dans les nanofils cylindriques.

Nous venons de décrire les parois de domaines dans les nanofils planaires et cylindriques. Nous allons à présent exposer les bases de la dynamiques des parois de domaines sous l'influence d'un champ magnétique externe et mettre en évidence les différences de comportements entre le cas planaire et cylindrique.

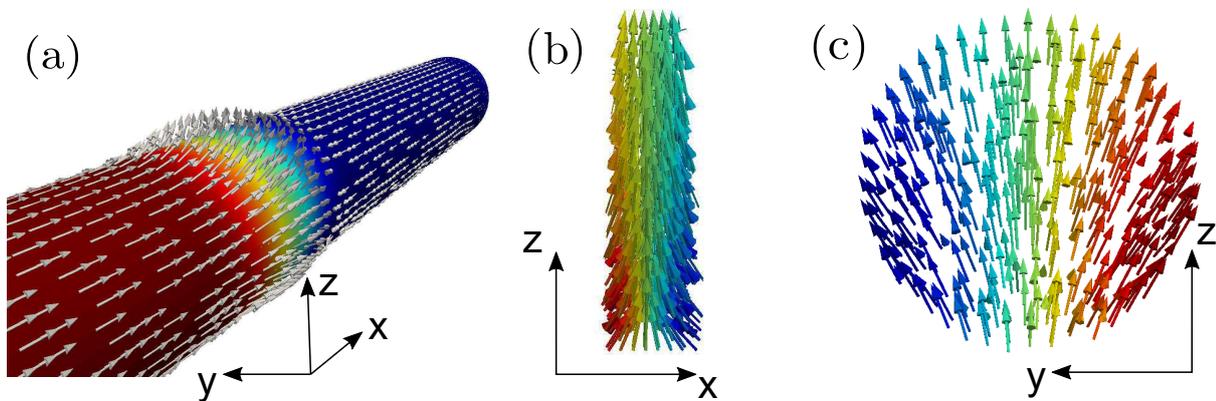


FIGURE 1.7 – (a) Paroi de domaine transverse symétrique dans un cylindre de nickel de 600nm de longueur et 60nm de diamètre. (b) Coupe longitudinale au centre de la paroi ; les couleurs représentent la composante m_x . (c) Coupe transversale mettant en avant la répartition des moments magnétiques à l'intérieur de la paroi, ici les couleurs indiquent les variations de m_y

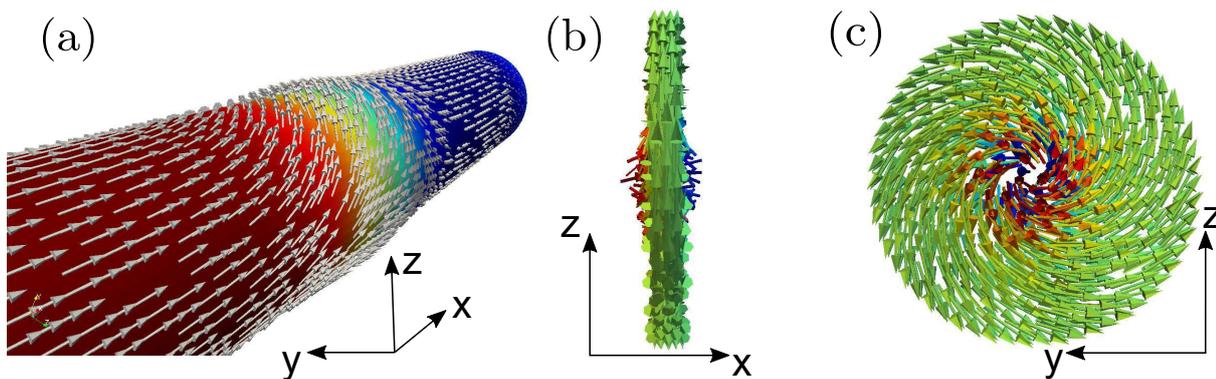


FIGURE 1.8 – (a) Paroi de domaine en vortex dans un cylindre de nickel de 600nm de longueur et 80nm de diamètre. (b) Coupe longitudinale au centre de la paroi ; les couleurs représentent la composante m_x . (c) Coupe transversale mettant en avant la répartition des moments magnétiques à l'intérieur de la paroi, ici les couleurs indiquent les variations de m_x

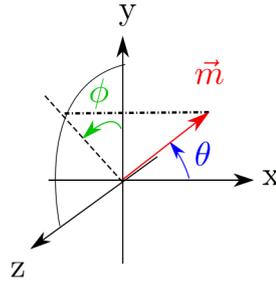


FIGURE 1.9 – Système de coordonnées utilisé pour l'étude des nanofils planaires et cylindriques où l'axe de facile aimantation coïncide avec l'axe longitudinal x de la structure en absence d'anisotropie magnéto-cristalline.

1.4 Dynamique des parois de domaines sous champ magnétique externe

Dans la section 1.2, nous avons défini l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) qui décrit la dynamique de l'aimantation autour d'un champ effectif dépendant des énergies micromagnétiques du système considéré. Dans le cadre de cette thèse, nous avons comparé les résultats obtenus par les simulations micromagnétiques (décrites dans la section 1.8) avec le modèle unidimensionnel décrivant le mouvement des parois de domaines.

1.4.1 Modèle analytique unidimensionnel

La description du mouvement des parois de domaines nous fait revenir plusieurs décennies en arrière avec les contributions significatives de Döring, Walker, Thiele et Slonczewski [22–25]. Puisque les équations du mouvement de la paroi sont indépendantes du système de coordonnées choisi, par simplicité mathématique, le système de coordonnées sphérique est utilisé là où l'axe polaire coïncide avec l'axe de facile aimantation. La figure 1.9 montre le système de coordonnées utilisé pendant cette thèse. Selon la forme des nanofils étudiés, l'axe de facile aimantation est situé le long de l'axe x du nanofils et l'angle polaire θ est défini par rapport à la direction x . Ainsi dans la base sphérique, l'aimantation normalisée $\vec{m}=(m_x, m_y, m_z)$ s'écrit $\vec{m}=(\cos \theta, \sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi)$ avec ϕ l'angle azimutal défini dans le plan (y, z) . Nous avons utilisé la formulation Lagrangienne détaillée par Thiaville *et al.* [26] pour obtenir les équations du modèle 1D dérivées de l'équation LLG. Dans cette formulation, le lagrangien L est défini dans la base sphérique comme :

$$L = E_{tot} + \frac{\mu_0 M_S}{\gamma_0} \dot{\phi} \cos \theta \quad (1.18)$$

et la fonction de dissipation de Rayleigh F est aussi donnée tel que :

$$F = \frac{\alpha \mu_0 M_S}{2\gamma_0} (\dot{\theta}^2 + \sin^2 \theta \dot{\phi}^2) \quad (1.19)$$

L'équation LLG est donc équivalente à :

$$\frac{\delta L}{\delta Q} - \frac{d}{dt} \left(\frac{\delta L}{\delta \dot{Q}} \right) + \frac{\partial F}{\partial \dot{Q}} = 0 \quad (1.20)$$

avec Q étant soit θ , soit ϕ . Notons que $\dot{\theta}$ correspond à la dérivée par rapport au temps de θ et sera utilisé par la suite pour les autres variables. Si maintenant nous réduisons l'aimantation à une classe particulière de structures (e.g. une paroi de domaine), l'équation 1.20 nous permet de trouver la dynamique des coordonnées généralisées et des paramètres associés à cette classe. Afin d'obtenir les équations qui décrivent le mouvement d'une paroi de domaine, il est nécessaire de définir le profil d'équilibre unidimensionnel d'une paroi dans la direction de facile aimantation. Un tel profil est donné par :

$$\theta(x, t) = 2 \arctan \exp \left(\frac{x - X(t)}{\Delta(t)} \right) \quad (1.21)$$

Ici, $X(t)$ et $\Delta(t)$ correspondent à la position du centre et la largeur de la paroi de domaine respectivement. Dans le cas où la direction de l'aimantation est dans le plan du nanofil, ce profil décrit une paroi de type *head-to-head*, et en ajoutant π dans le membre de droite de l'équation 1.21 on obtient le profil pour une configuration *tail-to-tail* de la paroi. En insérant $\theta(x, t)$ dans les équations 1.18 et 1.19, et en supposant que $\phi(x, t) = \phi(t)$, on obtient, en intégrant suivant x , le système d'équations couplées qui décrivent le mouvement d'une paroi de domaine. Ici pour un nano-système où l'aimantation est dans le plan et en présence d'un champ magnétique externe, on a :

$$\alpha \frac{\dot{X}}{\Delta} \pm \dot{\phi} = \pm \gamma_0 H_e \quad (1.22)$$

$$\pm \frac{\dot{X}}{\Delta} - \alpha \dot{\phi} = \frac{\gamma_0 H_K}{2} \sin 2\phi \quad (1.23)$$

$$\dot{\Delta} = \frac{12\gamma_0}{\alpha\mu_0 M_S \pi^2} \left[\frac{A}{\Delta} - K\Delta \right] \quad (1.24)$$

où \pm fait référence à une configuration *head-to-head* ou *tail-to-tail* et H_e est l'amplitude du champ magnétique externe appliqué suivant l'axe de facile aimantation. $K = K_{\parallel} + K_{\perp} \cos^2 \phi$ correspond à la constante d'anisotropie de forme et comprenant un terme longitudinal (\parallel) et un terme transverse (\perp). Par ailleurs, cette anisotropie nous permet de définir le champ d'anisotropie $H_K = \frac{2K_{\perp}}{\mu_0 M_S}$.

Les équations 1.22 et 1.23 sont similaires à l'équation LLG et l'équation 1.24 décrit les variations de la largeur de paroi. Enfin, on peut réécrire les deux premières équations en isolant \dot{X} et $\dot{\phi}$; on obtient alors pour la configuration *head-to-head* :

$$(1 + \alpha^2) \frac{\dot{X}}{\Delta} = \alpha \gamma_0 H_e + \frac{\gamma_0 H_K}{2} \sin 2\phi \quad (1.25)$$

$$(1 + \alpha^2) \dot{\phi} = \gamma_0 H_e - \frac{\alpha \gamma_0 H_K}{2} \sin 2\phi \quad (1.26)$$

Ces équations permettent de suivre l'évolution temporelle d'une paroi de domaine considérée comme une particule de largeur Δ , possédant un moment magnétique, et se déplaçant suivant un axe. D'où le caractère unidimensionnel du modèle mathématique.

1.4.2 Dynamique des parois transverses dans un nanofil planaire

Depuis les équations 1.22 et 1.23 deux régimes dynamiques peuvent être identifiés pour un champ magnétique constant. Le premier régime apparaît quand $\dot{\phi}=0$. Dans ce cas l'équation 1.22 donne directement l'expression de la vitesse d'une paroi de domaine en configuration *head-to-head* :

$$\dot{X}_{st} = \frac{\gamma_0 \Delta H_e}{\alpha} \quad (1.27)$$

qui montre que la vitesse croît linéairement avec le champ magnétique externe. On peut alors définir la mobilité de la paroi dans le régime stationnaire comme :

$$\mu_{st} = \frac{d\dot{X}}{dH_e} = \frac{\gamma_0 \Delta}{\alpha} \quad (1.28)$$

Dans ce régime, l'application d'un champ externe induit une précession de l'aimantation autour de ce champ, immédiatement compensée par le champ démagnétisant qui arrête la précession à un angle stationnaire. La rotation de l'aimantation autour du champ démagnétisant propage la paroi à une vitesse inversement proportionnelle à α . Cependant, il existe un seuil au-delà duquel on sort de ce régime de propagation linéaire. Pour des champs externes de plus forte amplitude, le champ d'anisotropie n'est plus suffisant pour stopper la précession autour de l'axe de propagation et c'est alors l'amortissement (proportionnel à α) qui dicte la propagation de la paroi. Ce champ magnétique seuil appelé champ de Walker [27] peut être déterminé à partir de l'équation 1.23. En effet, lorsque $\dot{\phi}=0$, on a :

$$\sin 2\phi = \frac{2H_e}{\alpha H_K} \quad (1.29)$$

ce qui impose une condition sur H_e telle que $H_e \leq \alpha H_K / 2 = H_W$ avec H_W le champ de Walker. Passé ce seuil, la condition de stabilité $\dot{\phi}$ n'est plus valable et la paroi entre dans un régime de déformation structurale. L'aimantation au sein de la paroi effectue des cycles de retournement via la nucléation et le déplacement d'un anti-vortex. On se trouve alors dans un régime de propagation oscillatoire où la vitesse moyenne s'exprime comme [28] :

$$\langle \dot{X} \rangle = \frac{\gamma_0 \Delta H_e}{\alpha} - \frac{\gamma_0 \Delta \sqrt{4H_e^2 - (\alpha H_K)^2}}{2\alpha(1 + \alpha^2)} \quad (1.30)$$

La figure 1.10 met en évidence les deux régimes de propagation d'une paroi de domaine. La figure 1.11 illustre le changement structural de la paroi de domaine obtenue à $H_e=100$ Oe $> H_W$ dans un nanofil en nickel de longueur $L_x=10 \mu\text{m}$ et de section rectangulaire $60 \times 5 \text{ nm}^2$ simulé micromagnétiquement. On observe sur la figure 1.11(a) le retournement de l'aimantation dans la paroi via la nucléation d'un anti-vortex à l'endroit où le gradient des moments magnétiques est le plus important. Le déplacement de cet anti-vortex induit un changement de configuration magnétique de la paroi de domaine. La paroi passe d'une configuration transverse pointant vers le haut à une configuration pointant vers le bas. La paroi effectue des cycles périodiques de transformation structurale aussi longtemps que le champ est appliqué. Enfin, la figure 1.11(b) représente le coeur de l'anti-vortex en composante m_z au cours de sa nucléation et de son déplacement. Lors de ces transformations, la paroi s'arrête et effectue un retour en arrière, ce qui induit la chute de la vitesse

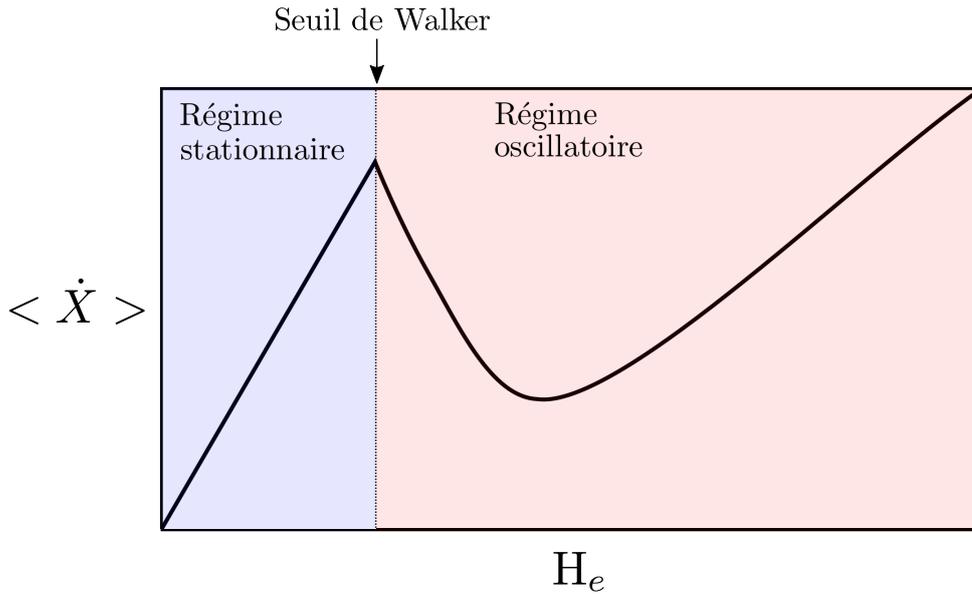


FIGURE 1.10 – Représentation schématique de la variation de la vitesse moyenne en fonction du champ magnétique appliqué.

moyenne. Cependant, lorsque le champ est suffisamment important, la vitesse moyenne croît de nouveau malgré les transformations périodiques de la paroi.

Les régimes de propagations précédemment décrits ont été observés expérimentalement ainsi que le changement structural de la paroi dans des nanofils planaires en permalloy [29–31] et dans des nano-systèmes planaires à forme circulaire [32]. Bien que la même tendance soit observée à la fois expérimentalement et théoriquement, la vitesse et le champ sont significativement différents entre les deux [33]. En réalité, la transformation cyclique de la paroi ne peut pas être bien décrite par le modèle unidimensionnel.

1.4.3 Dynamique des parois transverses dans un nanofil cylindrique

Dans les nanofils cylindriques, nous avons constaté qu'il existe des parois de domaines similaires aux parois transverses rencontrées dans les nanofils planaires (Figure 1.7). Ces parois sont aussi appelées transverses puisque la composante principale de la paroi est perpendiculaire à l'axe du nanofil. Le modèle 1D précédemment décrit (1.25,1.26) permet une description qualitative et même quantitative du comportement de la paroi transverse [26,34], d'autant meilleure que le diamètre du nanofil est faible et donc une structure interne homogène.

Contrairement aux nanofils planaires où les variations de l'angle ϕ sont régies par les effets du champ d'anisotropie de forme, la section circulaire d'un nanofil cylindrique permet à l'aimantation dans la paroi de tourner librement. Ainsi, en absence d'anisotropie transverse ($K_{\perp} = 0$), l'équation 1.24 montre que la paroi dans le modèle 1D est complètement rigide puisque sa largeur ne varie pas en fonction de ϕ ($\Delta = \Delta_0 = cste$). De plus, l'absence d'anisotropie transverse amène à une simplification des équations 1.25 et 1.26

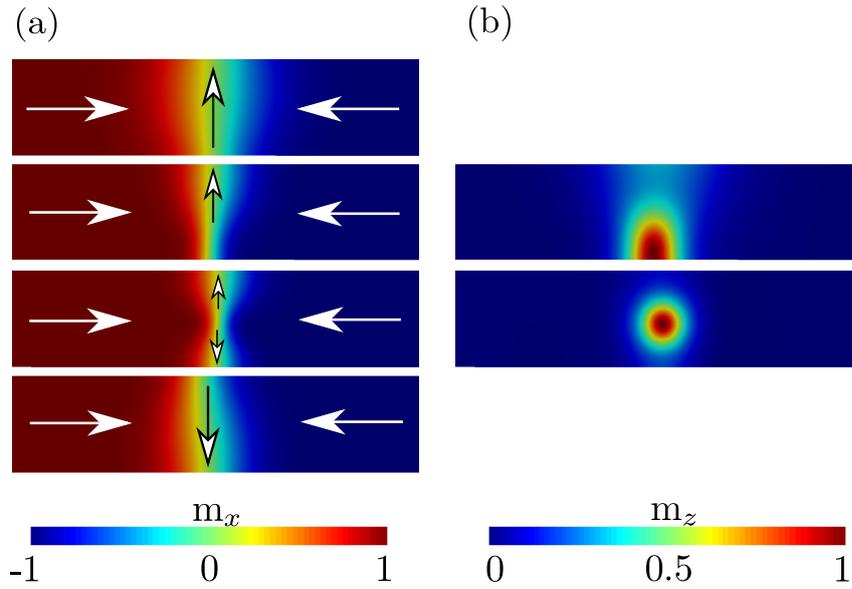


FIGURE 1.11 – (a) Retournement progressif de l'aimantation dans la paroi de domaine via la nucléation et le déplacement d'un antivortex. (b) Clichés de la composante m_z correspondant à la formation et au déplacement de l'anti-vortex.

et les vitesses de propagation et angulaire s'expriment indépendamment :

$$(1 + \alpha^2) \frac{\dot{X}}{\Delta_0} = \alpha \gamma_0 H_e \quad (1.31)$$

$$(1 + \alpha^2) \dot{\phi} = \gamma_0 H_e \quad (1.32)$$

On remarque de par ces équations que la vitesse de propagation est constante et faible car proportionnelle à α et que la paroi précède librement autour du champ H_e comme il a été observé lors du renversement de l'aimantation dans de tels nanofils [18,19]. Enfin, le seuil de Wakler n'existe pas.

1.5 Dynamique des parois de domaines sous courant polarisé en spin

Dans la section 1.2, nous avons étudié l'équation LLG étendue qui tient compte des effets d'un courant polarisé en spin sur la dynamique de l'aimantation. Cette équation contient deux termes qui correspondent à des couples de transfert de spin induits par le passage d'un courant électrique polarisé à travers un gradient d'aimantation. Or, une paroi de domaine est intrinsèquement un gradient d'aimantation, ce qui implique qu'elle va subir les effets de ces couples adiabatiques et non-adiabatiques. Les effets d'un courant polarisé en spin sur les parois de domaines ont été initialement pointés par Berger [35,36].

1.5.1 Dynamique des parois transverses dans un nanofil planaire

Le modèle analytique unidimensionnel vu dans la section précédente fut complété par Thiaville *et al.* [37,38] afin de décrire les effets d'un courant polarisé en spin. Ainsi, les équations 1.22 et 1.23, dans le cas d'une configuration *head-to-head*, peuvent s'écrire sous une forme plus complète :

$$\alpha \frac{\dot{X}}{\Delta} + \dot{\phi} = \gamma_0 H_e + \frac{\beta u}{\Delta} \quad (1.33)$$

$$\frac{\dot{X}}{\Delta} - \alpha \dot{\phi} = \frac{\gamma_0 H_K}{2} \sin 2\phi + \frac{u}{\Delta} \quad (1.34)$$

Ce qui nous amène aux expressions de \dot{X} et $\dot{\phi}$:

$$(1 + \alpha^2) \frac{\dot{X}}{\Delta} = \alpha \gamma_0 H_e + \frac{\gamma_0 H_K}{2} \sin 2\phi + (1 + \alpha\beta) \frac{u}{\Delta}, \quad (1.35)$$

$$(1 + \alpha^2) \dot{\phi} = \gamma_0 H_e - \frac{\alpha \gamma_0 H_K}{2} \sin 2\phi + (\beta - \alpha) \frac{u}{\Delta} \quad (1.36)$$

Ces équations couplées peuvent être utilisées pour déduire le courant critique et la vitesse de la paroi lorsqu'elle est soumise à un courant en absence de piégeage. On peut voir sur la figure 1.12 que la paroi décrit des comportements différents en fonction de la valeur du paramètre non-adiabatique β pour un champ magnétique externe nul.

Pour $\beta = 0$, il y a un seuil de courant en-dessous duquel la paroi ne se déplace pas de manière continue. En-dessous de ce seuil, après un petit déplacement de la paroi durant l'application du courant, la paroi relaxe à sa position initiale dès que le courant s'arrête. Dans ce régime, le moment angulaire transféré par les électrons de conduction à la paroi de domaine est totalement absorbé par l'angle ϕ .

Au-dessus d'une vitesse critique u_c , la paroi commence à se déplacer. Ce seuil peut être facilement déterminé à partir de la solution stationnaire de l'équation 1.34, c'est-à-dire pour $\dot{X} = 0$, $\dot{\phi} = 0$ et $\sin 2\phi = 1$ [37], conduisant à :

$$u_c = \frac{\gamma_0 H_K \Delta}{2} \quad (1.37)$$

Similairement au cas du déplacement des parois induit par un champ magnétique au-dessus du champ de Walker, le mouvement au-delà du seuil u_c s'accompagne de transformations structurales avec des oscillations de l'angle ϕ . Enfin, pour $u > u_c$, la vitesse de la paroi de domaine oscille périodiquement avec une valeur moyenne non nulle égale à :

$$\langle \dot{X} \rangle = \frac{\sqrt{u^2 - u_c^2}}{1 + \alpha^2} \quad (1.38)$$

À présent on considère le cas où le terme β est non nul, alors la dynamique est profondément différente. Le couple non-adiabatique agit comme un champ magnétique le long de l'axe de facile aimantation. La paroi se déplace de manière stable même pour des petites valeurs de β et de u . Cela a pour conséquence la disparition du seuil intrinsèque u_c . Comme on peut le vérifier sur la figure 1.12, la vitesse dans le régime stationnaire croît

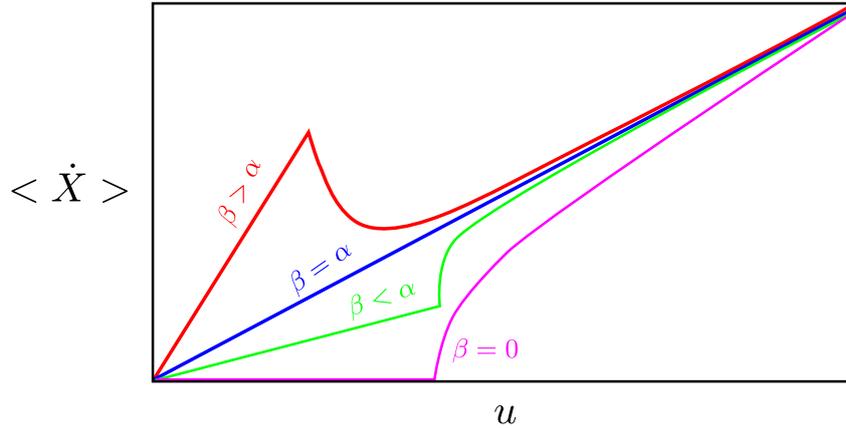


FIGURE 1.12 – Représentation schématique du comportement de la paroi de domaine soumise à un courant polarisé en spin.

linéairement. Dans ce régime, la paroi acquière, après une transition, une vitesse terminale définie par :

$$\dot{X}_f = \frac{\beta}{\alpha} u \quad (1.39)$$

La limite de ce régime linéaire est donnée par un seuil critique [37,39], semblable au champ de Walker H_W , exprimé comme :

$$u_W = u_c \frac{\alpha}{|\beta - \alpha|} \quad (1.40)$$

Au-dessus de u_W , la vitesse moyenne de la paroi chute dans le cas où $\beta > \alpha$ et augmente si $\beta < \alpha$. Ce comportement est dû aux transformations structurales périodiques de la paroi de domaine. Par ailleurs, pour des courants de très grande amplitude, la vitesse moyenne de la paroi converge vers :

$$\langle \dot{X} \rangle = \frac{1 + \alpha\beta}{1 + \alpha^2} u \quad (1.41)$$

Pour $\beta = \alpha$, le terme en courant de l'équation 1.36 disparaît et la paroi se propage sans distorsion.

Dans cette section nous avons décrit le mouvement d'une paroi induit par un courant polarisé en spin constant dans un nanofil planaire idéal (sans défauts intrinsèques ou extrinsèques). Nous étudierons le comportement d'une paroi piégée et soumise à un courant sinusoïdal dans le chapitre 3. En outre, la dynamique de la paroi sous l'influence d'impulsion de courant sera traitée dans le chapitre 4.

1.5.2 Dynamique des parois transverses dans un nanofil cylindrique

La dynamique sous courant des parois transverses dans un nanofil cylindrique diffère très peu du cas où la paroi est soumise à un champ magnétique. Le seuil de Walker n'existe

pas pour les mêmes raisons morphologiques abordées précédemment. On peut cependant définir les vitesses de propagation de la paroi et sa vitesse de précession [40].

Dans le cas où $\alpha \neq \beta$, la vitesse de la paroi est directement donnée par :

$$\dot{X} = \frac{1 + \alpha\beta}{1 + \alpha^2}u \quad (1.42)$$

tandis que la vitesse de précession est égale à :

$$\dot{\phi} = \frac{\alpha - \beta}{1 + \alpha^2}u \quad (1.43)$$

L'équation 1.42 montre la faible dépendance en α et en β de la vitesse comme constaté par Yan *et al.* [34]. De plus, l'expression 1.43 nous informe sur le sens de rotation de la paroi dépendant des valeurs de α et β . Si $\alpha > \beta$, la rotation se fera dans le sens des aiguilles du montre et pour $\alpha < \beta$ dans le sens contraire.

Enfin, lorsque $\beta = \alpha$, la vitesse de la paroi coïncide avec la vitesse u définie par l'amplitude du courant. Dans ce cas $\dot{X} = u$.

1.6 Piégeage des parois de domaines

Jusqu'à présent, nous avons considéré la dynamique des parois de domaines dans des nanofils sans défauts. Dans ce cas, tant que la paroi sera soumise à une force motrice (champ magnétique externe/courant polarisé) elle continuera de se mouvoir dans le nanofil sans s'arrêter, sauf pour $\beta = 0$ lorsque que $u < u_c$. Or, il peut être important de fabriquer des pièges artificiels pour stopper le mouvement des parois à une position prédéterminée, afin que des mesures ou d'autres opérations puissent être réalisées. Les mémoires à pistes (*racetrack memory*), par exemple, requièrent des sites de piégeage fiables pour contrôler précisément la distance entre deux parois adjacentes (longueur de bit) et assurer que pour chaque impulsion de courant, la série de parois avance exactement d'une longueur de bit. Un des paramètres les plus importants d'un piège à paroi est sa force de piégeage. Le piège doit être assez fort pour arrêter la paroi en mouvement, mais ne doit pas être trop puissant pour que la paroi piégée puisse s'échapper à un champ magnétique ou à une densité de courant raisonnable. Une manière de quantifier la force d'un site de piégeage est de trouver le champ (champ de dépiégeage) ou la densité de courant (courant critique) minimum requis pour extraire la paroi du piège.

Dans la condition idéale de température nulle, le champ de dépiégeage ou le courant critique sont bien définis, puisqu'ils correspondent au champ ou courant requis pour surmonter la barrière de potentiel créée par le site de piégeage. Cependant, dans le cas réel, la température doit être prise en compte. En effet, l'agitation thermique de la paroi joue aussi un rôle dans le processus de dépiégeage. La paroi peut alors franchir la barrière si la somme de son énergie thermique et de l'énergie apportée par un champ ou un courant est plus importante que la barrière énergétique. Dans ce cas, le processus de dépiégeage d'une paroi de domaine obéit à une distribution gaussienne [41] avec un taux d'échappement de la paroi au-delà d'une barrière énergétique caractérisé par la loi d'Arrhénius-Néel [42–44] :

$$\Gamma = \Gamma_0 \exp\left(\frac{-\Delta V}{k_B T}\right) \quad (1.44)$$

où Γ est la fréquence de sauts activés thermiquement de la paroi au-dessus d'une barrière énergétique ΔV . Γ_0 correspond à la fréquence de saut à température infinie, k_B la constante de Boltzmann et T la température. Γ_0 est estimé entre 10^7 - 10^{12} Hz [43,44].

Il va de soit que la forme et la hauteur d'un potentiel de piégeage dépendront du type de piège utilisé. Il existe une multitude de moyens pour réaliser un site de piégeage. La réduction locale d'anisotropie magnéto-cristalline via le bombardement d'ions [45], la création de défauts par AFM [46] ou encore le piège par un champ magnétique local [43]. Cependant, les sites de piégeage obtenus par des modifications géométriques de l'échantillon sont de loin les plus communs pour piéger une paroi de domaine. Ces pièges, généralement créés par lithographie, se distinguent par leurs formes. On retrouve parmi eux les constriction [47–50] qui correspondent à une diminution localisée et contrôlée de la largeur d'un échantillon, et peuvent avoir différentes formes (rectangulaires, triangulaires, paraboliques). À l'inverse, on a le cas des extensions [51,52] qui correspondent à une augmentation localisée de la largeur du système étudié et peut agir comme un puits de potentiel ou simplement comme une barrière dépendant du sens de l'aimantation dans la paroi et dans l'extension. Dans un cas comme dans l'autre, la capacité de piégeage et la forme du potentiel dépendra des dimensions du défaut géométrique considéré et du matériau utilisé. En effet, la paroi est piégée par les variations locales de l'énergie dipolaire induites par la déformation géométrique (constriction) ou par son interaction magnétostatique avec le défaut (extension) dépendant de l'aimantation à saturation. Ce qui implique, par exemple, que le potentiel de piégeage sera plus important dans le permalloy que dans le nickel puisque $M_{S_{Py}} > M_{S_{Ni}}$ et l'énergie dipolaire est directement proportionnelle à M_S^2 . Enfin, les procédés de fabrication par lithographie pour les nanofils planaires ou par croissance *bottom-up* pour les nanofils cylindriques amènent inévitablement des irrégularités géométriques aux bords et aux surfaces des échantillons. Cette rugosité peut introduire une multitude de sites de piégeage le long d'un échantillon selon l'amplitude des irrégularités. Ses effets seront largement discutés dans le chapitre 2.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous sommes particulièrement intéressés aux cas des constriction et extensions rectangulaires. Nous étudierons alors, au fur et à mesure des chapitres, les différents types de potentiels obtenus et leurs effets sur la dynamique des parois de domaines. Il est tout de même opportun d'introduire à ce stade le terme qui représentera le puits de potentiel dans les équations du modèle unidimensionnel. Ce terme correspond à un champ de piégeage H_p [47] défini comme :

$$H_p(X) = -\frac{1}{2\mu_0 M_S S} \frac{\partial V_p(X)}{\partial X} \quad (1.45)$$

avec S la surface de la section droite du système considéré et $V_p(X)$ le potentiel de piégeage. Nous constaterons que la difficulté pour que le modèle uni-dimensionnel soit comparable aux simulations micromagnétiques réside dans la détermination la plus précise de $V_p(X)$.

Par ailleurs, nous avons brièvement introduit dans cette section les effets de la température sur une paroi piégée. Il est donc important d'étudier par quels moyens la température est prise en compte dans les équations de la dynamique. C'est le sujet de la section suivante.

1.7 Équations de Langevin du mouvement des parois de domaines

L'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert définie par l'équation 1.16 décrit la dynamique des moments magnétiques à température nulle. Cependant, l'utilisation des nano-systèmes à parois pour le stockage de l'information doit se faire à température ambiante. Donc, pour décrire de manière précise la dynamique de l'aimantation, les fluctuations thermiques doivent être prises en considération.

1.7.1 Champ thermique

En 1963, Brown [53] développe une théorie pour introduire les fluctuations thermiques durant ses recherches sur le renversement de l'aimantation dans les particules mono-domaines. En utilisant le théorème de fluctuation-dissipation, il détermine les propriétés statistiques des fluctuations thermiques agissant sur une particule mono-domaine. Plus tard, Lyberatos *et al.*[54] réalisent que cette théorie est aussi applicable aux simulations micromagnétiques (décrites dans la section 1.8). Ils adaptent les équations de Brown et étendent le champ effectif \vec{H}_{eff} dans l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert avec un champ thermique stochastique \vec{H}_{th} obéissant aux propriétés suivantes :

$$\langle \vec{H}_{th} \rangle = 0 \quad (1.46)$$

$$\langle \vec{H}_{th,i}(t) \vec{H}_{th,j}(t') \rangle = \sigma \delta(t - t') \delta_{ij} \quad (1.47)$$

$$\sigma = \frac{2\alpha k_B T}{\mu_0 M_S \gamma_0 V_C} \quad (1.48)$$

où i et j correspondent aux coordonnées de l'espace cartésien x, y, z . Le champ thermique a une moyenne temporelle nulle (équation 1.46), il est décorrélé en temps et en espace (équation 1.47) et son intensité σ est donnée par l'équation 1.48. Dans cette équation V_C est le volume dans lequel les fluctuations thermiques sont considérées.

Numériquement, le champ thermique ajouté au champ effectif est défini comme :

$$\vec{H}_{th}(t) = \vec{\eta}(t) \sqrt{\frac{2\alpha k_B T}{\mu_0 M_S \gamma_0 V_C \Delta t}} \quad (1.49)$$

où Δt est le pas de temps utilisé pour intégrer les équations micromagnétiques et $\vec{\eta}$ est un vecteur de trois composantes aléatoires définies par une distribution gaussienne de moyenne nulle et de déviation standard égale à 1 (bruit blanc). Il est à noter que la dépendance du champ thermique avec le pas de temps Δt interdit l'utilisation d'une méthode de résolution des équations avec un pas de temps adaptatif. En effet, la moyenne temporelle du terme aléatoire $\vec{\eta}$ doit être nulle, et sa déviation standard égale à 1. Si on adapte notre pas de temps de telle manière que de petits champs thermiques soient appliqués pendant des pas de temps longs et de grands champs thermiques sur des pas petits, alors nous changeons la distribution des nombres aléatoires et les équations ne sont pas correctement résolues.

1.7.2 Équations de Langevin

Dans la section 1.5.1, nous avons introduit les équations du modèle unidimensionnel qui décrivent le comportement dynamique d'une paroi non piégée sous l'influence d'un champ magnétique externe et/ou d'un courant polarisé en spin. Ces équations sont déterministes et ne tiennent pas compte du désordre thermique et des effets d'un potentiel de piégeage. Nous allons donc ajouter aux équations 1.33 et 1.34 le champ de piégeage $H_p(X)$, défini dans la section 1.6, ainsi que des champs thermiques ajustés au cas unidimensionnel afin d'obtenir les équations de Langevin décrivant la dynamique stochastique d'une paroi de domaine. Les équations modifiées correspondent à :

$$\alpha \frac{\dot{X}}{\Delta} + \dot{\phi} = \gamma_0(H_e + H_p(X) + H_{th,X}(t)) + \frac{\beta u}{\Delta} \quad (1.50)$$

et

$$\frac{\dot{X}}{\Delta} - \alpha \dot{\phi} = \frac{\gamma_0 H_K}{2} \sin 2\phi + \frac{u}{\Delta} + \gamma_0 H_{th,\phi}(t) \quad (1.51)$$

Dans ces équations, $H_{th,X}$ et $H_{th,\phi}$ représentent les fluctuations thermiques en position et en angle respectivement. Ils sont similaires au champ thermique défini par l'équation 1.49 mais dans le cas unidimensionnel, nous utilisons le volume de la paroi de domaine V_{DW} dans l'expression de σ . On obtient alors :

$$H_{th,i}(t) = \eta_i(t) \sqrt{\frac{2\alpha k_B T}{\mu_0 M_S \gamma_0 V_{DW} \Delta t}} \quad (1.52)$$

où $i = X$ ou ϕ et η_i est un nombre aléatoire généré par une distribution gaussienne de moyenne nulle et de déviation standard égale à 1. De plus, le volume de la paroi de domaine est défini par $V_{DW} = S\Delta$ où S est la section du nanofil. En réécrivant les équations 1.50 et 1.51 on arrive aux équations de Langevin :

$$(1+\alpha^2) \frac{\dot{X}}{\Delta} = \alpha \gamma_0(H_e + H_p(X)) + \frac{\gamma_0 H_K}{2} \sin 2\phi + (1+\alpha\beta) \frac{u}{\Delta} + \gamma_0 H_{th,\phi}(t) + \alpha \gamma_0 H_{th,X}(t) \quad (1.53)$$

$$(1+\alpha^2) \dot{\phi} = \gamma_0(H_e + H_p(X)) - \frac{\alpha \gamma_0 H_K}{2} \sin 2\phi + (\beta - \alpha) \frac{u}{\Delta} + \gamma_0 H_{th,X}(t) - \alpha \gamma_0 H_{th,\phi}(t) \quad (1.54)$$

Ces équations permettent de décrire la dynamique stochastique d'une paroi de domaine dans les approximations du modèle unidimensionnel.

Au cours de cette thèse, nous avons analysé un certain nombre de nano-systèmes ferromagnétiques via les simulations micromagnétiques tout en comparant les résultats obtenus avec le modèle unidimensionnel précédemment décrit. La dernière section de ce chapitre est une présentation des différentes méthodes de calcul micromagnétique utilisées.

1.8 Simulations micromagnétiques

Vue la complexité des équations micromagnétiques, seulement quelques problèmes simples peuvent être résolus de manière analytique. Ce manque de solutions analytiques

justifie l'utilisation des simulations numériques pour résoudre des problèmes micromagnétiques complexes. Pour effectuer des simulations micromagnétiques, un ensemble d'équations différentielles aux dérivées partielles doit être résolu de manière répétitive. Afin de mener à bien ces calculs, la structure simulée représentant le système micromagnétique étudié doit être spatialement discrétisée. Les deux méthodes les plus largement utilisées en micromagnétisme sont la méthode de calcul par éléments finis (FE) et la méthode par différences finies (FD). Dans les deux cas, il est nécessaire de calculer numériquement l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert sur une fenêtre temporelle de simulation. Au cours de cette thèse, nous avons utilisé les deux méthodes. Le chapitre 2 portant sur les interactions entre parois de domaines et le chapitre 3 concernant la dynamique non-linéaire d'une paroi piégée ont été traités avec le programme Nmag [55] utilisant la méthode par éléments finis, tandis que la dernière partie présentée au chapitre 4 a été plus largement traitée par différences finies avec le programme MuMax3 [13] et comparée avec Nmag.

Les deux méthodes précédemment citées se distinguent par la façon de discrétiser la structure simulée. La méthode par éléments finis subdivise l'espace en plusieurs tétraèdres (éléments). La géométrie de ces tétraèdres varie dans la région simulée, ce qui amène à un maillage non périodique. Ce type de discrétisation est plus adapté pour des géométries avec un certain nombre de courbures, ou avec des angles différents de 90 degrés. La figure 1.13(a) illustre bien ce type de discrétisation. On observe que la géométrie cylindrique est bien respectée via l'agencement des tétraèdres. La méthode par différences finies quant à elle, subdivise l'espace en pavés cubiques ou en parallélépipèdes rectangles (cellules). Ce maillage périodique est très bien adapté pour des structures simples (cubiques ou rectangulaires). En effet, on peut constater sur la figure 1.13(b) que le bord du cylindre a une structure en escalier. L'avantage principal de ce type de maillage est sa nature périodique qui intervient dans le calcul du champ démagnétisant. Par ailleurs, pour que la dynamique de l'aimantation soit déterminée de manière précise, il est nécessaire que la dimension de chaque élément (ou cellule) soit inférieure à la longueur d'échange l_{ex} , ou inférieure à Δ si l'anisotropie magnéto-cristalline est grande. Si la distance de discrétisation entre deux moments magnétiques est supérieure à l_{ex} , l'énergie d'échange sera mal évaluée et l'orientation des moments magnétiques sera biaisée. Cette nécessité s'applique aux deux méthodes de calcul numérique. Dans nos simulations, nous avons vérifié systématiquement que la réduction de la taille du maillage ne change pas les résultats obtenus.

La détermination du champ démagnétisant est l'étape la plus chronophage des simulations micromagnétiques, puisqu'elle résulte de l'interaction à longue distance entre tous les moments magnétiques. Nous avons établi dans la section 1.1.2, que le champ démagnétisant peut être obtenu via le potentiel scalaire ϕ_M en utilisant $\vec{H}_D = -\nabla\phi_M$. La méthode utilisée dans Nmag pour déterminer le potentiel scalaire est celle proposée par Fredkin et Koehler [56] où le champ démagnétisant est évalué à chaque noeud du maillage. Pour une structure 3D, cette méthode nécessite le calcul d'une matrice dont la taille est en $\mathcal{O}(N_V^{4/3})$, où N_V est le nombre de noeuds dans le volume de la région magnétique simulée. Cependant, la matrice des éléments de bords a une taille en $\mathcal{O}(N_S^2)$, où N_S est le nombre de noeuds en surface. Cette méthode est donc peu appropriée pour simuler des films minces magnétiques dans lesquels le nombre d'éléments de surface est considérable. Enfin, ce type de calcul numérique nécessite que la discrétisation de l'espace se fasse uniquement sur la région magnétisée.

Le programme MuMax3 utilise une approche différente basée sur la deuxième défi-

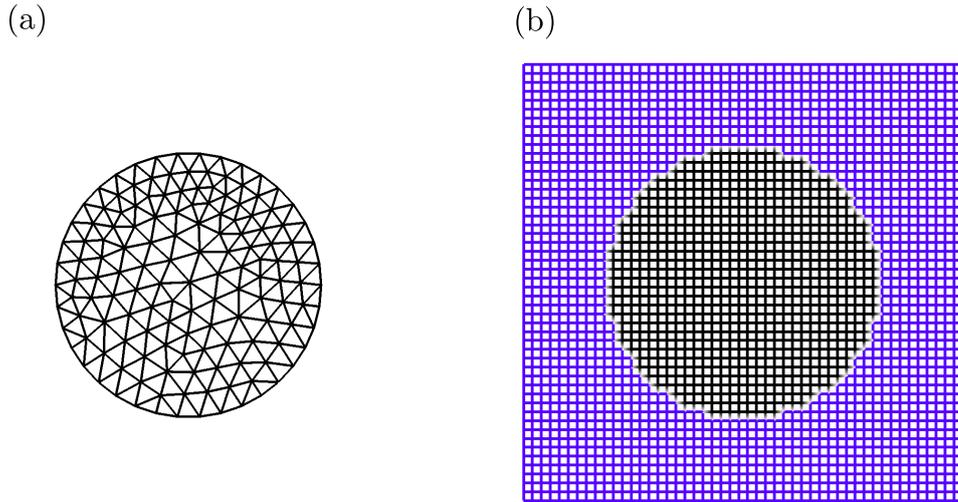


FIGURE 1.13 – Discrétisation d'un cylindre de 60 nm de diamètre par éléments finis (a) et par différences finies (b).

inition du champ démagnétisant décrite dans la section 1.1.2 qui consiste à déterminer le tenseur démagnétisant \mathcal{N} et ainsi à utiliser l'expression $\vec{H}_D = -\mathcal{N}\vec{M}$. La méthode des différences finies permet d'évaluer le champ démagnétisant comme une convolution discrète de l'aimantation avec le tenseur démagnétisant :

$$\vec{H}_D(\vec{r}_i) = \mathcal{N}_{ij} * \vec{M}_j \quad (1.55)$$

où $i, j = 1, \dots, N_C$, avec N_C le nombre de cellules, \vec{r}_i correspond à la position du centre de la cellule i . Le tenseur démagnétisant est construit en supposant l'aimantation au centre de la cellule constante [57]; seule son orientation varie. La nature périodique du maillage permet l'application de la transformée de Fourier sur l'équation 1.55 et donc le théorème de convolution qui accélère le calcul puisque la matrice (après FFT) a une taille en $\mathcal{O}(N_C \log N_C)$ [58]. Le champ démagnétisant est alors obtenu par transformée de Fourier inverse et moyenné sur le volume de la cellule. L'utilisation de la transformée de Fourier implique que même les régions non magnétiques doivent être discrétisées. La figure 1.13(b) met en exergue cette particularité. En effet, la zone magnétisée correspond au cylindre représenté en noir tandis que l'espace qui l'entoure est aussi discrétisé mais défini comme non magnétique. Par ailleurs, MuMax3 utilise le calcul accéléré sur processeur graphique (GPU) ce qui permet un gain de temps considérable par rapport au calcul sur l'unité centrale de traitement (CPU) réalisé par Nmag. Enfin, nous avons remarqué une différence entre les résultats obtenus avec MuMax3 et Nmag lorsque nous avons cherché les potentiels de piègeages induits par des constriction rectangulaires présentés au chapitre 4. Une différence de champ de dépiégeage a été observée pour des constriction de même dimension. Nous pensons que cette différence est due au fait que l'aimantation est calculée au centre de la cellule avec MuMax3 contrairement à Nmag où elle est déterminée aux sommets des tétraèdres.

1.9 Conclusion du chapitre

Au cours de ce chapitre, nous avons pu aborder les notions essentielles à la compréhension des travaux réalisés dans le cadre de cette thèse. Les énergies micromagnétiques ont été définies, ainsi que l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert qui régit la dynamique de l'aimantation dans un cadre semi-classique. Nous avons mis en évidence la formation des domaines magnétiques à travers la fermeture des lignes de champ démagnétisant, ce qui a permis de donner la définition des parois de domaines. En partant de l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert, nous sommes arrivés aux équations qui permettent de décrire la dynamique des parois de domaines d'un point de vue unidimensionnel. Nous avons abordé la dynamique des parois lorsqu'elles sont soumises à un champ magnétique constant, et lorsqu'elles sont sous l'influence d'un courant constant polarisé en spin. Dans les deux cas, nous avons fait la distinction entre la dynamique d'une paroi dans un nanofil cylindrique et planaire. Nous avons discuté sur le piégeage des parois, qui est un point clé de cette thèse, ainsi que les effets de la température sur la dynamique des parois de domaines. Enfin, nous avons examiné les différences entre les simulations micromagnétiques par éléments finis et par différences finies. Ces notions seront utilisées, et parfois approfondies, au fur et à mesure des chapitres consacrés aux résultats.