



**HAL**  
open science

# Dichroïsme Magnétique des rayons X : de la détermination quantitative des moments magnétiques à l'imagerie de la dynamique de l'aimantation

Jan Vogel

► **To cite this version:**

Jan Vogel. Dichroïsme Magnétique des rayons X : de la détermination quantitative des moments magnétiques à l'imagerie de la dynamique de l'aimantation. Matière Condensée [cond-mat]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2006. tel-00078698

**HAL Id: tel-00078698**

**<https://theses.hal.science/tel-00078698>**

Submitted on 7 Jun 2006

**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.

# Mémoire

présenté par

**Jan Vogel**

Chargé de recherche au Laboratoire Louis Néel  
(CNRS UPR5051, lié par convention à  
l'Université Joseph Fourier Grenoble-1  
et à  
l'Institut National Polytechnique de Grenoble)

pour obtenir le diplôme d'

## Habilitation à diriger des recherches

auprès de  
l'Université Joseph Fourier Grenoble-I

**Dichroïsme Magnétique des rayons X : de la détermination  
quantitative des moments magnétiques à l'imagerie de la  
dynamique de l'aimantation**

Date de soutenance: 31 mars 2006

### COMPOSITION DU JURY

Claude Chappert  
Alain Schuhl  
André Thiaville  
Jean-Louis Tholence  
Alain Fontaine  
Francesco Sette

Président  
Rapporteur  
Rapporteur  
Rapporteur  
Examineur  
Examineur



# Table des matières

|          |   |           |
|----------|---|-----------|
| <b>1</b> | <b>Introduction</b>   | <b>1</b>  |
| <b>2</b> | <b>Le dichroïsme des rayons-x en absorption</b>                 | <b>5</b>  |
| 2.1      | Dichroïsme circulaire et linéaire des rayons X . . . . .        | 5         |
| 2.1.1    | Seuils $M_{4,5}$ des Terres Rares . . . . .                     | 6         |
| 2.1.2    | Seuils $L_{2,3}$ des Métaux de Transition . . . . .             | 7         |
| 2.1.3    | Règles de somme . . . . .                                       | 8         |
| 2.1.4    | Dichroïsme comme mécanisme de contraste magnétique . .          | 9         |
| <b>3</b> | <b>Multicouches Pd/Fe</b>                                       | <b>11</b> |
| 3.1      | Propriétés structurales et magnétiques du Pd. . . . .           | 11        |
| 3.1.1    | Détails expérimentaux . . . . .                                 | 12        |
| 3.1.2    | Résultats et discussion . . . . .                               | 12        |
| 3.2      | Structure et moments magnétiques de Fe . . . . .                | 15        |
| <b>4</b> | <b>Dynamique du renversement de l'aimantation</b>               | <b>19</b> |
| 4.1      | Dynamique du couplage d'échange dans Co/NiO . . . . .           | 19        |
| 4.1.1    | Dynamique du renversement par mesures Kerr . . . . .            | 20        |
| 4.1.2    | Coercitivité en fonction du champ maximal appliqué . . . .      | 22        |
| 4.2      | Couplage à $90^\circ$ dans les tricouches Co/NiO/FeNi . . . . . | 24        |
| 4.3      | Effets dynamiques sur le couplage peau d'orange . . . . .       | 28        |
| <b>5</b> | <b>Imagerie PEEM résolue en temps</b>                           | <b>31</b> |
| 5.1      | Anisotropie magnétique et couplage dynamique. . . . .           | 32        |
| 5.2      | Influence des parois sur le renversement rapide . . . . .       | 36        |
| 5.3      | Conclusions générales . . . . .                                 | 42        |
|          | <br>Bibliographie   | <br>42    |



# Chapitre 1

## Introduction

L'utilisation de matériaux magnétiques dans les applications comme les moteurs et transformateurs, les ordinateurs et les téléphones portables a pris un envol considérable depuis la deuxième moitié du siècle dernier. Cette tendance s'est encore renforcée avec la miniaturisation des dispositifs à l'échelle du nanomètre. Des exemples de l'utilisation de matériaux et dispositifs magnétiques dans le stockage des données sont montrés en Fig. 1.1. Le fonctionnement des dispositifs comme les vanes de spin (utilisées dans les têtes de lecture) ou les jonctions tunnel magnétiques est basé sur la magnétorésistance géante (GMR) [1] ou sur sa forme la plus achevée, la magnétorésistance tunnel (TMR) [2]. La GMR est la différence en résistance pour un alignement parallèle et anti-parallèle des directions de l'aimantation de deux couches magnétiques séparées par une couche intercalaire non-magnétique. La GMR a été découverte dans les multicouches Cr/Pt et Co/Cu, où toutes les couches magnétiques étaient équivalentes. Dans les dispositifs modernes, le cœur actif consiste en général en deux couches magnétiques avec des champs coercitifs bien différents. La couche magnétiquement la plus douce (la couche libre) peut changer sa direction d'aimantation avec un champ relativement faible, tandis que l'aimantation de la couche magnétiquement plus dure reste fixe. La stabilité de la couche dure peut encore être augmentée en la couplant avec une couche anti-ferromagnétique. Il est clair que pour un bon fonctionnement de ce genre de dispositifs, il faut pouvoir connaître et contrôler séparément l'aimantation dans les différentes couches. Il faut donc avoir accès à des techniques qui possèdent une sélectivité chimique et magnétique.

Une des techniques les plus puissantes réunissant ces propriétés est le Dichroïsme Circulaire Magnétique des rayons X (XMCD). Ce mémoire montre les principes de base et quelques applications de cette spectroscopie, liée au rayonnement synchrotron et à ses propriétés de polarisation, que j'ai pu réunir ces dix dernières années. A l'époque de ma thèse (la première moitié des années 1990) le dichroïsme était encore une technique mal établie, principalement utilisée par les spectroscopistes. Une partie de ma thèse était consacrée à l'investigation des possibilités et des limites de cette technique, et des différentes méthodes expérimentales pour mesurer le signal dichroïque. En 1992 et 1993, l'établissement des règles de somme du dichroïsme, qui permettent de déterminer séparément les contributions orbitale [3] et de spin [4] au moment magnétique, a augmenté nettement l'importance de cette technique pour l'étude des matériaux magnétiques. Dans les métaux 3d, bien que le moment orbital soit en général très faible, il joue un rôle important

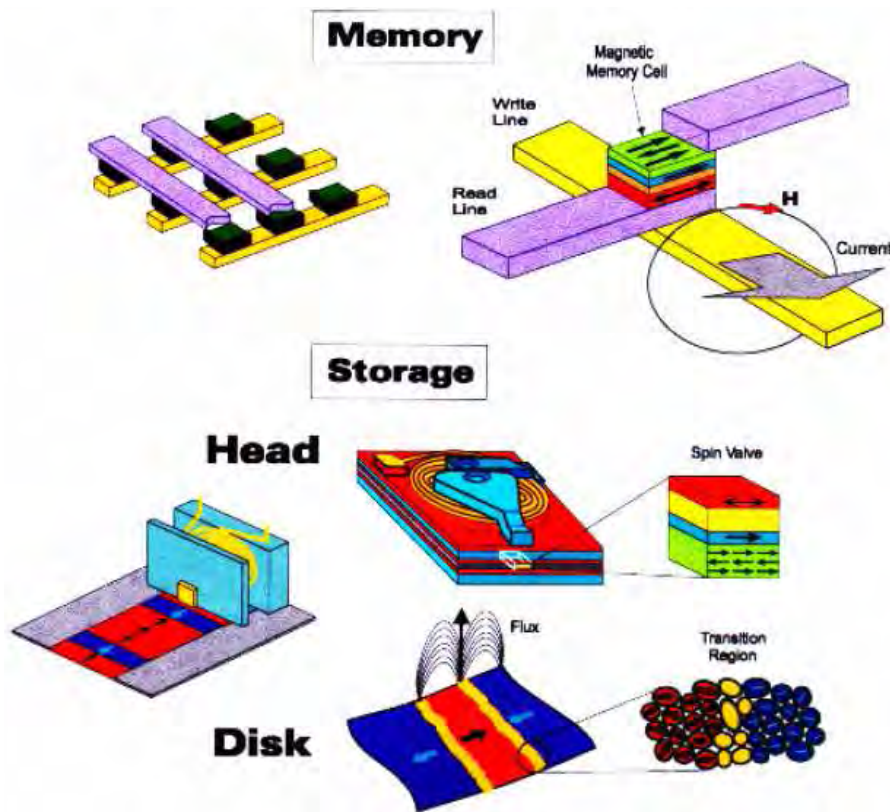


Figure 1.1: Quelques exemples de l'utilisation de matériaux magnétiques dans les ordinateurs (d'après J. Stöhr, Surf. Rev. Lett. 5, 1297 (2000)). En haut: mémoire magnétique à accès rapide (MRAM) non-volatile. En bas: tête de lecture à magnétorésistance géante et disque dur magnétique.

dans l'anisotropie magnétique. L'utilisation de la règle de somme pour une tricouche Au/Co/Au [5] a ainsi permis de vérifier expérimentalement la théorie de Bruno [6] prédisant une proportionnalité entre l'anisotropie du moment orbital et l'anisotropie magnétique. Pour minimiser la taille des bits magnétiques d'un média de stockage, il faudra s'affranchir de la limite superparamagnétique. Cette limite est liée à la barrière d'énergie entre les deux états stables d'une particule selon l'axe de facile aimantation. La hauteur de cette barrière est proportionnelle à  $KV$ , où  $K$  est la constante d'anisotropie et  $V$  le volume de la particule. Puisque  $K$  est directement liée au moment orbital, les règles de somme peuvent donner l'information sur  $K$  pour des quantités de matériau très faibles, grâce à la grande sensibilité du dichroïsme. Cette technique a déjà été utilisée pour mesurer la constante d'anisotropie pour des atomes isolés de Co sur une surface de Pt [7].

En plus des propriétés magnétiques quantitatives qui peuvent être obtenues avec le dichroïsme, la dépendance de l'absorption de la direction locale de l'aimantation peut fournir un contraste magnétique avec sélectivité chimique. Ceci permet, par exemple, de mesurer les cycles d'hystérésis sélectifs des multicouches [8]. Une autre possibilité est d'utiliser la structure temporelle du rayonnement synchrotron pour effectuer des mesures de la dynamique du renversement de l'aimantation, avec sélectivité chimique, à l'échelle sub-nanoseconde. Cette technique a été développée d'abord dans notre groupe pendant la thèse de Marlio Bonfim, et a été utilisée pour étudier séparément le renversement des couches de FeNi et de Co dans des tricouches de type vanne de spin [9]. Comme il a été mentionné au début de cette

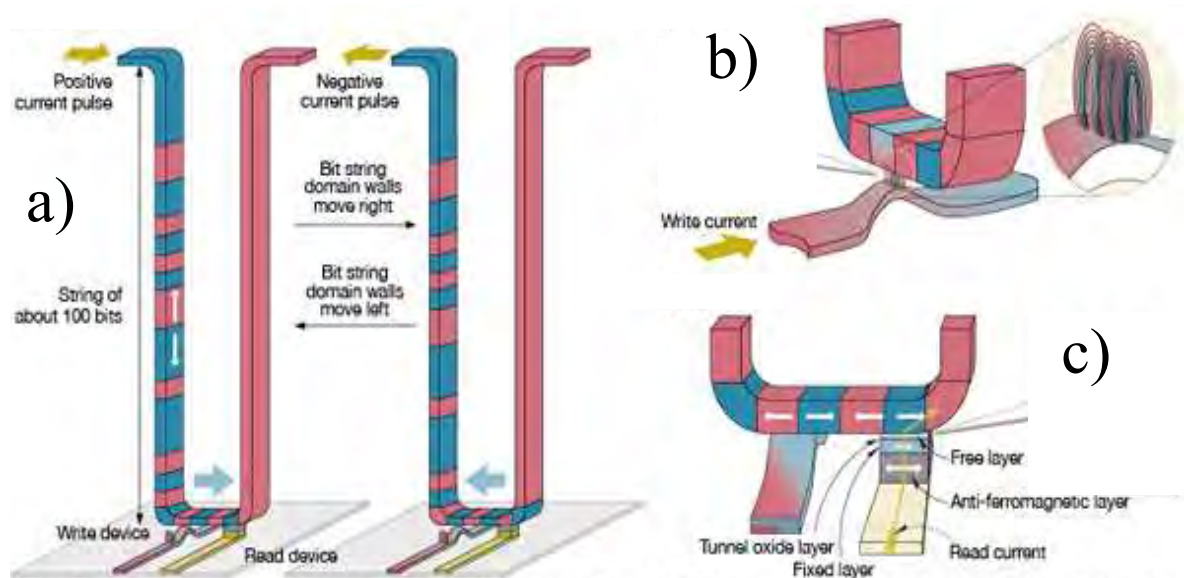


Figure 1.2: Utilisation d'impulsions de courant pour déplacer des parois magnétiques. Une mémoire magnétique 'race-track' enregistre une séquence d'environ 100 bits d'information perpendiculairement au substrat de Si pour chaque dispositif d'écriture/lecture, donnant une densité de stockage environ 100 fois plus élevée que dans une mémoire MRAM. Le principe d'opération est montré pour la sélection (a), l'écriture (b) et la lecture (c) d'un bit. Après sélection du bit mémoire une impulsion de courant est appliquée induisant un déplacement de la paroi magnétique. Une impulsion de courant positive déplacera la paroi vers la droite dans le diagramme, une impulsion négative vers la gauche. La quantité d'impulsions peut être contrôlée pour un accès aléatoire, et la lecture est effectuée une fois le bit sélectionné devenu accessible.

introduction, ce type de tricouches joue un rôle important dans la technologie et la science moderne. Une grande diversité d'effets intéressants a lieu dans ce type de structures, comme la magnétorésistance géante [1], la magnétorésistance tunnel [2], l'injection de spin [10] ou le transfert de couple de spin [11]. Pour exploiter pleinement ces effets dans les applications, il est nécessaire de manipuler séparément l'aimantation des différentes couches. Cette manipulation peut être obtenue avec des champs magnétiques quasi-statiques, mais pour des applications à haute vitesse, de nouvelles techniques ont été introduites ces dernières années. Des exemples sont le renversement par précession de l'aimantation autour d'un champ magnétique pulsé [12] ou le renversement par un courant polarisé en spin [11]. Une autre possibilité est de stocker l'information sous la forme de parois magnétiques. Des dispositifs utilisant ce principe ont déjà été proposés (voir la Figure 1.2 et la Référence [13]). Dans ce cas, des parois transigent de façon reproductible et contrôlable entre deux centres de piégeage, correspondant à un 0 ou un 1, en utilisant des impulsions de courant de sens opposé. Idéalement, pour étudier ces processus en détail, il faut utiliser une technique qui réunit la sélectivité chimique (pour regarder les différentes couches et leur interaction), la résolution temporelle sub-nanoseconde et une résolution spatiale à l'échelle du nanomètre. La combinaison du XMCD et l'imagerie de rayons x utilisant des photoélectrons émis (PEEM) réunit tous ces atouts, comme montré dans le dernier chapitre de ce mémoire.





## Chapitre 2

# Le dichroïsme des rayons-x en absorption

Dans cette section, je rappelle d'abord les principes du dichroïsme de rayons X. Le dichroïsme est la différence entre l'absorption de la lumière polarisée circulairement gauche et droite (Dichroïsme circulaire) ou entre la lumière polarisée linéairement parallèlement et perpendiculairement à l'axe de quantification (Dichroïsme linéaire). Cette différence est induite par les règles de sélection qui dépendent de la polarisation. Plusieurs articles de revue sur le dichroïsme ont été publiés depuis dix ans [14, 15, 16]. Je ne reviens ici donc que brièvement sur les principes de base du dichroïsme en absorption, en montrant les liens existants entre la section efficace d'absorption, la polarisation de la lumière et le magnétisme.

### 2.1 Dichroïsme circulaire et linéaire des rayons X

Dans la limite de l'approximation dipolaire, la section efficace d'absorption est donnée, selon la règle d'or de Fermi, par

$$W_{fi} = \sum_q |\langle \Phi_f | \mathbf{e}_q \cdot \mathbf{r} | \Phi_i \rangle|^2 \delta_{E_f - E_i - \hbar\omega} \quad (2.1)$$

Ici,  $\mathbf{e}_q$  est un vecteur unitaire avec polarisation  $q$ ,  $\Phi_f$  et  $\Phi_i$  sont, respectivement, les fonctions propres de l'état final et de l'état initial de l'atome absorbant et la fonction  $\delta$  tient en compte la conservation de l'énergie. Les éléments les plus importants pour le magnétisme sont les métaux de transition  $3d$  (surtout Fe, Co, Ni) et en moindre mesure  $4$  et  $5d$  (Pd, Pt), et les Terres Rares (Gd, Tb, Dy, ...). Les seuils d'absorption qui fournissent l'information la plus directe sur les niveaux magnétiques dans ces matériaux sont les seuils  $L_{2,3}$  (transitions d'électrons  $2p$  vers les niveaux  $d$ ) pour les métaux de transition et les seuils  $M_{4,5}$  (transitions  $3d \rightarrow 4f$ ) pour les Terres Rares.

Le traitement théorique des seuils  $M_{4,5}$  se fait en général en utilisant un modèle atomique où les interactions avec l'environnement (comme le champ cristallin ou magnétique) sont considérées comme des faibles perturbations. Cette approche est valable grâce au fait que les électrons  $4f$  dans les Terres Rares (TR) sont très localisés et qu'il n'y a donc pas de recouvrement entre les niveaux  $4f$  de deux atomes voisins. Pour les seuils  $L_{2,3}$  des métaux de transitions (MT), des modèles à un électron sont souvent utilisés pour tenir compte de la structure de bande,

éventuellement polarisée en spin. Conceptuellement, le modèle atomique est plus intuitif aussi, je commencerai par une brève description de ce modèle.

### 2.1.1 Seuils $M_{4,5}$ des Terres Rares

Les seuils d'absorption  $M_{4,5}$  des TR ont constitué le premier exemple expérimental de dichroïsme induit par un ordre magnétique [17, 18]. Dans le cas de transitions (quasi)atomiques, les fonctions d'onde dans la formule 2.1 peuvent être décrites en utilisant des nombres quantiques  $J, M$  et  $J', M'$  pour l'état initial et l'état final, respectivement. Dans ce cas, la section efficace d'absorption s'écrit comme

$$W_{fi} = \sum_q |\langle J' M_{J'} | \mathbf{e}_q \cdot \mathbf{r} | J M_J \rangle|^2 = \sum_q \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ -M_J & q & M_{J'} \end{pmatrix}^2 |\langle J' || \mathbf{e}_q \cdot \mathbf{r} || J \rangle|^2 \quad (2.2)$$

Ici l'élément de matrice a été séparé en deux parties, en utilisant le théorème de Wigner-Eckart. La partie radiale  $|\langle J' || \mathbf{e}_q \cdot \mathbf{r} || J \rangle|^2$  donne l'intensité spectrale de la transition. L'influence de la polarisation de la lumière sur l'absorption vient de la dépendance de la première partie, le symbole  $3J$  en carré, de  $M$  et de  $q$ . Le symbole  $3J$  est non-nul que si  $|J - 1| \leq J' \leq J + 1$  et  $q = \Delta M = M_J - M_{J'} = 0, \pm 1$ . Les transitions avec  $q = 0$  sont activées par la lumière avec une composante de polarisation linéaire selon l'axe  $z$  (l'axe de quantification), et les transitions  $q = +1$  et  $q = -1$  sont induites par la lumière polarisée circulaire gauche et circulaire droite, respectivement.

| $\Delta J \setminus q$ | -1  | 0  | +1  |
|------------------------|---|--|---|
| -1                     | $\frac{J(J-1)-(2J-1)M+M^2}{2J(2J+1)(2J-1)}$         | $\frac{J^2-M^2}{J(2J+1)(2J-1)}$          | $\frac{J(J-1)+(2J-1)M+M^2}{2J(2J+1)(2J-1)}$         |
| 0                      | $\frac{J(J+1)-M-M^2}{2J(2J+1)(J+1)}$                | $\frac{M^2}{2J(2J+1)(J+1)}$              | $\frac{J(J+1)+M-M^2}{2J(2J+1)(J+1)}$                |
| +1                     | $\frac{(J+1)(J+2)+(2J+3)M+M^2}{2(2J+3)(2J+1)(J+1)}$ | $\frac{(J+1)^2-M^2}{2(2J+3)(2J+1)(J+1)}$ | $\frac{(J+1)(J+2)-(2J+3)M+M^2}{2(2J+3)(2J+1)(J+1)}$ |

Tableau 2.1: Valeurs des symboles  $3J$  en fonction de  $\Delta J$  et  $q$ .

En symétrie sphérique, l'état fondamental donné par les règles de Hund a une dégénérescence de  $(2J + 1)$  et tous les niveaux  $M_J$  ( $-J \leq M_J \leq J$ ) ont la même probabilité d'occupation. On peut démontrer que dans ce cas la polarisation de la lumière ne joue pas sur le spectre d'absorption [15]. Un champ magnétique ou cristallin peut lever cette dégénérescence et à une température suffisamment basse les niveaux avec différents  $M_J$  auront une probabilité d'occupation différente. Le cas le plus simple est celui des seuils  $M_{4,5}$  d'un ion  $\text{Yb}^{3+}$  ( $3d^{10}4f^{13}$  dans l'état initial) dans un champ magnétique [19]. Ce champ induit une séparation Zeeman de l'état fondamental ( $^2F_{7/2}$ ) en huit niveaux avec  $M_J = -\frac{7}{2}, -\frac{5}{2}, -\frac{3}{2}, \dots, \frac{7}{2}$  et d'énergie  $\mu_0 g H M_J$ . Pour une température proche de zéro, seul le niveau avec l'énergie la plus basse,  $M_J = -\frac{7}{2}$ , sera occupé. Dans l'état final ( $3d^9 4f^{14}$ ), le seul état disponible est l'état  $^2D_{5/2}$ , avec  $-\frac{5}{2} \leq M_J \leq \frac{5}{2}$ . En conséquence, seules les transitions avec  $\Delta M = +1$  sont possibles et donc seulement la lumière polarisée circulairement gauche ou polarisée linéairement perpendiculaire à l'axe de quantification (ici induit par le champ magnétique) sera absorbée. La lumière polarisée circulairement droite ou avec une polarisation linéaire parallèle au champ magnétique ne sera pas absorbée. A des

températures plus élevées, les autres niveaux  $M_J$  seront occupés selon une distribution de Boltzmann, et les autres transitions (d’abord  $\Delta M = 0$  pour  $M_J = -\frac{5}{2}$ , ensuite aussi  $\Delta M = -1$  pour  $M_J = -\frac{3}{2}$ ) deviennent possibles. Cependant, une dépendance de l’absorption de la polarisation persistera jusqu’à des températures pour lesquelles  $kT \gg \mu_0 g H$ . En utilisant le tableau 2.1, on peut voir que la différence entre les transitions où  $q = -1$  et  $q = +1$  (dichroïsme circulaire) est proportionnelle à  $\langle M_J \rangle$  et donc au moment magnétique ( $|M| = \langle M_J \rangle \mu_0 g_{\alpha J}$ ). Le dichroïsme circulaire des rayons-x peut donc être utilisé pour mesurer l’ordre magnétique, avec la sélectivité chimique inhérente à la spectroscopie d’absorption des rayons-x. La différence entre  $q = 0$  et  $q = \pm 1$  (dichroïsme linéaire) dépend de  $\langle M_J^2 \rangle$  mais pas de  $\langle M_J \rangle$ . Le dichroïsme linéaire est donc sensible à l’ordre magnétique, mais ne peut pas donner le signe ni la direction des moments magnétiques. Par contre, il est très utilisé pour étudier l’ordre antiferromagnétique [20, 21, 22, 23, 24, 25, 26]. De plus, contrairement au dichroïsme circulaire magnétique, le dichroïsme linéaire est aussi sensible aux champs électriques cristallins avec une symétrie inférieure à la symétrie cubique. Ceci limite souvent l’intérêt du dichroïsme linéaire pour l’étude du magnétisme des Terres Rares, parce que dans beaucoup de matériaux magnétiques à base de Terres Rares l’ion se trouve dans un environnement cristallin de basse symétrie.

### 2.1.2 Seuils $L_{2,3}$ des Métaux de Transition

Les électrons  $d$  dans les métaux  $3d$  et  $4d$  sont moins localisés que les électrons  $4f$  des Terres Rares et l’état fondamental ne peut plus être décrit par la théorie atomique. Une approximation est possible en utilisant une approche d’interaction de configurations. Dans ce cas, l’état fondamental est décrit comme la superposition, avec des poids différents, d’états atomiques avec différents nombres d’électrons  $d$ . Ce modèle a été utilisé avec succès pour expliquer quelques propriétés de spectres d’absorption et courbes de dichroïsme de systèmes où les électrons  $d$  sont relativement localisés, comme dans le Ni métallique [27, 28] ou pour des atomes adsorbés de Mn [29]. En général, des effets de structure de bande jouent un rôle déterminant dans la forme spectrale des seuils  $L_{2,3}$  des MT métalliques, et souvent une approche à un électron est utilisée pour traiter les excitations. Ici, je présente un modèle simplifié, introduit par Stöhr et Wu [30], qui explique qualitativement le dichroïsme aux seuils  $L_{2,3}$  des MT.

Dans le modèle de Stoner [31], la bande  $d$  partiellement vide peut être divisée en deux sous-bandes, une de spin-up, l’autre de spin-down, sans moment orbital. Dans les matériaux magnétiques l’interaction d’échange entre les spins des électrons donne lieu à une différence en énergie entre les deux bandes (le ‘splitting’ d’échange), de l’ordre de 1-2 eV dans les métaux  $3d$  [32]. Il en résulte une différence de remplissage des deux bandes dites ‘majoritaire’ et ‘minoritaire’. Lorsqu’un champ magnétique  $H$  est appliqué selon la direction  $-z$ , les électrons spin-up (dans la direction  $+z$ ) auront une énergie plus basse (le spin des électrons s’oriente *anti-parallèlement* au champ,  $M_s = -2\mu_B S$  [33]) et constitueront donc la bande majoritaire.

Dans le cas des transitions à partir d’un niveau  $p$ , la lumière polarisée circulairement gauche (LCP) se propageant selon  $+z$ , donne lieu à des transitions avec  $\Delta m = +1$  ( $-1$  pour une polarisation circulaire droite, RCP). Puisque le vecteur électrique n’agit pas directement sur le spin mais seulement sur la partie orbitale

des fonctions d'onde de l'électron, ceci conduit à des transitions avec  $\Delta m_l = +1(-1)$  et  $\Delta m_s = 0$ . En présence du couplage spin-orbite, une connexion existe entre les parties de spin et orbitale du moment angulaire de l'électron. Dans ce cas, la lumière LCP excite 62,5% d'électrons spin-down et 32,5% d'électrons spin-up au seuil  $L_3$  (25% et 75%, respectivement, au seuil  $L_2$ ) [15, 30]. Si la bande  $d$  montre un 'splitting' d'échange, la probabilité que ces électrons soient absorbés dans la bande  $d$  dépend de leur spin, ce qui donne lieu au dichroïsme.

En absence d'un moment orbital dans la bande  $d$  le dichroïsme circulaire aux seuils  $2p_{3/2}$  ( $L_3$ ) et  $2p_{1/2}$  ( $L_2$ ) aura la même valeur absolue, avec un signe opposée aux deux seuils. Cependant, le couplage spin-orbite dans le niveau  $d$  est à l'origine d'une séparation des états  $d$  en  $3d_{5/2}$  et  $3d_{3/2}$ . Les règles de sélection dipolaires imposent que l'état  $3d_{5/2}$  ne peut transiter que vers l'état final  $2p_{3/2}$ . Une augmentation du couplage spin-orbite augmentera le caractère  $3d_{5/2}$  dans l'état initial [34] et donc le rapport de branchement  $2p_{3/2} : 2p_{1/2}$  [35]. Ceci se reflètera aussi dans le dichroïsme, donnant lieu à une plus forte intensité du dichroïsme au seuil  $L_3$  qu'au seuil  $L_2$ . En fait, la différence en intensité du dichroïsme peut être utilisée directement pour déduire le moment magnétique orbital [3], comme montré dans la section suivante.

### 2.1.3 Règles de somme

Les règles de somme pour l'absorption X relie le dichroïsme au moment magnétique orbital  $\langle L_z \rangle$  [3] et de spin  $\langle S_z \rangle$  [4]. L'indice  $z$  signifie que la composante des moments selon la direction de propagation des rayons-x est mesurée. Puisque le dichroïsme utilise l'absorption des rayons-x, ces règles de somme permettent de déterminer les moments avec sélectivité chimique et sélectivité de symétrie, i.e. aux seuils  $L_{2,3}$  des MT on mesure les moments  $d$  locaux, aux seuils  $M_{4,5}$  des TR on mesure les moments  $4f$ .

On a d'abord dérivé la règle de somme pour le moment orbital [3]. Il a été montré que  $\langle L_z \rangle$  est proportionnel à l'intensité intégrée de la courbe de dichroïsme circulaire, la différence entre les spectres pris avec deux polarisations circulaires opposées. Pour un seuil séparé en deux par le couplage spin-orbite, l'intégration se fait sur les deux parties du seuil. L'expression pour la règle de somme de  $\langle L_z \rangle$  est:

$$\langle L_z \rangle = \frac{2l(l+1)(4l+2-n)}{l(l+1)+2-c(c+1)} \times \frac{\mu_{tot}^+ - \mu_{tot}^-}{\mu_{tot}^+ + \mu_{tot}^- + \mu_{tot}^0} \quad (2.3)$$

Dans cette formule,  $l$  est le nombre quantique orbitalaire du niveau final (niveau de valence) de l'électron qui transite,  $c$  celui du niveau de cœur,  $n$  est le nombre d'électrons dans le niveau de valence et  $\mu_{tot}^+$ ,  $\mu_{tot}^-$  et  $\mu_{tot}^0$  sont les intensités intégrées de l'absorption pour une aimantation parallèle, anti-parallèle et perpendiculaire, respectivement, au moment angulaire du photon. Pour les seuils  $L_{2,3}$  des MT,  $l = 2$  et  $c = 1$ , ce qui donne  $\langle L_z \rangle = 2(10-n)(\mu_{tot}^+ - \mu_{tot}^-)/(\mu_{tot}^+ + \mu_{tot}^- + \mu_{tot}^0)$ .

La règle de somme pour le moment de spin est moins précise que celle pour le moment orbital, parce qu'elle comprend quelques approximations. L'expression complète pour  $\langle S_z \rangle$ , appliquée aux seuils  $L_{2,3}$  des MT, est:

$$\langle S_z \rangle = \frac{3(10-n)}{2} \times \frac{\mu_{j_+}^+ - \mu_{j_+}^- - 2(\mu_{j_-}^+ - \mu_{j_-}^-)}{\mu_{tot}^+ + \mu_{tot}^- + \mu_{tot}^0} - 3.5 \times \langle T_z \rangle \quad (2.4)$$

où  $\mu_{j+}$  et  $\mu_{j-}$  sont les sections efficaces partielles pour des états finaux avec un trou de cœur  $c + \frac{1}{2}$  et  $c - \frac{1}{2}$  (ici respectivement les seuils  $L_3$  et  $L_2$ ) et  $\langle T_z \rangle$  est la valeur moyenne de l'opérateur dipolaire magnétique. Pour pouvoir appliquer cette règle de somme, le splitting spin-orbite du trou de cœur doit être suffisamment grand pour éviter un mélange entre les deux parties du seuil par des interactions de Coulomb dans l'état final. Dans le cas des seuils  $L_{2,3}$  de MT  $3d$  ceci n'est normalement pas justifié, ce qui rend impossible une séparation complète des deux composantes  $\mu_{j+}$  et  $\mu_{j-}$ , nécessaire pour appliquer formule 2.4. L'erreur faite à cause de cette approximation diminue quand le splitting spin-orbite du niveau  $2p$  augmente. Au début de la série MT  $3d$ , l'erreur peut être très grande. Pour Cr, par exemple, cette approximation peut induire une incertitude de 50% dans la valeur de  $\langle S_z \rangle$ . Pour les mesures effectuées aux seuils  $L_{2,3}$  de Fe présentées au chapitre 3, l'erreur est de l'ordre de 20%, tandis qu'elle est d'environ 5% pour Ni [4]. Pour les seuils  $L_{2,3}$  de Pd dans ce même chapitre, le couplage spin-orbite est beaucoup plus grand ( $> 100eV$ ) et les seuils  $L_2$  et  $L_3$  sont bien séparés.

$\langle T_z \rangle$  est une mesure de l'anisotropie des spins quand le nuage d'électrons autour de l'atome est déformé par les effets du champ cristallin via le couplage spin-orbite. Cette même déformation du nuage électrique donne lieu à un moment électrique quadru-polaire  $\langle M^2 \rangle$  et donc à la présence d'un dichroïsme linéaire.

#### 2.1.4 Dichroïsme comme mécanisme de contraste magnétique

Les règles de somme sont utilisées pour obtenir une information quantitative sur les moments magnétiques avec sélectivité chimique. Le dichroïsme circulaire magnétique peut aussi simplement servir pour obtenir un contraste magnétique. Dans ce cas, l'énergie des photons polarisés circulairement est accordée au maximum de l'intensité du dichroïsme. Ensuite, cette intensité est enregistrée en variant le champ magnétique, pour obtenir des cycles d'hystérésis avec sélectivité chimique [8, 36]. Il est aussi possible de mesurer le dichroïsme *local* d'un échantillon, et ainsi ajouter la résolution spatiale à la sélectivité chimique. Différents types de microscope existent qui permettent l'imagerie magnétique en utilisant le dichroïsme. Les plus utilisés sont le microscope en transmission ou TXM (pour Transmission X-ray Microscope) et le PEEM (pour PhotoElectron Emission Microscope). La meilleure résolution spatiale, de 15 nm, a été obtenue récemment avec un TXM à l'Advanced Light Source (ALS) à Berkeley aux Etats-Unis [37]. L'inconvénient de ce type de microscope en transmission est que l'épaisseur des échantillons est limitée à un maximum de quelques centaines de nanomètres sur des substrats transparents, à cause de la grande section efficace des seuils d'absorption dans la gamme des rayons-x mous. Dans le PEEM, les électrons secondaires émis par l'échantillon après absorption des rayons-x sont utilisés dans un microscope électronique pour former l'image. Il n'y a donc pas de limite pour l'épaisseur du substrat et des substrats 'classiques' comme le Si ou l' $Al_2O_3$  peuvent être utilisés. Le principe de fonctionnement d'un PEEM est montré dans la Figure 2.1.

Dans la gamme des rayons-x mous, la désexcitation du trou de cœur créé pendant l'absorption se fait principalement par un processus Auger. Le plupart de ces électrons créent des électrons secondaires en cascade. Le nombre d'électrons finalement émis à la surface de l'échantillon est en bonne approximation proportionnel à l'absorption locale. Le PEEM utilise ces électrons secondaires pour faire une image agrandie de l'absorption locale. Ceci permet donc de faire de l'imagerie avec

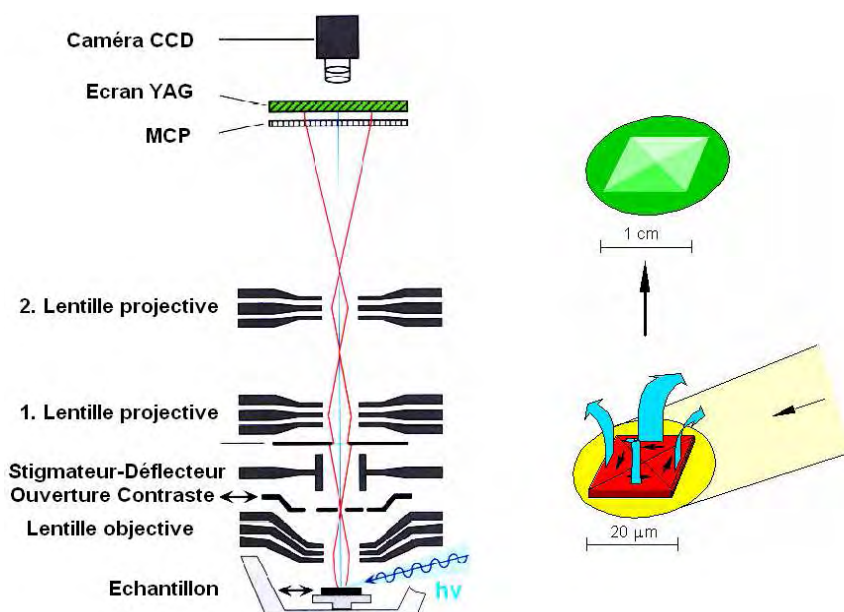


Figure 2.1: Principe de fonctionnement d'un Microscope à Photoélectrons émis (Photoelectron Emission Microscope (PEEM)). Des photons X polarisés circulairement sont absorbés par l'échantillon. Le nombre d'électrons émis localement est proportionnel à l'absorption, qui dépend de l'angle entre le faisceau incident et la direction d'aimantation. Ces électrons émis sont utilisés dans un microscope électronique pour faire une image agrandie de la structure en domaines de l'échantillon. (©W. Kuch)

sélectivité chimique et sensibilité magnétique, si des rayons-x polarisés circulairement sont utilisés. Un exemple est donné à droite de la Figure 2.1 pour un carré de  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$  avec une structure en domaines à fermeture de flux magnétique (structure Landau). L'image a été prise au seuil  $L_3$  du Fe, avec une polarisation circulaire gauche. Le domaine qui a sa direction d'aimantation parallèle à la projection de la direction d'incidence des rayons-x sur l'échantillon absorbe plus de rayons-x et émet donc plus d'électrons que le domaine qui a sa direction de l'aimantation dans le sens opposé. Ces électrons passent par les lentilles électriques (ou magnéto-électriques), sont multipliés par un MCP (Micro Channel Plate) et ensuite projetés sur un écran fluorescent. L'image sur cet écran est visualisée par une caméra CCD optique. Les domaines qui ont une direction de l'aimantation perpendiculaire à la direction d'incidence de la lumière montrent un contraste intermédiaire entre les domaines qui ont leur aimantation parallèle et anti-parallèle à cette direction. Pour connaître leur direction d'aimantation, il faut tourner l'échantillon dans le plan azimutal. L'atout principal du PEEM est sa sélectivité chimique, et il a donc largement été utilisé pour étudier les domaines magnétiques dans les systèmes magnétiques multi-couches (voir [38, 39] pour des papiers de revue récents). En utilisant la structure temporelle du rayonnement synchrotron, il est possible d'ajouter aussi la résolution temporelle aux mesures PEEM [9, 40], pour étudier la dynamique rapide du renversement magnétique (voir chapitre 5). Au cours de ces dernières années, la résolution spatiale de ce type d'instruments a été considérablement améliorée et actuellement des microscopes avec une résolution spatiale meilleure que 50 nm sont disponibles. Ceci permet de faire l'imagerie de nanostructures magnétiques [41, 42] avec une résolution meilleure que celle des microscopes optiques.

# Chapitre 3

## Multicouches Pd/Fe

Dans le chapitre précédent nous avons vu que le dichroïsme circulaire magnétique des rayons x permet d'obtenir les moments magnétiques (orbital et de spin) avec sélectivité chimique. Nous avons utilisé cette propriété pour déterminer les moments de Pd dans les multicouches Pd/Fe, en fonction de l'épaisseur de la couche de Pd [43]. Cette information est difficile à obtenir avec d'autres techniques parce que les propriétés magnétiques totales de l'échantillon sont largement dominées par les moments du Fe. Nous avons aussi obtenu de l'information sur les moments du fer en fonction du nombre de monocouches de Fe. Nous avons démontré que pour des épaisseurs de moins de 4 monocouches le Fe se trouve dans un état cubique faces centrés dit "haut spin" [44], qui avait été prévu théoriquement mais qui n'avait pas été mesuré précédemment.

### 3.1 Propriétés structurales et magnétiques du Pd.

Les alliages et les composés de Métaux de Transition 3d (Fe,Co,Ni) avec Pd présentent des propriétés magnétiques fascinantes, liées à l'hybridation 3d-4d et les interactions d'échange 3d-4d. Le métal Pd pur est non-magnétique, mais a tendance à s'ordonner ferromagnétiquement quand une faible quantité d'impuretés magnétiques est introduite. Des alliages  $\text{Fe}_x\text{Pd}_{1-x}$  ou  $\text{Co}_x\text{Pd}_{1-x}$  montrent des moments de Fe ou Co géants à basse température, même pour des composées très diluées en Fe ou Co ( $x < 0,1$ ) [45, 46]. L'existence de moments magnétiques 4d sur le Pd aussi grands que  $0,9 \mu_B$  a été suggérée [47]. Des expériences de photoémission de la bande de valence ont expliqué la polarisation des atomes de Pd par l'hybridation des états Pd 4d et Fe 3d [48, 49]. Le magnétisme 3d-4d a regagné beaucoup d'intérêt depuis qu'il a été trouvé que les multicouches à base de Pd présentaient des propriétés remarquables. Garcia et al. [50] ont été les premiers à utiliser des intercouches de Pd dans les multicouches Pd/Co et à démontrer l'existence d'une forte anisotropie perpendiculaire pour des faibles épaisseurs de Co. Une transition d'anisotropie perpendiculaire à planaire a lieu pour des épaisseurs de Co d'environ 0,8 nm [51]. Contrairement au cas de Pd/Co, les multicouches Pd/Fe montrent toujours une anisotropie planaire. Pour des multicouches Fe/Pd(001) déposées sur MgO(001) un couplage ferromagnétique des couches de Fe a été trouvé pour des épaisseurs de Pd entre 0,5 et 5 nm [52]. Ces résultats ont incité plusieurs études théoriques et expérimentales de multicouches Pd/Fe [52, 53, 54, 55]. La plupart des mesures ont montré une évidence indirecte



de moments induits sur le Pd de l'ordre de 0,3 à 0,4  $\mu_B$  à l'interface, et une polarisation des 2-4 premières monocouches. Des mesures XMCD ont été effectuées principalement aux seuils  $L_{2,3}$  des Métaux de Transition 3d; pour les multicouches Co/Pd une forte augmentation du moment orbital du Co, par rapport au Co pur, a été démontrée [57]. Nos mesures ont permis de déterminer le moment orbital et de spin des atomes de Pd dans les multicouches Pd/Fe, en fonction de la distance de l'interface, en variant l'épaisseur de la couche de Pd.

### 3.1.1 Détails expérimentaux

Nous avons effectué des expériences aux seuils  $L_{2,3}$  (transitions  $2p \rightarrow 4d$ ) de Pd dans les multicouches Pd/Fe sur la ligne de lumière ID12A de l'ESRF. Nous avons mesuré des multicouches avec différentes épaisseurs de Pd (2-14 monocouches) et 8 monocouches de Fe. Le signal d'absorption a été mesuré en utilisant le rendement de fluorescence. L'avantage du rendement de fluorescence par rapport au rendement d'électrons est sa grande sensibilité au volume (important pour nos multicouches) et la possibilité de travailler en présence d'un champ magnétique. Les différentes multicouches que nous avons mesurées avaient les compositions Pd(2MC)/Fe(8MC), Pd(4MC)/Fe(8MC), Pd(8MC)/Fe(8MC) et Pd(14MC)/Fe(11MC). Deux MC (monocouches) égalent 0,389 nm pour Pd et 0,289 nm pour Fe (les paramètres de maille de Pd cfc et Fe cc, respectivement). Les multicouches ont été préparées par Epitaxie par Jet Moléculaire (MBE) sur des substrats de MgO(001) par Frédéric Petroff et Vincent Cros de l'unité mixte de physique CNRS-Thales. La croissance a été contrôlée in-situ par diffraction d'électrons réfléchis à haute énergie (RHEED) et ex situ par diffraction de rayons X, montrant une croissance épitaxiale selon la direction (001) pour les couches de Pd et Fe. Plus de détails sur la préparation des échantillons sont donnés dans [52]. Les multicouches avaient leur axe facile d'aimantation parallèle aux couches, avec un champ de saturation  $\mu_0 H = 60 mT$ .

### 3.1.2 Résultats et discussion

#### Analyse des spectres d'absorption $L_{2,3}$

Dans la Figure 3.1 je montre les spectres d'absorption totale, la somme des spectres enregistrés en polarisation circulaire gauche et droite, au seuil  $L_3$  pour les quatre multicouches Pd/Fe. Plusieurs changements ont lieu quand l'épaisseur de Pd augmente, notamment dans la position et l'intensité de la raie blanche et dans la structure après la raie blanche. Ces changements sont liés à l'interaction avec le Fe aux interfaces. On peut supposer que le spectre pour 2 MC de Pd est représentatif pour l'interface, tandis que celui pour 14 MC correspond plutôt au volume. Dans ce cas, le spectre pour 4 MC de Pd serait la moyenne des spectres de "l'interface" et du "volume", tandis que le 8 MC correspondrait à la moyenne de "l'interface" et trois fois le "volume". Dans la Figure 3.2 je compare ces moyennes avec les spectres expérimentaux pour 4 et 8 MC de Pd. La ressemblance est remarquable, ce qui justifie la décomposition des spectres en contributions d'interface et de volume distinctes. Ceci montre aussi que les interfaces Pd/Fe dans ces multicouches sont d'une très bonne qualité et qu'une forte rugosité à l'échelle atomique est à exclure. Il y a peu de mélange à l'interface.

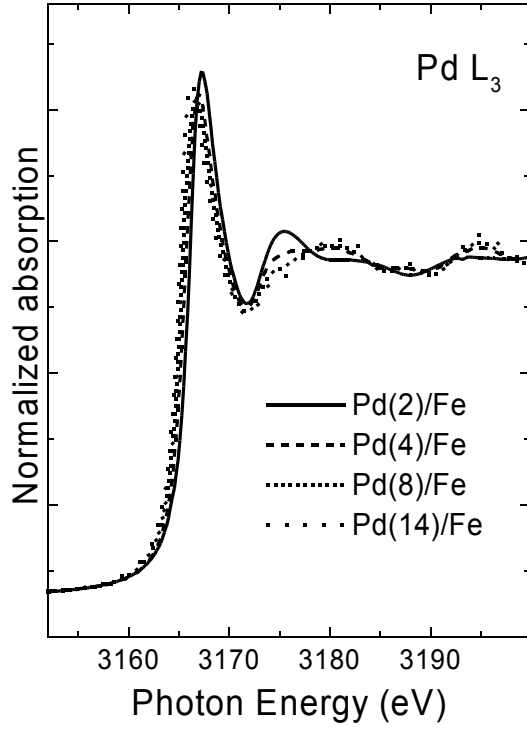


Figure 3.1: Seuil  $L_3$  de Pd pour des multicouches Pd/Fe avec 2, 4, 8 et 14 MC de Pd. Des changements en position, en intensité et en forme sont visibles avec les changements d'épaisseur.

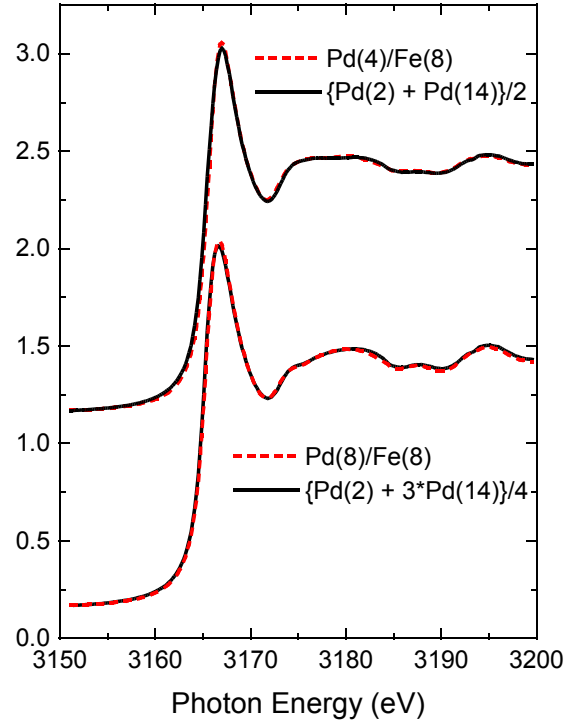


Figure 3.2: Comparaison entre les spectres au seuil  $L_3$  pour 4 et 8 MC de Pd, et les moyennes des spectres pour 2 et 14 MC de Pd.

Le rapport de branchement  $L_3/L_2$  est plus faible pour les atomes à l'interface que pour le volume. Il a été montré par Thole et Van der Laan [35] qu'une déviation du rapport de branchement statistique de 2 pour les MT 4d et 5d est une conséquence directe de la décomposition spin-orbite dans la bande d. Nous avons déterminé les rapports de branchement pour les deux échantillons après soustraction d'un fond donné par les spectres  $L_3$  et  $L_2$  d'Ag (voir prochaine section), et nous avons trouvé des valeurs de  $2,3 \pm 0,1$  et  $2,8 \pm 0,1$  pour 2 et 4 MC de Pd, respectivement. Pour le Pd métallique, Sham [56] avait trouvé un rapport de 2,7. Ceci montre que l'hybridation avec la bande 3d du Fe, possédant un paramètre spin-orbite beaucoup plus faible, conduit à une diminution de la décomposition spin-orbite 4d du Pd pour les atomes à l'interface. Au contraire, cette même hybridation conduit à une augmentation de la décomposition spin-orbite du Fe (voir section 3.2) et est probablement en partie responsable de l'anisotropie magnéto-cristalline et de l'augmentation du moments orbital 3d dans les multicouches Pd/MT [57, 58].

### Dichroïsme Circulaire Magnétique du Pd

La Figure 3.3 montre l'absorption totale et le dichroïsme circulaire aux seuils  $L_3$  et  $L_2$  de Pd dans la multicouche Pd(2MC)/Fe(8MC). Pour les seuils  $L_{2,3}$  de Pd, les règles de somme de Thole et Carra [3, 4] peuvent s'écrire de la façon suivante:  $\langle L_Z \rangle = 2(A_3 + A_2) \times (n_{4d}/\sigma_{tot})$  et  $\langle S_Z \rangle = 1,5(A_3 - 2A_2) \times (n_{4d}/\sigma_{tot}) - 7\langle T_Z \rangle$ , où  $A_3$  et  $A_2$  sont les intégrales du dichroïsme aux seuils  $L_3$  et  $L_2$ , respectivement,  $n_{4d}$  est le nombre de trous dans la bande 4d et  $\sigma_{tot}$  est la section efficace pour les transitions  $2p \rightarrow 4d$  en lumière non-polarisée. Pour pouvoir séparer les transitions vers les

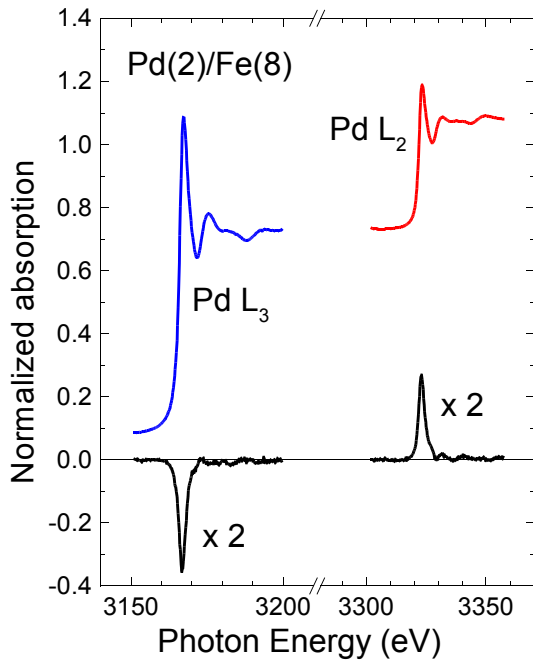


Figure 3.3: Seuils  $L_{2,3}$  de Pd dans la multicouche Pd(2MC)/Fe(8MC). En haut: spectres d'absorption totale (polarisation gauche plus droite). En bas: XMCD (différence gauche - droite). Le dichroïsme a été corrigé pour le taux de polarisation circulaire.

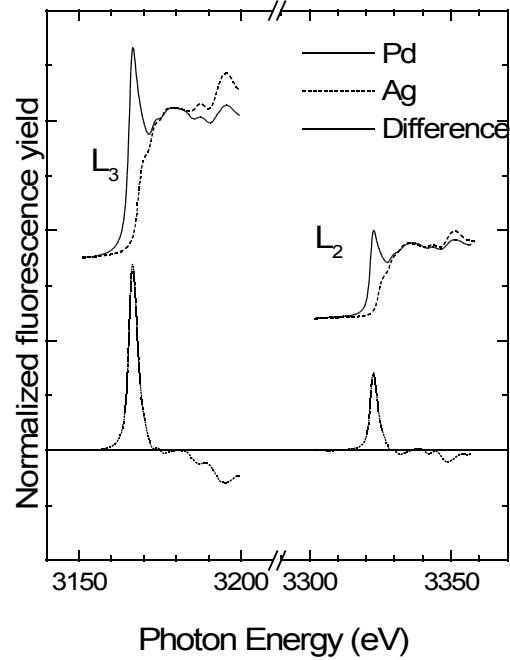


Figure 3.4: Seuils  $L_{2,3}$  de Pd dans une couche mince d'alliage  $\text{Fe}_{25}\text{Pd}_{75}$  et un film de 100 nm de Ag. La différence entre les spectres pour les deux métaux est donnée en bas.

états vides  $4d$  des autres transitions  $2p \rightarrow nd$ ,  $s$  permises par les règles de sélection dipolaire, nous avons comparé en Figure 3.4 les seuils  $L_3$  et  $L_2$  de Pd dans un alliage  $\text{Fe}_{25}\text{Pd}_{75}$  avec ceux d'Ag, acquis sur la même ligne de lumière sur un film d'Ag de 100 nm d'épaisseur. La différence principale entre les deux spectres se trouve dans la région de la "raie blanche", à la même position que le dichroïsme. Sham [56] a montré que la "raie blanche" est due aux transitions  $2p \rightarrow 4d$ , tandis que les pics à énergie plus élevée, très similaires pour les deux échantillons, sont dus aux transitions vers des états hybridés  $pd$  et  $df$ . Nous pouvons utiliser les spectres de la Fig. 3.4 pour obtenir une valeur pour  $\sigma/n_{4d}$ , l'absorption par trou  $4d$ , qui ne dépend pas du nombre de trous. Donc  $\sigma/n_{4d} = [\sigma_{tot}(Pd) - \sigma_{tot}(Ag)] / [n_{4d}(Pd) - n_{4d}(Ag)]$ , où  $\sigma_{tot}(Pd) - \sigma_{tot}(Ag)$  est l'intégrale de la courbe de différence. Pour  $n_{4d}(Pd) - n_{4d}(Ag)$  nous avons pris 0,92 pour la différence entre le nombre calculé de trous dans  $\text{Fe}_{25}\text{Pd}_{75}$  (1,27) et Ag (0,35, [59]). Une barre d'erreur d'environ 20-25 %, principalement due aux incertitudes dans  $n_{4d}$  et dans le taux de polarisation de la lumière, est donnée systématiquement pour les valeurs des moments magnétiques déterminés.

Comme mentionné dans l'introduction, l'application de la règle de somme pour le spin peut être problématique pour la plupart des métaux de transition  $3d$  où les seuils  $L_3$  et  $L_2$  se recouvrent [4, 60]. Pour les seuils  $L_{2,3}$  de Pd ce problème n'existe pas grâce à la grande séparation spin-orbite (157 eV) entre les états finaux  $2p_{3/2}$  et  $2p_{1/2}$ . La règle de somme pour le moment de spin contient aussi un terme  $\langle T_Z \rangle$ , que nous supposons négligeable ici, comme expliqué dans la Référence [43].

Dans la Figure 3.5, je montre les courbes de dichroïsme pour les différentes multicouches Pd/Fe. Le dichroïsme, et donc le moment magnétique moyen par

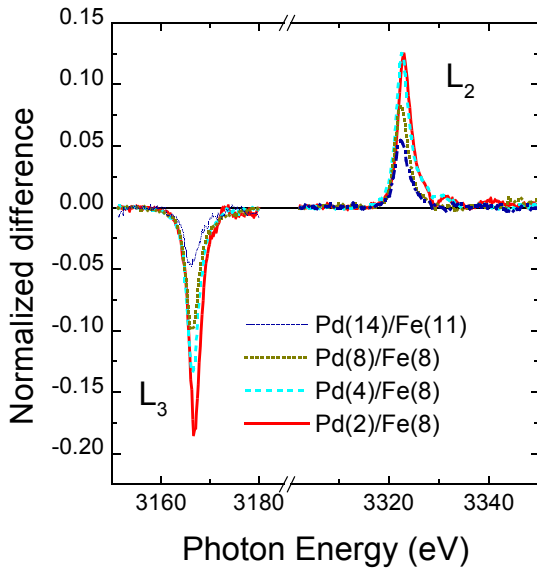


Figure 3.5: Dichroïsme aux seuils  $L_{2,3}$  de Pd pour les différentes épaisseurs de Pd. Le dichroïsme est normalisé par rapport à l'absorption totale. Le dichroïsme diminue quand l'épaisseur de Pd augmente.

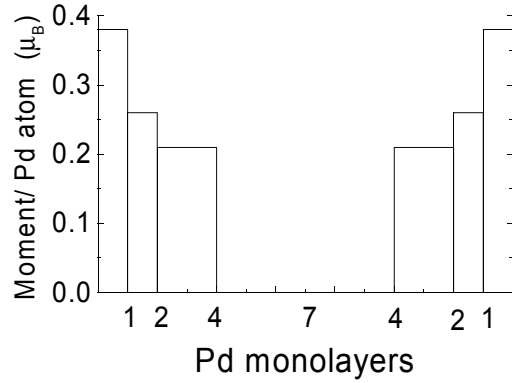


Figure 3.6: Profil d'aimantation de la couche de Pd en fonction de la distance de l'interface. L'aimantation est limitée aux 4 premières couches à l'interface avec un maximum de  $0,4 \mu_B$  pour la première couche.

atome de Pd, diminue quand l'épaisseur de la couche de Pd augmente. Les règles de somme donnent un faible moment orbital pour le Pd, avec seulement pour les atomes de Pd à l'interface une valeur non-négligeable ( $0,04 \pm 0,01$ ). Ceci indique une diminution du blocage du moment orbital par le champ cristallin à l'interface, due à un rétrécissement de la bande  $d$  [61, 62, 63].

Nous pouvons utiliser les moments moyens par atome de Pd pour les différentes épaisseurs, obtenus avec les règles de somme, pour déduire le moment du Pd en fonction de la distance de l'interface. Le résultat est montré dans la Figure 3.6. Nous avons trouvé une forte polarisation des atomes à l'interface mais un moment magnétique négligeable pour les atomes à une distance de plus de quatre couches de l'interface. Une analyse très similaire a récemment montré un comportement semblable pour les moments du Pt aux interfaces Ni/Pt [64] et Co/Pt [65].

Notre résultat est en bon accord avec des calculs de Fullerton *et al.* [54] qui montrent une polarisation des deux premières couches de Pd avec des moments magnétiques de  $0,35 \mu_B$  et  $0,17 \mu_B$ , respectivement. En concernant le moment orbital, une valeur de  $0,03 \mu_B$  a été calculé par Solovyev *et al.* [58] pour un alliage FePd.

### 3.2 Structure et moments magnétiques de Fe

Nous avons mesuré aussi les moments de Fe dans des multicouches avec une épaisseur fixe de Pd (8 MC) et 1, 2 ou 3 MC de Fe [44]. Les moments magnétiques et la structure cristallographique de couches ultraminces de Fe sur Pd(001) ne sont pas très bien connus [66]. La question est notamment de savoir si le Fe dans ces couches est de structure c.f.c. ou c.c. Cette information est très importante, parce que la structure et le magnétisme des films ultraminces de Fe sont fortement liés [67]. Des changements dans la structure locale du fer conduisent à un diagramme

de phase magnétique très riche: une phase anti-ferromagnétique (AF) et de phases ferromagnétiques avec haut spin (HS) [68] ou bas spin (LS) peuvent être stabilisées selon Moruzzi *et al.* [69]. Une phase cfc dans les couches minces ou multicouches de Fe, avec un moment pouvant dépasser les  $3 \mu_B$  dans des conditions spécifiques, a été calculée par ces auteurs. Ces prédictions ont été confirmées dans le système Fe/Cu(100) [70, 71] en variant l'épaisseur de la couche de Fe et un moment de  $3,5 \mu_B$  a été trouvé pour du Fe tétragonale faces centrés [72]. Pour Fe/Pd(001), une augmentation du moment total a été observée expérimentalement, mais sans séparer les contributions du Fe et du Pd [52, 54].

Des expériences de X-ray Absorption Near Edge Structure (XANES) au seuil K du Fe ont été effectuées sur la ligne D42 de DCI (LURE) pour déterminer la structure locale du Fe ainsi que son anisotropie. La structure fine de ces spectres montre clairement que le Fe se trouve dans une structure c.f.c. pour les épaisseurs (1, 2 et 3 MC) étudiées ici [44]. Des mesures de diffraction x indiquent un volume par atome de Fe de  $(1,24 \pm 0,03 \text{ nm}^3)$ , ce qui correspond à un volume pour lequel les calculs de Moruzzi *et al.* prévoient une transition d'une phase anti-ferromagnétique vers une phase haut spin pour le Fe c.f.c.

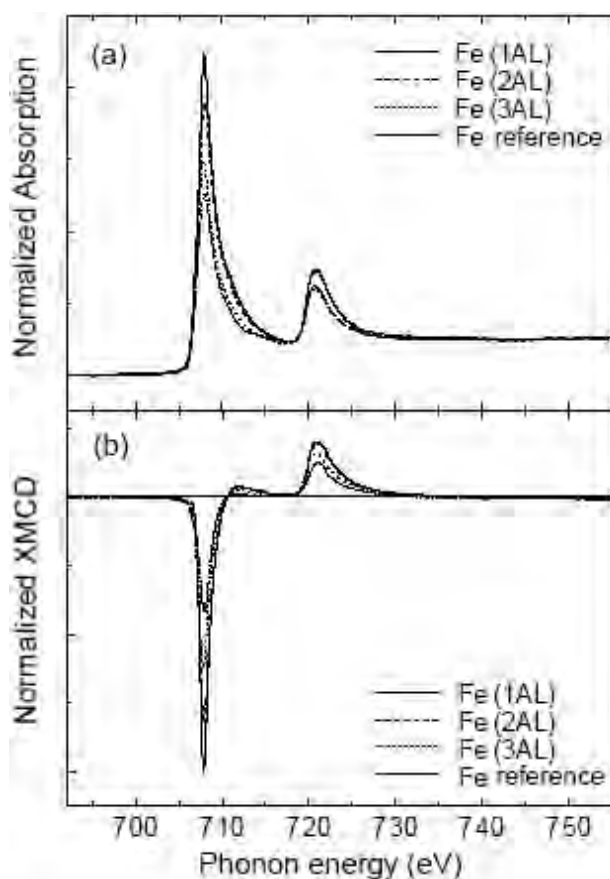


Figure 3.7: a) Spectres d'absorption totale aux seuils  $L_{2,3}$  de Fe pour des multicouches Pd(8MC)/Fe( $x$  MC) avec  $x = 1, 2$  et 3, ainsi que pour une couche de Fe de référence de 20 nm. Les spectres totaux ont été obtenus en moyennant les spectres de polarisation circulaire gauche et droite. b) Dichroïsme aux seuils  $L_{2,3}$  du Fe pour les mêmes échantillons, obtenu en prenant la différence entre les spectres de polarisation circulaire gauche et droite.

Les expériences XMCD aux seuils  $L_{2,3}$  du Fe ont été réalisées sur la ligne ID12B de l'ESRF, à 40K et sous un champ de 5T perpendiculaire aux couches. Ce champ était suffisant pour saturer l'aimantation de la multicouche perpendiculaire au plan. Les rayons X étaient à incidence normale, avec le vecteur de propagation perpendiculaire aux couches et parallèle au champ appliqué. Les spectres d'absorption ont été mesurés en rendement total d'électrons. Dans la Figure 3.7 je montre les

spectres aux seuils  $L_{2,3}$  du Fe dans les multicouches  $\text{Fe}(x \text{ MC})/\text{Pd}(8\text{MC})$ , avec  $x = 1, 2$  et  $3$ , et un film de référence de  $20 \text{ nm}$  de Fe préparé dans les mêmes conditions que les multicouches et couvert de  $3 \text{ nm}$  d'Al. D'abord, on remarque que les intensités des raies blanches sont plus grandes que pour la référence, une augmentation d'à peu près  $10\%$  pour l'échantillon avec  $1 \text{ MC}$  de Fe. L'intensité intégrée aux seuils est proportionnelle à  $N_h$ , le nombre d'états vides dans la bande de valence  $3d$  ( $N_h = \int \rho(E) dE$ ) [35]. Cette augmentation de l'intensité est donc en accord avec un transfert de charge de la bande  $3d$  du Fe vers la bande  $4d$  du Pd dû à un mélange non-symétrique des orbitales. Une analyse plus précise montre aussi que le rapport de branchement  $L_3/L_2$  augmente pour les plus faibles épaisseurs de Fe, en accord avec une augmentation du paramètre spin-orbite [35]. Comme remarqué précédemment pour le Pd, l'hybridation  $3d-4d$  à l'interface conduit à une augmentation du paramètre spin-orbite pour le Fe et à une diminution pour le Pd. Nous avons utilisé les règles de somme [3, 4] sur les spectres d'absorption et le dichroïsme pour obtenir le moment orbital et de spin du Fe. Nous avons déduit le rapport  $n_{3d}/\sigma_{tot}$  présent dans les deux règles de somme d'une comparaison des spectres d'absorption  $L_{2,3}$  de la référence de Fe avec une simple fonction à deux marches [73]. Nous avons pris  $n_{3d}$ , le nombre de trous dans la bande  $3d$  du Fe, égal à  $3,4$  [74]. Comme pour les éléments  $4d$ ,  $n_{3d}/\sigma_{tot}$  devrait être constant pour les MT  $3d$  et peut donc être utilisé aussi pour les autres épaisseurs de Fe. Wu *et al.* [74] ont calculé la contribution du dipôle magnétique pour une surface de  $\text{Fe}(001)$  et ils ont trouvé une valeur de  $\langle T_Z \rangle$  d'environ  $10\%$  de  $m_{spin}$ , avec un direction opposée à la direction de  $m_{spin}$ . En conséquence, négliger  $T_Z$  conduit à une sous-estimation du moment de spin réel. Nous avons utilisé la méthode proposée par Stöhr et König [75] pour s'affranchir de la contribution dipolaire magnétique, en mesurant le signal de dichroïsme en incidence normale ( $\theta = 0^\circ$ ) et à un angle d'incidence de  $\theta = 60^\circ$  pour l'échantillon avec  $1 \text{ MC}$  de Fe. Nous avons obtenu  $7m_T = 0,58\mu_B$  aux interfaces. Cette valeur de  $20\%$  de  $m_{spin}$  est bien plus grande que celle calculée par Wu *et al.* [74] mais similaire à la valeur extrapolée par Weller *et al.* pour  $1 \text{ MC}$  de Co dans  $\text{Co}/\text{Au}$  [5].

|           | $m_{spin} + 7m_T$ ( $\mu_B$ ) | $m_{orb}$ ( $\mu_B$ ) | $m_{total}$ ( $\mu_B$ ) |
|-----------|-------------------------------|-----------------------|-------------------------|
| Fe 1 MC   | $3,34 \pm 0,3$                | $0,35 \pm 0,03$       | $3,69 \pm 0,33$         |
| Fe 2 MC   | $2,96 \pm 0,3$                | $0,29 \pm 0,03$       | $3,25 \pm 0,33$         |
| Fe 3 MC   | $2,79 \pm 0,3$                | $0,12 \pm 0,02$       | $2,91 \pm 0,32$         |
| Référence | $2,05 \pm 0,1$                | $0,10 \pm 0,01$       | $2,15 \pm 0,11$         |

Tableau 3.1: Moments d'orbite et de spin du Fe dans les différentes multicouches, ainsi que dans la référence de  $20 \text{ nm}$  de Fe.

Dans le Tableau 3.1 je reporte les moments pour les différentes épaisseurs de Fe. Les moments que nous avons trouvés sont fortement augmentés par rapport au fer pur, avec un moment de spin ( $m_{spin}$ ) de  $2,76\mu_B$  (contre  $2,1\mu_B$  pour le Fe pur) et un moment orbital de  $0,35\mu_B$  ( $0,1\mu_B$ ) pour une monocouche de fer. Le moment induit dans la couche de Pd indique un changement dans la structure de bande du Pd sur plusieurs plans atomiques, dû à l'hybridation  $3d-4d$ . Cette hybridation conduit aussi à un transfert partiel du couplage spin-orbite plus fort de Pd vers Fe ce qui, avec la réduction de la symétrie, explique le fort moment orbital du fer à l'interface. Le moment total de  $2,91\mu_B$  que nous avons trouvé pour  $3 \text{ MC}$  de Fe est lié à l'augmentation de volume atomique de Fe et est en accord avec le diagramme

de phase magnétique compliqué calculé par Moruzzi *et al.* [69].

## Chapitre 4

# Dynamique du renversement de l'aimantation

Dans le chapitre précédent l'utilisation du dichroïsme magnétique circulaire des rayons x pour déterminer séparément les moments magnétiques quantitatifs de différents éléments dans une multicouche a été illustré. Dans ce chapitre, je montre l'utilité du dichroïsme, en combinaison avec des mesures de l'effet Kerr magnéto-optique au laboratoire, pour la compréhension des processus dynamiques de renversement de l'aimantation dans les systèmes à plusieurs couches magnétiques. Il s'agit aussi bien de bicouches ferro/antiferro-magnétiques à couplage d'échange que de tricouches ferromagnétique/nonmagnétique/ferromagnétique comme les vanes de spin et les jonctions tunnel magnétiques. Contrôler et comprendre la dynamique du renversement de l'aimantation dans ces systèmes est un sujet important pour plusieurs applications. Un exemple d'un dispositif à couches minces magnétiques est la vanne de spin à magnétorésistance géante [1, 76], généralement utilisée dans les têtes de lecture magnétiques. Les vanes de spin joueront probablement un rôle important aussi dans les applications futures comme les mémoires à accès aléatoires magnétiques (MRAM) ou l'intégration du magnétisme dans les dispositifs électroniques. Une vanne de spin consiste, dans le cas le plus simple, en deux couches ferromagnétiques séparées par une couche non-magnétique ultramince. La direction d'aimantation d'une des couches ferromagnétiques est stabilisée en la mettant en contact avec une couche antiferromagnétique. L'opération d'un tel dispositif dépend de la possibilité de manipuler indépendamment l'état de l'aimantation des deux couches ferromagnétiques. Cette manipulation doit se faire à haute vitesse pour satisfaire les besoins d'un transfert de données de plus en plus rapide. Des mesures dynamiques rapides du renversement de l'aimantation dans de tels systèmes couplés sont donc souhaitables.

### 4.1 Dynamique du couplage d'échange dans Co/NiO

Nous avons utilisé des mesures Kerr résolues en temps au laboratoire et des mesures XMCD à l'ESRF pour étudier le renversement de l'aimantation dans les bicouches ferro/antiferromagnétiques Co/NiO. Les systèmes F/AF sont beaucoup étudiés pour leurs propriétés magnétiques particulières dues au couplage d'échange F/AF à l'interface. En général, ce couplage d'échange se manifeste par une (forte) augmentation de la coercitivité de la couche ferromagnétique et une anisotropie



d'échange ("exchange bias"), un décalage du cycle d'hystérésis par rapport à champ nul. Ce décalage est maximal quand l'échantillon est refroidi sous champ d'une température au-dessus vers une température en dessous de la température de Néel. L'anisotropie d'échange est utilisée dans des structures type vanne de spin pour stabiliser la direction de l'aimantation de la couche piégée. Un grand nombre d'études a été publié depuis la découverte de ce phénomène par Meiklejohn et Bean en 1956 [77], essayant d'expliquer les détails du décalage d'échange. Dans les dix dernières années, plusieurs articles de revue sur l'anisotropie d'échange ont été publiés [78, 79, 80].

Dans leur premier papier, Meiklejohn et Bean proposaient un modèle simple où le décalage d'échange est la conséquence du couplage entre la couche ferromagnétique et la dernière couche antiferromagnétique à l'interface. Dans ce modèle, cette couche est supposée d'être non-compensée, c'est à dire tous les moments de la couche AF interfaciale pointent dans la même direction. La configuration de spin dans la couche AF est supposée être figée pendant le renversement de l'aimantation de la couche F, fournissant ainsi un champ de bias unidirectionnel constant. Le décalage d'échange prévu avec ce modèle est un ordre de grandeur plus élevé que celui observé expérimentalement. En introduisant des paramètres comme de la rugosité et des défauts structuraux, qui empêchent l'interface d'être parfaitement non-compensée, un ordre de grandeur correct peut être obtenu [81]. Dans d'autres modèles, un réarrangement des moments AF à l'interface quand la couche de F se renverse est invoqué [82, 83, 84, 85]. Le renversement des moments ferromagnétiques induit un couple sur les moments AF à l'interface, ce qui conduit à des parois de domaines AF partielles parallèles à l'interface. En plus, Malozemoff [82] proposait que le déséquilibre des moments AF dû à la rugosité et aux défauts structuraux est à l'origine d'un "champ aléatoire" qui conduit à des parois AF perpendiculaires à l'interface F/AF.

Dans tous ces modèles, il est supposé que la configuration de spin à l'intérieur de la couche AF n'est pas modifiée quand l'aimantation de la couche F est renversée. A température non-nulle, une réorganisation thermiquement activée de l'aimantation dans la couche AF peut avoir lieu quand la couche F se renverse. Ceci implique que le renversement de la couche F dépend de l'histoire magnétique de la bicouche [86]. Plusieurs travaux ont étudié la relaxation et le renversement thermiquement assisté de la couche AF, en se focalisant sur la dépendance en température et en temps du décalage d'échange [80, 86, 87, 88, 89]. Il est difficile d'étudier directement la dynamique du renversement de l'aimantation dans la couche AF, mais il est possible d'obtenir de l'information à partir de mesures de la dynamique de la couche F, comme je le montrerai dans ce qui suit.

#### 4.1.1 Dynamique du renversement par mesures Kerr

Nous avons étudié une série de bicouches Co/NiO polycristallines élaborées par pulvérisation cathodique dans le groupe de Bernard Dieny du laboratoire Spintec. Le dépôt sous incidence oblique de la couche de NiO est à l'origine d'une anisotropie uniaxiale dans le plan de la couche de cobalt [90]. Les couches ne montrent pas de décalage d'échange à température ambiante mais elles présentent une très forte augmentation de la coercitivité. Cette absence de décalage d'échange est due à la petite taille des grains de NiO (6 nm). Quand la direction de l'aimantation dans la couche de Co se renverse, les moments de la couche de NiO à l'interface changent de

direction aussi et entraînent avec eux les autres moments. Cet effet de “traînage” des moments est plus facile pour des petits grains à cause de leur plus faible anisotropie. Pour un échantillon avec 25nm de NiO, le décalage d'échange apparaît en dessous de 250K, mais pour des épaisseurs plus faibles cette température de blocage est plus basse.

Pour étudier l'influence du couplage d'échange avec le NiO sur la dynamique du retournement de la couche de cobalt nous avons effectué des mesures de coercitivité (dynamique) en fonction du taux de balayage du champ magnétique pour différentes épaisseurs de Co et de NiO [91].

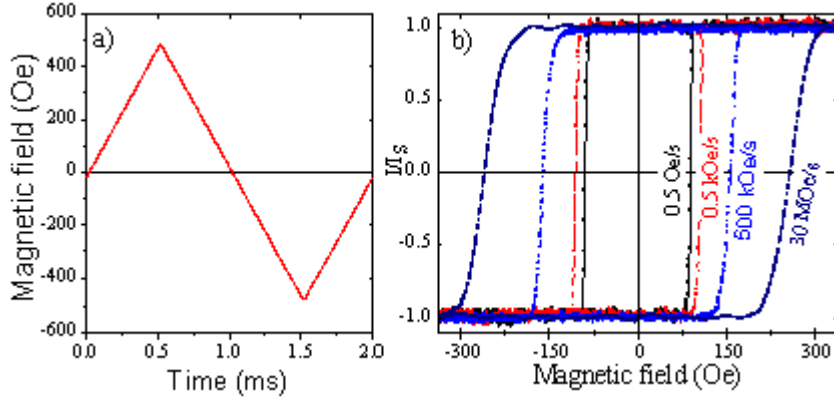


Figure 4.1: a) Variation du champ magnétique sur l'échantillon avec le temps, ici pour un taux de balayage de 100T/s (1MOe/s). b) Courbes d'aimantation de l'échantillon Co(3nm)/NiO(25nm) pour différentes valeurs de  $dH/dt$ .

Les mesures ont été effectuées en utilisant l'effet Kerr longitudinal, avec des impulsions magnétiques triangulaires (voir Figure 4.1a) et un taux de balayage du champ allant du statique à 20.000 T/sec. La coercitivité dépend de l'épaisseur des couches F et AF et de la vitesse de balayage du champ  $dH/dt$ . La forme du cycle d'hystérésis change lorsque  $dH/dt$  augmente (Figure 4.1b). Des modèles phénoménologiques basés sur la dynamique des parois prévoient une dépendance logarithmique du champ coercitif au taux de balayage [92]. Ces modèles, basés sur une relaxation activée thermiquement, supposent que la barrière d'énergie pour le renversement de l'aimantation varie linéairement avec le champ appliqué. Pour un taux de balayage  $dH/dt$  donné, le champ coercitif peut alors s'écrire comme:

$$H_C = \frac{kT}{V^*M_S} \ln\left[1 + \left(\frac{dH}{dt}\right)\tau_w \frac{V^*M_S}{kT} \ln 2\right] \quad (4.1)$$

où  $M_S$  est l'aimantation à saturation par unité de volume.  $V^*$  est le volume de Barkhausen, le volume caractéristique qui change sa direction d'aimantation pendant un saut de paroi.  $\tau_w$  est le temps de relaxation, le temps pour surmonter la barrière d'énergie d'activation  $\Delta E$  en absence de processus d'activation, avec une fréquence d'essai  $\tau_0$  ( $\tau_w = \tau_0 \exp(\Delta E/kT)$ ).

Dans la Figure 4.2 je montre l'évolution du champ coercitif en fonction de  $\ln(dH/dt)$  pour des bicouches avec différentes épaisseurs de Co et de NiO. Dans Fig. 4.2(a), l'épaisseur du NiO est constante à 25 nm, tandis que l'épaisseur de Co varie (3, 6 et 12 nm). Les courbes dans Fig. 4.2(b) sont obtenues pour différentes épaisseurs de NiO (4, 10, 15 et 25 nm) et une épaisseur constante de Co de 3 nm. Dans la plupart des courbes, un régime d'augmentation de la coercitivité linéaire

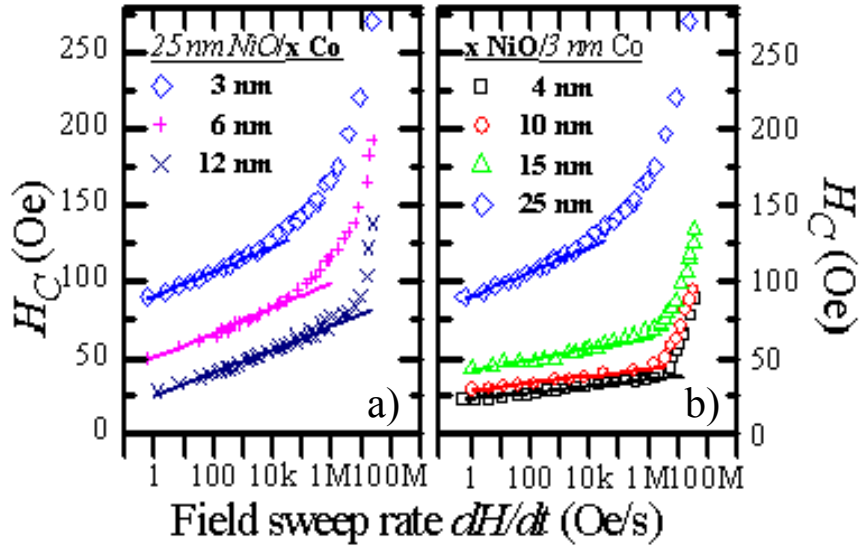


Figure 4.2: Coercitivité en fonction de  $\ln(dH/dt)$  pour 25 nm de NiO et différentes épaisseurs de Co (a), et pour 3 nm de Co et différentes épaisseurs de NiO (b.)

en  $\ln(dH/dt)$  est visible pour des faibles taux de balayage du champ, suivi par une transition vers une augmentation beaucoup plus rapide. À de faibles taux de balayage le retournement est dominé par la propagation de parois tandis qu'à de forts taux de balayage la nucléation domine (voir section 4.3). La transition entre les deux régimes a lieu à des valeurs de  $dH/dt$  de plus en plus faibles lorsque l'épaisseur de NiO augmente ou lorsque l'épaisseur de Co diminue. La transition devient moins marquée pour des grandes épaisseurs de NiO.

Nous avons ajusté les paramètres  $V^*$  et  $\tau_w$  (et donc  $\Delta E$ ) à la partie linéaire des courbes expérimentales pour toutes les couches. Les paramètres obtenus pour les différentes épaisseurs sont montrés en figure 4.3(a) et (b). Le volume de Barkhausen  $V^*$  diminue linéairement avec une épaisseur croissante de NiO tandis qu'il reste constant avec l'épaisseur de Co. Le temps de relaxation en champ nul  $\tau_w$  augmente doucement avec l'épaisseur de NiO et diminue fortement avec l'épaisseur de Co.

Pour des faibles valeurs de  $t_{Co}$  le volume de Barkhausen implique toute l'épaisseur de la couche de Co ( $V^* = A^* t_{Co}$ ). La variation de la barrière d'énergie  $\Delta E$  avec l'aire du volume de Barkhausen  $A^*$  donne le couplage d'interface en fonction de la surface couplée. La Figure 4.3(c) montre le rapport entre  $\Delta E$  et  $A^*$  (l'énergie de couplage d'interface) en fonction de  $l^* = \sqrt{A^*}$ . L'énergie d'interface est inversement proportionnelle à la longueur effective d'activation. Ceci est en accord avec le modèle de Malozemoff, où un argument de "chemin aléatoire" est utilisé pour montrer que l'énergie de l'anisotropie d'échange est inversement proportionnelle à une échelle de longueur typique du matériau AF. Cette échelle typique peut être imposée par une rugosité interfaciale, mais peut aussi être liée à la moyenne locale de l'anisotropie aléatoire des grains de NiO sur l'aire d'activation.

#### 4.1.2 Coercitivité en fonction du champ maximal appliqué

Nous avons aussi mesuré les courbes d'hystérésis pour différentes valeurs du champ maximal, en gardant  $dH/dt$  constant. Nous avons observé une augmentation du

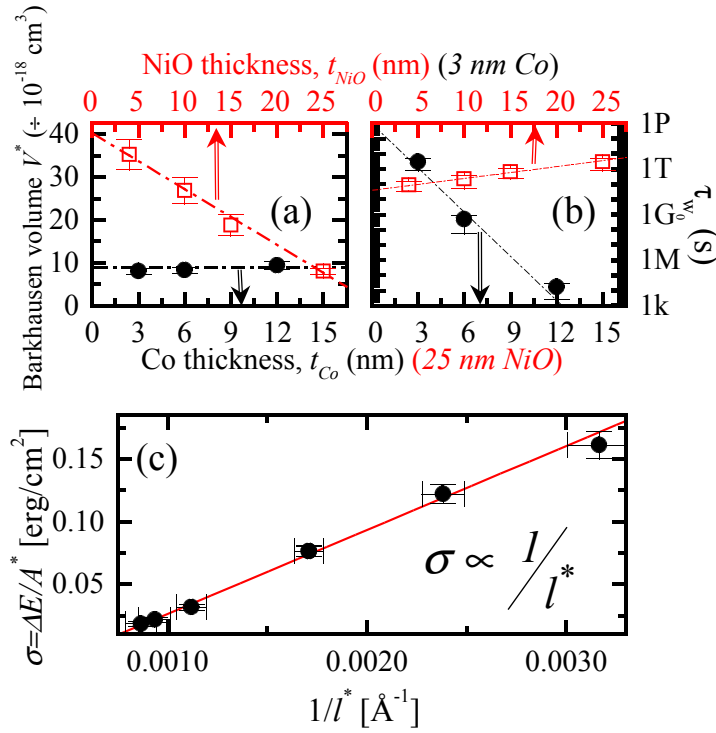


Figure 4.3: a)  $V^*$  et b)  $\tau_w$  obtenus des ajustements pour les différentes épaisseurs de Co et NiO. c)  $\sigma = \Delta E/A^*$  en fonction de  $1/l^*$

champ coercitif avec ce champ maximal, même pour des champs bien plus forts que le champ coercitif, pour lesquels la couche de Co est déjà complètement saturée [93]. Un exemple est donné dans la Figure 4.4.

Il est connu que des effets de réorganisation de la structure antiferromagnétique dans le NiO, dépendant du temps et de la température, peuvent avoir une influence sur la coercitivité de la couche de Co. Pour les champs triangulaires que nous appliquons, une augmentation du champ maximal pour un  $dH/dt$  constant implique un temps plus long entre deux renversements successifs du Co. Il est possible qu'une relaxation de l'aimantation dans le NiO pendant ce temps soit à l'origine de l'augmentation de la coercitivité. Cependant, des expériences avec un champ trapézoïdal, où la valeur de  $dH/dt$  pendant le retournement et le champ maximal restent constants mais où le temps d'attente entre deux renversements augmente, ne montrent aucune augmentation de la coercitivité. Ce qui nous fait penser que c'est bien le champ qui est à l'origine de cet effet. Vu que la couche de Co est déjà complètement saturée pour des champs plus bas, la seule explication est donc que le champ a une influence sur l'état magnétique de la couche de NiO. Pour pouvoir étudier un possible effet du champ sur le NiO, nous avons utilisé la sélectivité chimique du XMCD.

Nous avons mesuré le dichroïsme aux seuils  $L_{2,3}$  de Ni en fonction du champ pour un échantillon 3 nm Co/25 nm NiO (Figure 4.5). Le signal magnétique du Ni est faible ( $\sim 2\%$ , contre  $30\%$  dans le Ni métallique), et des courbes d'hystérésis sélectives montrent que pratiquement tout le Ni se retourne avec le Co. Nous attribuons ce comportement à un mélange à l'interface entre le Co et le NiO [94]. Cependant, le moment net porté par le Ni continue à augmenter linéairement avec le champ pour des champs où le Co est déjà saturé. Cette augmentation, de  $25\%$  par rapport à la rémanence, est attribuée à des atomes de Ni sur les bords des grains constituant la couche de NiO. Par suite des changements locaux dans le

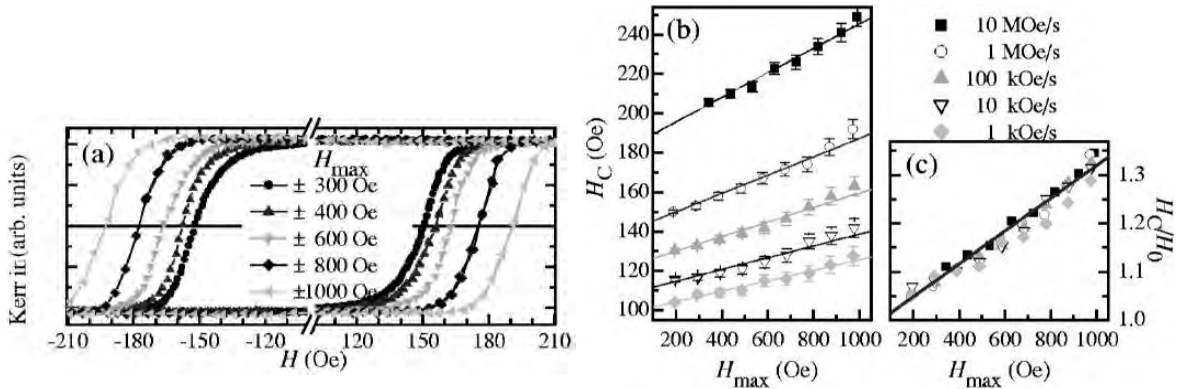


Figure 4.4: **a)** Cycles d'aimantation typiques à température ambiante d'une bicouche NiO(25 nm)/Co(3 nm) à un taux de balayage du champ de 100 T/s pour différents champs magnétiques maximaux appliqués  $H_{max}$ . **b)** Coercitivité en fonction de  $H_{max}$  pour différentes valeurs de  $dH/dt$ . **c)** Coercitivité normalisée ( $H_C/H_0$ ), où  $H_0$  est la coercitivité extrapolée à champ 0.

nombre de coordination et de la présence d'interactions d'échange négatives et positives, les moments des atomes de Ni sur les bords des grains sont très désordonnés et présentent un comportement type verre de spin, comme il a été montré pour les particules de  $NiFe_2O_4$  [95]. L'alignement de ces moments désordonnés par un fort champ peut aider la réorganisation de la structure magnétique à l'intérieur de la couche de NiO et par cela avoir une influence sur la coercitivité du Co. Les résultats montrés en Fig. 4.4b) indiquent aussi pourquoi cet effet de champ n'a pas été observé avant dans des mesures statiques. L'augmentation du champ coercitif dépend fortement du taux de balayage du champ, et est très faible dans des mesures quasi-statiques.

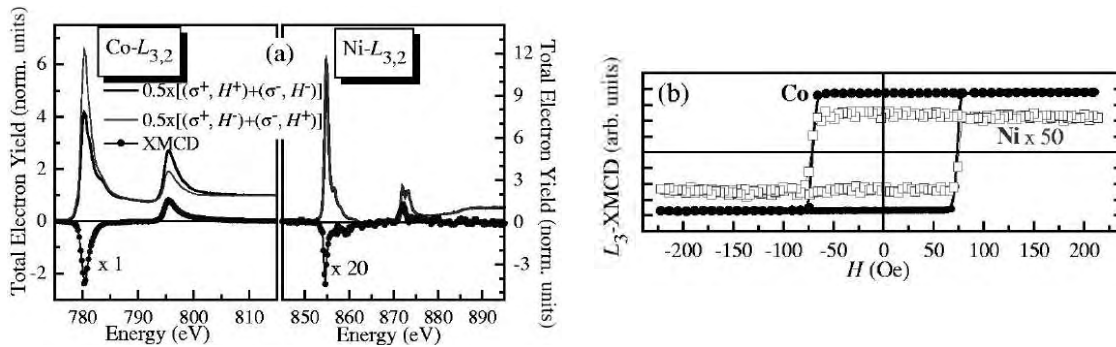


Figure 4.5: **a)** Les spectres d'absorption et le dichroïsme aux seuils  $L_{2,3}$  de Co (gauche) et Ni (droite) dans la bicouche NiO(25nm)/Co(3nm) pour un champ de 20 mT. **b)** Courbes d'hystérésis sélectives aux seuils  $L_3$  de Co et Ni. La plupart des moments de Ni se retournent avec le Co.

## 4.2 Couplage à $90^\circ$ dans les tricouches Co/NiO/FeNi

En collaboration avec le groupe de Bernard Diény (Spintec) nous avons étudié le couplage de deux couches ferromagnétiques ( $Fe_{20}Ni_{80}$  et Co) à travers une couche anti-ferromagnétique de NiO [96]. Le couplage entre deux couches ferromagnétiques séparées par une couche non-ferromagnétique a été largement étudié ces dernières décennies [97], aussi bien pour l'intérêt fondamental que pour ses applications dans le développement de têtes de lecture et capteurs. Dans les systèmes

métalliques, les interactions d'échange sont transmises par les électrons itinérants et peuvent donc se propager sur des distances relativement longues. Cette interaction oscillatoire est bien comprise par un couplage de type Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY) modifié par le caractère discret de la couche séparatrice [98]. Pour des couches séparatrices isolantes, l'interaction décroît de façon exponentielle à cause de l'effet tunnel des électrons, dans la limite de couches séparatrices ultraminces [99]. Dans plusieurs systèmes, un alignement non-collinéaire des directions de l'aimantation des deux couches ferromagnétiques (F) a été observé, ce qui a pu être reproduit phénoménologiquement en introduisant un terme de couplage biquadratique dans l'équation énergétique du système. Plusieurs modèles ont été proposés pour expliquer ce terme biquadratique [100], mais il est évident que dans le cas des couches séparatrices anti-ferromagnétiques (AF) il faut tenir compte du couplage d'échange F/AF et de la configuration magnétique à l'intérieur de la couche AF [101, 102]. Par exemple, une configuration de spin en spirale dans la couche AF peut conduire à différents angles entre les axes d'aimantation de deux couches F. Des études expérimentales antérieures ont montré un couplage à 90° dans des tricouches F/AF/F avec des couches séparatrices de Mn [103] et NiO [104]. D'autres études, avec FeMn comme couche AF, ont montré que l'angle entre les directions de l'aimantation dépend de l'épaisseur de la couche AF [105, 106]. Dans ces études, les deux couches ferromagnétiques étaient identiques, ce qui compliquait la séparation de la contribution de chaque couche aux courbes  $M(H)$ . Nous avons utilisé l'effet Kerr et le XMCD pour une première observation directe d'un couplage à 90° dans des tricouches F/AF/F. Des simulations numériques ont montré que le couplage aléatoire à l'interface F/AF ainsi que la faible anisotropie effective de la couche AF sont les clés pour comprendre ce type de couplage. Nous avons utilisé deux matériaux ferromagnétiques,  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$  et Co, présentant une forte différence en anisotropie magnétique. Des tricouches avec différentes épaisseurs de NiO  $t_{\text{NiO}}$ , allant de 4 à 25 nm, ont été étudiées. Les épaisseurs des couches de permalloy et de Co étaient 10 et 2 nm, respectivement, pour tous les échantillons.

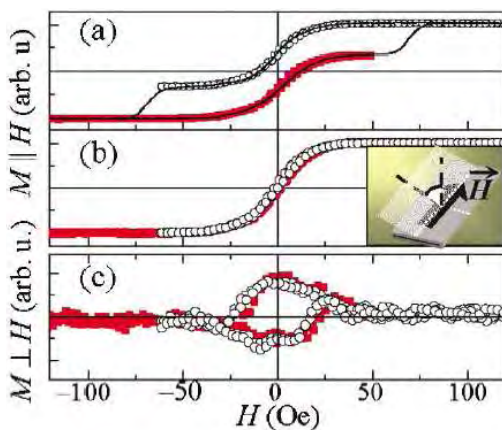


Figure 4.6: Courbes d'aimantation  $M(H)$  par effet Kerr d'une tricouche 10 nm FeNi/8 nm NiO/2 nm Co, avec le champ  $H$  parallèle à l'axe facile de Co. (a)  $M_{//}$  courbes majeures (tiré continu) et mineures (symboles), (b)  $M_{//}$  courbes mineures, (c)  $M_{\perp}$ . L'insert montre la géométrie de dépôt. Le plan d'incidence du NiO (gris clair) fait un angle de 55° par rapport à la surface de l'échantillon (gris foncé). La flèche indique la direction d'application du champ.

Aucune anisotropie dans le plan n'a été observée pour la couche de FeNi seule. La couche de NiO était déposée en incidence oblique, ce qui induisait une anisotropie planaire uniaxiale dans la couche de Co déposée dessus, avec l'axe de facile aimantation perpendiculaire au plan d'incidence de dépôt de la couche de NiO [90, 91]. Des courbes d'aimantation en fonction du champ ont été enregistrées

par effet Kerr et XMCD, avec le champ appliqué dans le plan des couches, parallèle et perpendiculaire à l'axe de facile aimantation de la couche de Co. En utilisant de la lumière polarisée p et en détectant simultanément les deux composantes orthogonales de la lumière réfléchie, il est possible de déterminer en même temps les composantes de l'aimantation parallèle ( $M_{//}$ ) et perpendiculaire ( $M_{\perp}$ ) à la direction du champ.

Des courbes d'hystérésis typiques pour nos tricouches sont montrées dans la Figure 4.6, pour  $t_{NiO} = 8$  nm et avec le champ parallèle à l'axe de facile aimantation du Co. Dans la Figure 4.6a), les courbes mineures (prise avec un champ de -50 à 50 Oe, suffisamment fort pour renverser l'aimantation de la couche de FeNi, mais pas celle de la couche de Co) et majeures (champ plus fort, renversement successif des deux couches magnétiques) sont superposées. La Figure 4.6b), n'affichant que les courbes mineures, montre que le renversement de la couche de FeNi est parfaitement réversible pour cette direction du champ appliqué. Le renversement de la couche de Co est irréversible, avec une coercitivité  $H_C$  de  $\pm 70$  Oe. La courbe  $M_{\perp}$  indique que la transition réversible dans  $M_{//}$  correspond à une aimantation selon un axe dur, avec un renversement par rotation cohérente. Ceci suggère fortement que la couche de permalloy soit couplée perpendiculairement avec la couche de Co à travers la couche de NiO. Ceci est confirmé par les courbes avec le champ selon l'axe dur du Co (courbes pas montrées ici). Dans ce cas aussi deux transitions sont observées dans les courbes  $M_{//}$ , mais la transition irréversible arrive à un champ plus bas que la transition réversible, ce qui indique que l'axe dur de la couche de Co correspond à un axe facile pour le  $Fe_{20}Ni_{80}$ .

Pour confirmer ce couplage perpendiculaire, les courbes d'aimantation ont été mesurées en utilisant le XMCD sur la ligne ID8 de l'ESRF. Dans la Figure 4.7 l'évolution avec le champ du dichroïsme aux seuils  $L_3$  de Co et de Fe est montrée pour l'échantillon avec 8 nm de NiO pour des champs appliqués parallèle et perpendiculaire à l'axe facile du Co. Cette Figure montre clairement que l'axe dur d'aimantation de la couche de Co est un axe facile pour la couche de FeNi et vice-versa. Les mesures XMCD confirment le couplage perpendiculaire observé indirectement par effet Kerr.

Les valeurs du champ coercitif  $H_C$  de la couche de Co et du champ de saturation  $H_S$  de la couche de permalloy, pour différentes épaisseurs de NiO, sont données dans la Figure 4.8.  $H_C$  augmente avec l'épaisseur de NiO. En plus,  $H_S$  diminue avec l'inverse de l'épaisseur de NiO, ce qui indique une diminution du couplage intercouches. L'énergie par unité de surface nécessaire pour saturer la couche de permalloy est liée à l'énergie d'une paroi à  $90^\circ$ ,  $E_{DW}$ , dans la couche de NiO. Par

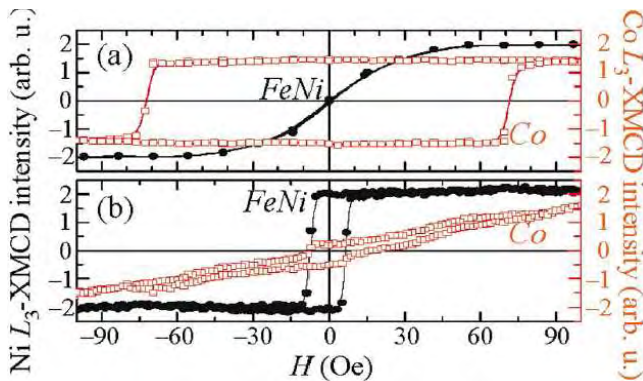


Figure 4.7: Courbes d'hystérésis avec sélectivité chimique, obtenues par XMCD, pour la couche de Co (rouge, axe de droite) et FeNi (noir, axe de gauche) avec le champ appliqué parallèle (a) et perpendiculaire (b) à l'axe facile de Co pour un échantillon 10 nm FeNi/8 nm NiO/2 nm Co.

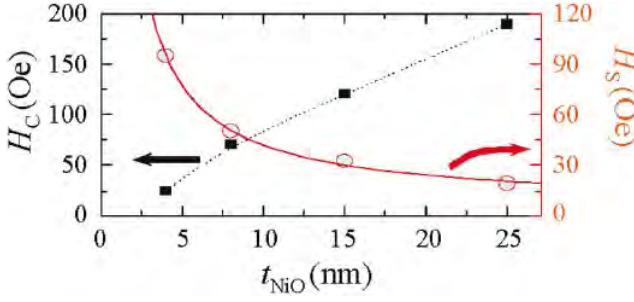


Figure 4.8: Dépendance du champ coercitif  $H_C$  du Co (carrés, axe de gauche) et du champ de saturation  $H_S$  du FeNi (cercles, axe de droite) de l'épaisseur de NiO. Ces valeurs ont été déduites des courbes  $M(H)$  avec le champ parallèle à l'axe facile du Co. La ligne pointillée est un guide pour les yeux pour la courbe de  $H_C(t_{NiO})$  et la ligne continue est un ajustement aux données  $H_S(t_{NiO})$  avec l'inverse de l'épaisseur de NiO (voir texte).

analogie avec une paroi de Bloch dans les systèmes ferromagnétiques, pour une couche séparatrice AF de  $N$  couches,  $E_{DW}$  peut s'écrire comme:

$$E_{DW} = J_{AF} \sum_{i=1}^N (1 - \cos(\Theta_i - \Theta_{i+1})), \quad (4.2)$$

où  $J_{AF}$  est l'énergie d'échange dans la couche AF et  $\Theta_i$  représente l'angle d'aimantation de la couche  $i$  par rapport à l'axe d'anisotropie de la couche AF. En supposant une paroi à 90°,  $\Theta_i - \Theta_{i+1} = \frac{\pi}{2}$ , la somme peut s'écrire comme  $\frac{\pi^2}{8N}$ . L'énergie de paroi peut alors s'écrire comme  $E_{DW} \propto J_{AF} \frac{\pi^2}{8N}$  avec  $N = t_{AF}/d_{AF}$  où  $d_{AF}$  est la distance intercouches dans l'AF. Finalement, ceci donne:

$$H_S M_S^{FeNi} t_{FeNi} \approx J_{AF} \frac{\pi^2 d_{AF}}{8 t_{AF}} \quad (4.3)$$

où  $M_S^{FeNi}$  et  $t_{FeNi}$  sont l'aimantation à saturation et l'épaisseur de la couche de FeNi.  $H_S$  est donc inversement proportionnel à l'épaisseur  $t_{AF}$  de la couche anti-ferromagnétique, comme observé expérimentalement. Pour obtenir une meilleure compréhension du couplage intercouches perpendiculaire, des simulations numériques ont été effectuées pour examiner la configuration de spin du système par F. Ernult, en collaboration avec F. Lançon et L. Billard du SP2M du CEA. Même si le modèle ne prend pas en compte tous les détails de l'échantillon, comme la frustration à l'intérieur de la couche de NiO (joints de grains) et l'intermélange chimique aux interfaces, les résultats qualitatifs correspondent très bien à l'expérience. En particulier, les simulations reproduisent le couplage à 90° observé de façon expérimentale pour  $K_{Co} > K_{NiO} > K_{FeNi}$ . A champ fort, l'aimantation des deux couches ferromagnétiques est parallèle au champ, tandis que des parois parallèles et perpendiculaires à l'interface se forment dans la couche AF. Ce désordre magnétique dans la couche AF est induit par la rugosité à l'interface. Dans le cas où la longueur de corrélation de la rugosité d'interface est plus faible que la largeur de paroi, la couche AF ne peut pas s'accommoder localement du couplage d'interface en se divisant en domaines. Ceci résulte en un couplage perpendiculaire entre les couches ferromagnétiques et le réseau de spin de la couche séparatrice AF, comme dans une configuration spin-flop. Une configuration complètement différente est trouvée à champ zéro. En absence d'un champ magnétique pour aligner l'aimantation des couches F, les spins de la couche AF tournent pour minimiser leur énergie d'anisotropie. Dans cette configuration les spins de Co et NiO sont alignés selon le même axe. Le déroulement de la configuration en spin en spirale de la couche AF entraîne l'aimantation de la couche FeNi, tandis que l'aimantation de la couche de Co reste alignée selon l'axe de facile aimantation.



Ceci conduit à un angle net de  $90^\circ$  entre les aimantations des deux couches ferromagnétiques. Des expériences PEEM ont montré un alignement parfaitement parallèle, à champ nul, des spins à l'interface entre un monocristal NiO(100) et des films minces de Co ou de Fe [25]. Ce désaccord apparent d'un alignement perpendiculaire à l'interface FeNi/NiO s'explique probablement par l'anisotropie négligeable du FeNi et une rugosité plus importante de nos couches déposées par pulvérisation. Un ingrédient crucial pour l'observation d'un couplage à  $90^\circ$  dans les simulations est la condition  $K_{Co} > K_{NiO} > K_{FeNi}$ . Ceci correspond bien à la situation réelle de nos échantillons, où les anisotropies des différentes couches ont été déterminées à partir de différentes expériences:  $K_{Co} = 5 \times 10^5$  erg/cm<sup>3</sup>,  $K_{NiO} = 4 \times 10^4$  erg/cm<sup>3</sup> et  $K_{FeNi} = 0$ . La faible anisotropie de la couche de NiO est due à la petite taille des grains. Dans le cas de  $K_{Co} = K_{FeNi} > K_{NiO}$  les simulations montrent des moments **F** parallèles, avec des moments de NiO à  $90^\circ$  (configuration spin-flop, comme dans le modèle de Koon [84]).

### 4.3 Effets dynamiques sur le couplage peau d'orange

Nous avons mesuré la coercitivité des couches de FeNi et de Co dans les tricouches FeNi(5nm)/Cu(10nm)/Co(5nm) et FeNi(5nm)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(5nm)/Co(5nm) en fonction de  $dH/dt$  [107]. Ces tricouches étaient déposées sur des substrats de Si(111) à accumulation de marches, découpés avec un angle de  $4^\circ$ , suivant la direction  $[11\bar{2}]$ , par rapport au plan (111). Un traitement thermique de ces substrats conduit à une surface avec des terrasses de  $\sim 60$  nm de large et 1 à 2  $\mu$ m de long, séparés par des marches de 6 nm de haut [108]. Cette structure particulière conduit à une anisotropie magnétique planaire dans les couches magnétiques, avec un axe de facile aimantation parallèle aux marches (anisotropie de forme).

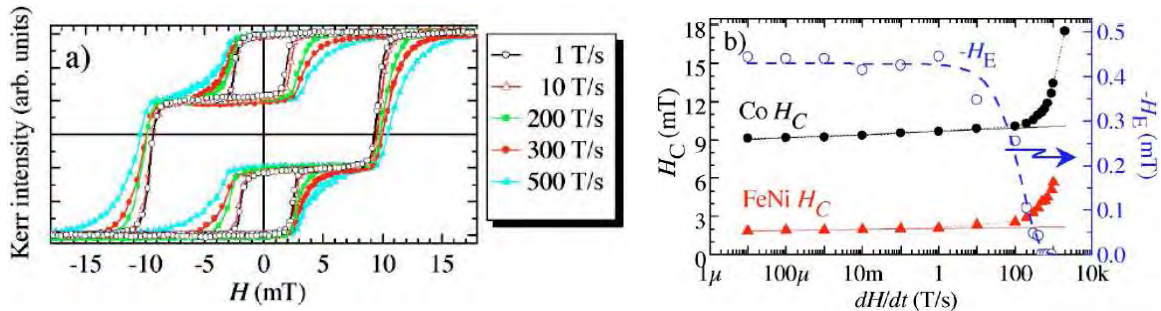


Figure 4.9: a) Courbes d'hystérésis (mineures et majeures) pour une tricouche Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>(5nm)/Cu(10nm)/Co(5nm)/Si(111) pour différentes valeurs de  $dH/dt$ . b) Champs coercitifs des couches de FeNi et de Co, ainsi que le couplage  $H_E$ , en fonction de  $dH/dt$ .

La Figure 4.9(a) montre des courbes d'hystérésis pour différentes valeurs de  $dH/dt$ . Figure 4.9(b) montre les coercitivités des deux couches en fonction de  $dH/dt$ , ainsi que le couplage entre les deux couches. Le couplage est donné par le décalage du cycle mineur par rapport à l'origine. Ce décalage commence à disparaître pour des valeurs de  $dH/dt$  au-dessus de 10 T/s. Au même moment, il y a un changement de régime dans la dépendance de la coercitivité en fonction de  $dH/dt$ . La disparition du couplage à  $dH/dt$  fort est cohérente avec l'absence du couplage pour des impulsions magnétiques de 30 ns observée par des mesures de XMCD résolues en temps [9]. Dans la section 4.1 une dépendance semblable de la

coercitivité d'une bicouche Co/NiO en fonction de  $\ln(dH/dt)$  avait été trouvée.

En section 4.1, la dépendance logarithmique à bas  $dH/dt$  avait été attribuée à un retournement par propagation de parois, tandis que le changement de pente indiquerait un changement vers un retournement par nucléation principalement. Nous avons voulu confirmer ce changement de régime, en faisant de l'imagerie PEEM de la couche de FeNi après l'application d'impulsions magnétiques. Nous avons appliqué des impulsions avec différentes amplitudes et différentes longueurs. En figure 4.10(a) la structure en domaines après une impulsion de 1 ms et 2 mT est donnée. Figure 4.10(b) et 4.10(c) donnent les structures en domaines après une impulsion de 20 ns et 8, respectivement 12 mT (voir Fig. 4.10d). Pour une longueur d'impulsion donnée,  $dH/dt$  augmente avec l'amplitude. Dans les images il est bien visible que le nombre et la densité des domaines augmentent avec l'amplitude de l'impulsion, ce qui est en accord avec une augmentation de l'importance de la nucléation pour des valeurs de  $dH/dt$  plus élevées.

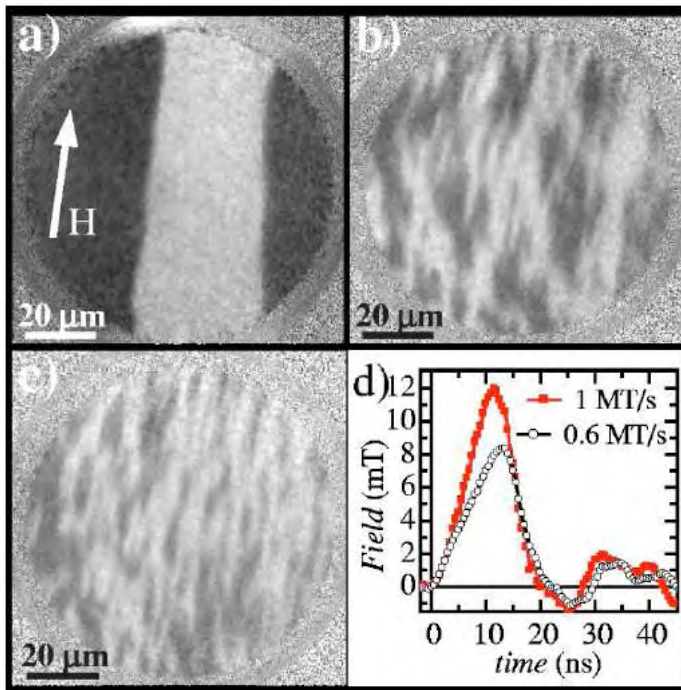


Figure 4.10: Images XMCD-PEEM de la couche  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$  après l'application d'impulsions magnétiques; a) Impulsion de 1 ms d'amplitude 2 mT; b) et c) Impulsions de 20 ns avec des taux de balayage du champ et amplitudes montrés en d). La direction du champ pulsé est indiquée en a) et est parallèle à l'axe de facile aimantation.

Pour comprendre la disparition du couplage, il faut tenir compte du caractère du couplage ainsi que de la morphologie spécifique de ces échantillons. Le couplage est d'origine magnéto-statique, du fait de la rugosité des interfaces (couplage de Néel dit "peau d'orange" [109]). Dans nos échantillons, ce couplage est localisé là où la rugosité est la plus grande, c'est à dire aux marches. Dans le régime de faible  $dH/dt$ , où le retournement est dominé par la propagation de parois, les parois doivent franchir ces barrières de fort couplage. Pour des valeurs de  $dH/dt$  plus élevées où la nucléation domine, des domaines inverses commencent à se générer partout dans la couche, sur toutes les terrasses, et les parois n'ont plus besoin de franchir les barrières aux marches. La couche douce ne sent donc plus, ou beaucoup moins, le couplage avec la couche dure. Des simulations micromagnétiques de J.-C. Toussaint confirment ce couplage local et son influence sur le renversement [107].

Ces résultats montrent que, pour expliquer les propriétés magnétiques des couches magnétiques couplées avec des fortes modulations topographiques, il faut

tenir compte des effets du champ démagnétisant à l'échelle nanométrique. La différence en mode de renversement dominant entre les mesures quasi-statiques et dynamiques peut conduire à un changement radical de la manifestation du couplage peau d'orange. Ces résultats montrent aussi qu'il faut être très prudent en décrivant le comportement dynamique rapide de systèmes magnétiques couplés avec des paramètres obtenus par des mesures statiques.

## Chapitre 5

# Imagerie PEEM résolue en temps

Peu de techniques sont capables de donner accès séparément au renversement microscopique de l'aimantation des différentes couches magnétiques dans une vanne de spin. La microscopie à photoélectrons émis (PEEM) en combinaison avec XMCD (Section 2.1.4) a déjà montré sa puissance pour l'observation de domaines magnétiques microscopiques dans les échantillons magnétiques en multicouches [38, 39]. Depuis 2002, nous avons développé et utilisé l'imagerie PEEM résolue en temps au synchrotron BESSY à Berlin (Allemagne). Les mesures ont été effectuées en mode pompe-sonde, où des impulsions magnétiques fournies par une bobine type "strip-line" sont synchronisées avec les impulsions de rayons X (Figure 5.1). La technique a été développée en étroite collaboration avec Wolfgang Kuch (Max Planck Institut de Halle) et Marlio Bonfim de l'université de Curitiba (Brésil).

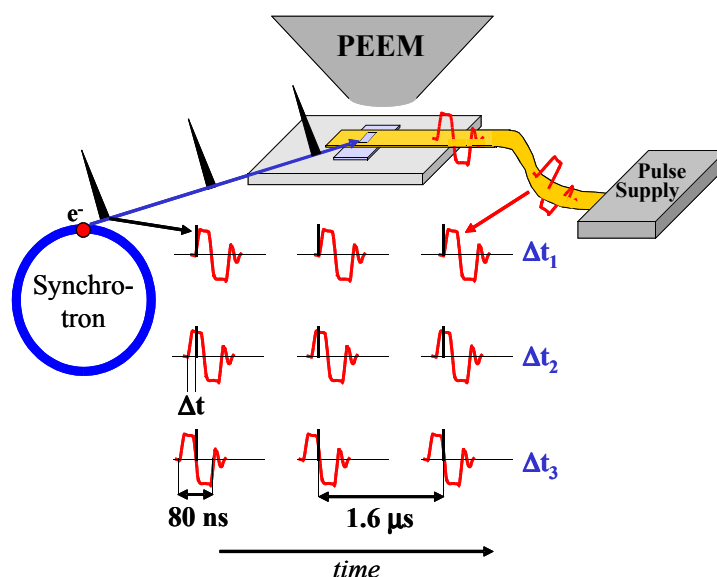


Figure 5.1: Le principe des expériences pompe-sonde avec un PEEM. Une impulsion magnétique ultracourte est appliquée périodiquement pour renverser l'aimantation de la couche magnétiquement douce. Les impulsions magnétiques (rouge) sont synchronisées avec les impulsions de photons (noir). Des images sont capturées pour plusieurs délais  $\Delta t$  entre impulsions magnétiques (pompe) et impulsions x (sonde).

Dans le mode "single-bunch" de BESSY, où un seul paquet d'électrons tourne dans l'anneau de stockage, la fréquence est de 1,25 MHz. Cette fréquence est trop élevée pour pouvoir associer une impulsion magnétique à chaque impulsion

de photons (problème de puissance des alimentations). Pour cette expérience, nous avons donc développé un schéma électronique spécial [40] compatible avec le microscope PEEM et les conditions imposées par la structure temporelle du rayonnement synchrotron à BESSY, où nous utilisons 1 sur 2 ou 1 sur 4 des impulsions de photons (625 ou 312,5 kHz). La plupart des mesures montrées ici ont été effectuées sur la ligne UE56/2-PGM2 au synchrotron BESSY avec un instrument appartenant au Max Planck Institut. Pour obtenir la structure en domaines de la couche de FeNi, l'énergie des photons a été accordée au maximum du seuil d'absorption  $L_3$  du Fe (707 eV), tandis que pour la couche de Co le seuil  $L_3$  du Co (778 eV) a été utilisé. La réponse du système à l'impulsion magnétique est mesurée en changeant le délai entre cette impulsion (la pompe) et le paquet de photons (la sonde).

Les premières expériences effectuées en juillet 2002 ont permis de valider les procédures de mesure et de visualiser le retournement de la couche  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$  d'une tricouche  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$  (5nm)/Cu(10nm)/Co(5nm) déposée sur un substrat de Si(111) [40].

## 5.1 Anisotropie magnétique et couplage dynamique.

Le renversement de l'aimantation par nucléation et propagation de parois dans les couches ferromagnétiques est très sensible à l'anisotropie magnétique du film. Aussi, dans les tricouches couplées magnétiquement l'interaction entre les couches magnétiques a une influence sur le renversement. Malgré l'intérêt fondamental de ces effets et leurs conséquences pour les applications technologiques, peu d'études ont été publiées sur l'influence du couplage intercouches et de l'anisotropie sur le renversement rapide de tricouches [110, 111, 112]. Nous avons utilisé l'imagerie PEEM résolue en temps pour étudier le renversement de l'aimantation dans les différentes couches avec sélectivité chimique. Nous avons analysé deux tricouches  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ /Cu/Co déposées par pulvérisation cathodique sur des substrats  $\text{SiO}_2$ /Si(001) [113]. Les épaisseurs des couches de FeNi et de Cu (5 nm et 4 nm respectivement) étaient les mêmes pour les deux échantillons alors que l'épaisseur de la couche de Co était de 5 nm pour l'échantillon A et 8 nm pour l'échantillon B. L'aimantation des deux échantillons était dans le plan des couches, avec échantillon A étant magnétiquement quasi-isotrope dans ce plan. Un faible champ magnétique appliqué pendant la croissance de l'échantillon B a induit une anisotropie magnétique uniaxiale dans le plan de la couche de FeNi, avec l'axe de facile aimantation parallèle à la direction du champ appliqué.

Les courbes d'hystérésis quasi-statiques obtenues par effet Kerr longitudinal sont montrées dans Figure 5.2. Des courbes selon les axes facile et difficile sont données pour l'échantillon B. Les deux échantillons montrent deux transitions pour des champs différents, qui correspondent aux renversements séparés des couches de FeNi et de Co, où la couche de FeNi a la plus faible coercitivité. Des courbes mineures pour la couche de FeNi (indiquées en lignes pointillées dans Fig. 5.2) sont décalées par rapport au champ nul, ce qui indique un couplage d'environ 0,4 mT dans les deux échantillons. Ce couplage est d'origine magnéto-statique et est dû à une rugosité corrélée aux deux interfaces F/NM [109]. Les courbes d'hystérésis sont plus inclinées dans l'échantillon A. Ceci indique une barrière de nucléation plus faible que dans l'échantillon B et une influence plus importante du piégeage

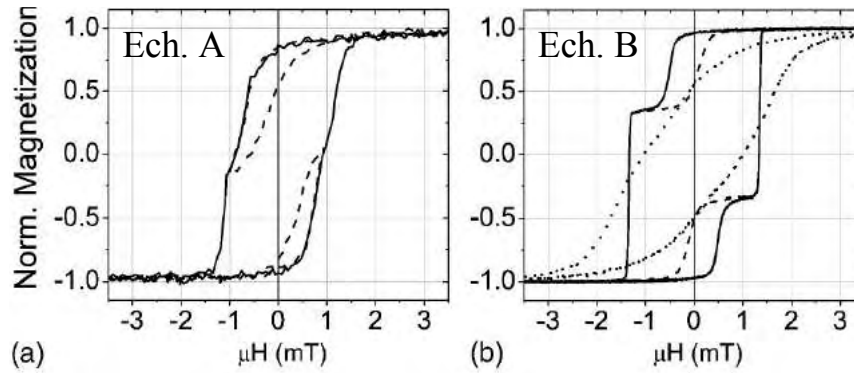


Figure 5.2: Courbes d'hystérésis majeures et mineures obtenues par effet Kerr longitudinal pour les tricouches  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}(5\text{nm})/\text{Cu}(4\text{nm})/\text{Co}(x\text{ nm})$  déposées sur  $\text{SiO}_2/\text{Si}(001)$ , quasi-isotrope (A,  $x = 5$ ) et avec une anisotropie uniaxiale (B,  $x = 8$ ) dans le plan des couches. Les courbes mineures de la couche de FeNi sont indiquées avec des traits pointillés. Pour l'échantillon B, les courbes prises selon les axes facile (trait continu) et difficile (trait pointillé) sont données.

sur la propagation des parois.

Pour les images XMCD-PEEM, nous avons d'abord induit une structure en domaines magnétiques dans la couche de Co, en utilisant des bobines à l'extérieur de l'échantillon, avant d'étudier le renversement de l'aimantation de la couche de FeNi. Ceci nous permet d'étudier, dans une même série d'images, le renversement de la couche de FeNi parallèlement et antiparallèlement à la direction locale du couplage ainsi que l'influence des parois dans la couche de Co. Dans la Figure 5.3 nous montrons des images XMCD-PEEM résolues en temps pour l'échantillon A. L'aimantation était d'abord saturée dans la direction négative (vers le bas dans Fig. 5.3). Des impulsions bipolaires, dont la forme temporelle est donnée dans Fig. 5.3(a), de champ maximum de 5,4 mT et minimum de -2 mT, ont été appliquées par la suite. L'application répétée de ces impulsions conduit rapidement à une structure en domaines à champ nul montrée en Fig. 5.3(b) pour la couche de FeNi et en Fig. 5.3(f) pour le Co. Après ces premières impulsions, la structure en domaines du Co reste stable. Ensuite, des images ont été prises avec 5 ns entre les différents délais. Des images représentatives de la structure en domaines du FeNi, prises pour les délais indiqués en Fig. 5.3(a), sont montrées dans les Figures 5.3(b)-(e). L'image du Co en Fig. 5.3(f) a été prise pour un délai de -15 ns, mais la structure en domaines pour les autres délais était identique. Le contraste magnétique dans ces images est identique à celui obtenu dans des images statiques, ce qui montre que le renversement est reproductible. Le renversement de l'aimantation de la couche de FeNi se fait principalement par propagation de parois existantes. La partie positive de l'impulsion magnétique favorise la croissance des domaines noirs [Fig. 5.3(c)], tandis que la partie négative favorise les domaines blancs [Fig. 5.3(e)]. Dans la Figure 5.3(d) la taille des domaines blancs augmente par rapport à Fig. 5.3(c), même si le champ est toujours dans la direction positive. Ceci peut être expliqué en tenant compte du couplage local entre les couches de FeNi et de cobalt. Une comparaison entre la structure en domaines de la couche de FeNi à champ nul et celle de la couche de Co [Fig. 5.3(b) et (f)] montre qu'une corrélation existe entre ces deux structures. Cette corrélation est due au couplage de Néel qui tend à aligner les directions de l'aimantation locale dans les deux couches. Apparemment, ce couplage ne suffit pas pour induire un alignement parallèle partout, et d'autres paramètres jouent un rôle dans la détermination de

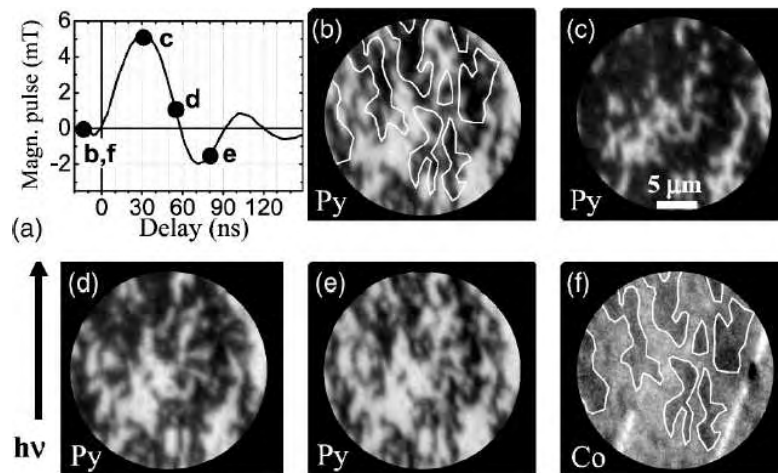


Figure 5.3: Images XMCD-PEEM de la structure en domaines de la couche de FeNi [(b)-(e)] et de Co (f) de l'échantillon A. La projection de la direction d'incidence des rayons  $x$  pointe vers le haut dans les images (parallèle à la flèche) et est parallèle (antiparallèle) à la direction du champ pour des impulsions positives (négatives). La direction de l'aimantation est dans le plan de l'échantillon et pointe vers le haut pour les domaines noirs, vers le bas pour les domaines blancs. Les images ont été prises pour des délais entre impulsions magnétiques et photons de -15, 30, 55 et 80 ns, comme indiqué en (a). Les domaines noirs les plus grands dans la couche de Co sont indiqués en (f) avec un trait blanc fin, aussi indiqué sur l'image de Fe en (b) pour comparaison. Champ de vue:  $25 \mu\text{m}$ . Résolution:  $0,3 \mu\text{m}$ .

la structure en domaines exacte de la couche de FeNi.

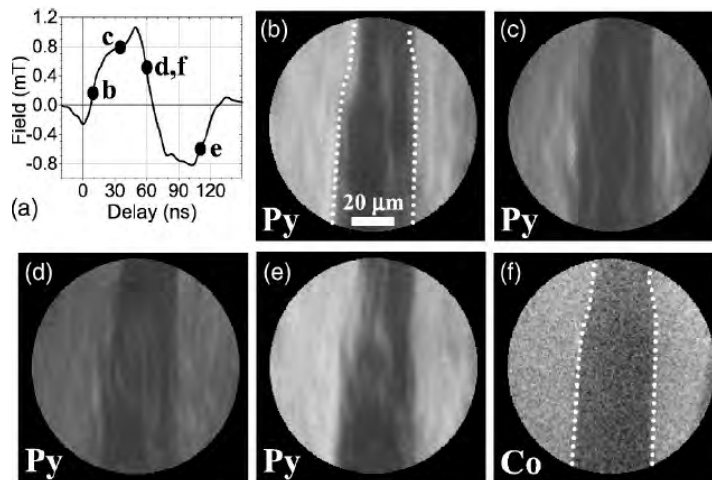


Figure 5.4: Images XMCD-PEEM de la structure en domaines de la couche de FeNi [(b)-(e)] et de Co (f) de l'échantillon B. La direction d'incidence des photons et les directions d'aimantation des différents domaines sont les mêmes que dans la Figure 5.3. Les images ont été prises pour des délais de 10, 35, 60 et 110 ns entre les impulsions magnétiques et les photons, comme indiqué en (a). Les lignes blanches pointillées en (b) et (f) indiquent la position des parois dans la couche de Co. Champ de vue:  $80 \mu\text{m}$ . Résolution spatiale:  $1 \mu\text{m}$ .

Dans l'échantillon B, caractérisé par une anisotropie magnétique uniaxiale dans le plan, des domaines [Fig. 5.4(f)] ont d'abord été créés dans la couche de Co en utilisant des impulsions de 1 ms avec une bobine extérieure. Ensuite, des impulsions magnétiques bipolaires avec la forme temporelle donnée en Fig. 5.4(a) ont été appliquées à l'échantillon. Le maximum du champ était d'environ 1 mT et le minimum de -0,8 mT. L'amplitude de ces impulsions était trop faible pour changer la structure en domaines du Co. Au début de l'impulsion, pour un champ presque nul, la structure en domaines dans la couche de FeNi est déterminée principalement

par le couplage intercouches - des domaines noirs (blancs) se trouvent au-dessus de domaines noirs (blancs) dans le Co. Même si la corrélation n'est pas parfaite autour des parois, elle est bien plus importante que dans l'échantillon A. Les domaines dans le FeNi qui sont blancs au début deviennent presque uniformément gris, sans structure apparente, quand le champ augmente [Fig. 5.4(c) et (d)]. Ceci est dû au fait que la structure en domaines de la couche de FeNi n'est pas reproductible. Une démonstration est donnée par des images statiques de la couche de FeNi après application d'impulsions magnétiques une par une (Fig. 5.5). Dans ce cas, un domaine noir (à gauche) et un blanc (à droite) étaient présents dans la couche de Co. La paroi dans le Co est indiquée dans les images de la couche de FeNi avec une ligne blanche pointillée. Les images ont été prises après application de 1, 9 et 14 impulsions de la forme et de l'amplitude données dans Fig. 5.4(a). Le renversement du FeNi se fait principalement par propagation de parois. Les domaines sont plus petits qu'après application d'impulsions quasi-statiques, mais plus grandes que dans l'échantillon A. Les parois se propagent sur des distances relativement grandes (dizaines de microns) et la structure en domaines est beaucoup moins reproductible que dans l'échantillon A. En mode pompe-sonde, l'image finale montre la moyenne de toutes les configurations en domaines différentes, ce qui explique le contraste gris observé pour la couche de FeNi dans la Fig. 5.5.

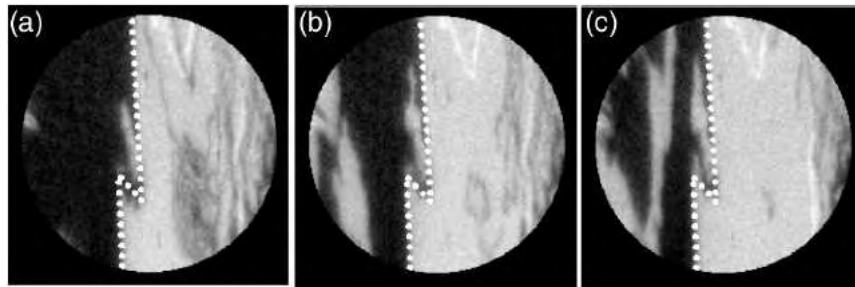


Figure 5.5: Images XMCD-PEEM statiques de la couche de FeNi de l'échantillon B. Les images ont été prises après application de 1 (a), 9 (b) et 14 (c) impulsions comme en Fig. 5.4(a). Deux domaines sont présents dans la couche de Co, un noir à gauche et un blanc à droite, avec une paroi indiquée dans les images par une ligne blanche pointillée.

Dans l'échantillon A, les domaines sont petits (quelques microns) et irréguliers. Pour un média magnétique d'anisotropie perpendiculaire, il a été montré que la régularité des formes des domaines est déterminée par la rigidité des parois, et que cette rigidité augmente avec l'anisotropie. Dans l'échantillon A, l'absence d'une anisotropie dans le plan conduit à une rigidité de parois relativement faible. Les parois sont facilement déformées par les centres de piégeage, ce qui conduit à des formes de domaines irrégulières et à la formation d'un grand nombre de parois à  $360^\circ$ . L'application d'impulsions courtes d'un champ magnétique fort augmente cette tendance par une augmentation de la densité de nucléation. En conséquence, il est difficile de saturer l'aimantation après l'application de ces impulsions, même avec des impulsions quasi-statiques. Le couplage local avec la couche de Co a une influence sur le renversement de la couche de FeNi, mais à cause de la grande déformabilité des parois, les détails de la structure en domaines sont déterminés par le piégeage local.

Les domaines dans les deux couches sont bien plus grands dans l'échantillon B que dans A. Les parois sont principalement parallèles à l'axe facile d'aimantation. Ceci est le cas général pour des échantillons anisotropes, parce que des parois



parallèles à la direction d'aimantation accumulent moins de charges magnétiques et ont donc une énergie plus faible que des parois dans d'autres directions. La rigidité des parois est aussi plus grande que dans l'échantillon A à cause de l'anisotropie magnétique. La conséquence apparente est que les centres de piégeage jouent un rôle moins important dans le renversement de la couche de FeNi, qui est dominé par le couplage local avec la couche de Co.

La structure en domaines pendant le renversement est moins reproductible dans l'échantillon B que dans A. En général, la propagation de parois procède par des sauts de Barkhausen, d'un couple de centres de piégeage au suivant. Ces sauts peuvent être relativement reproductibles si les parois se propagent sur des faibles distances, comme dans l'échantillon A. Pour l'échantillon B, les parois plus rigides peuvent être bloquées par des centres de piégeage, jusqu'au moment où l'énergie Zeeman accumulée est assez grande pour passer la barrière d'énergie. Alors, la paroi aura acquis assez d'énergie pour passer un grand nombre de centres de piégeage, donnant lieu à des 'avalanches' de Barkhausen. Ces avalanches sont beaucoup moins reproductibles que les petits sauts d'un centre de piégeage au suivant qui ont lieu dans l'échantillon A.

On peut maintenant expliquer pourquoi des impulsions bien plus fortes ont dû être utilisées dans l'échantillon A (Fig. 5.3) que dans B (Fig. 5.4), même si les coercitivités quasi-statiques sont similaires. Dans les courbes d'hystérésis, la couche de FeNi est initialement saturée et des domaines inverses doivent nucléer avant que l'aimantation ne se renverse. Quand des domaines sont déjà présents, comme dans nos mesures XMCD-PEEM, le champ magnétique pertinent est celui qui induit une propagation de parois. Ce champ est plus faible pour l'échantillon B que pour A. De plus, le champ coercitif et le champ de saturation augmentent fortement quand le taux de balayage du champ est augmenté. Dans notre cas, l'augmentation du champ de saturation, en allant de mesures quasi-statiques à des impulsions magnétiques nanosecondes, est bien plus grande pour l'échantillon A que pour B à cause du piégeage de parois plus important et la formation de parois à  $360^\circ$ .

## 5.2 Influence des parois sur le renversement rapide

Tout comme l'anisotropie, les interactions micromagnétiques jouent un rôle important sur le renversement de l'aimantation de la couche douce dans les vannes de spin et jonctions tunnel. Des effets démagnétisants et des champs de fuite aux bords des structures magnétiques nanostructurées ont une influence sur la configuration magnétique et le renversement de la couche douce, mais aussi une rugosité d'interface peut jouer et induire un couplage magnétostatique avec la couche dure sous-jacente. Des effets magnétostatiques bien plus grands, mais plus localisés, existent quand une paroi de domaines est présente dans la couche magnétique dure [114, 115]. Une évidence directe de l'influence de champs de fuite de parois dans une couche sur la configuration en domaines statique d'une autre couche a été obtenue par Kuch *et al.* [116] pour des tricouches Co/Cu/Ni en utilisant X-PEEM. Schäfer *et al.* [117, 118] ont utilisé la microscopie Kerr pour montrer l'effet de champs de fuite d'une paroi de Bloch dans une 'whisker' de fer sur une couche mince de Fe à travers une couche séparatrice de MgO. Thomas *et al.* [119] ont observé qu'un mouvement répété de parois dans la couche douce d'une tricouche

douce/non-magnétique/dure peut désaimanter la couche magnétique dure, même si le champ coercitif de la couche dure est plusieurs fois supérieur au champ utilisé pour le renversement. Plus récemment, le groupe de Ferré a observé aussi des effets des parois dans des systèmes à anisotropie perpendiculaire [120]. Dans les couches minces avec une anisotropie uniaxiale dans le plan, la coercitivité statique est normalement déterminée par le champ nécessaire pour nucléer un domaine inverse. Dans les tricouches FM/NM/FM le champ de fuite d'une paroi dans la couche magnétique dure peut localement réduire le champ de nucléation dans la couche magnétique douce [114]. Nous avons utilisé l'imagerie PEEM résolue en temps pour observer cet effet en temps réel, en étudiant la dynamique de renversement de l'aimantation de la couche douce de  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$  en présence d'une paroi dans la couche plus dure de Co dans des tricouches  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}$  [121]. Pour confirmer ces observations, nous avons réalisé des calculs micromagnétiques qui montrent que le champ de fuite des parois dans la couche de Co incline localement l'aimantation de la couche de  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$  (FeNi dans la suite) dans la direction perpendiculaire à l'axe facile, opposé à la direction de l'aimantation dans le cœur de la paroi de Co. Le champ de fuite de la paroi de Co agit donc localement comme un champ de bias transverse local [122]. Ce champ de bias interne diminue la barrière de nucléation et peut alors augmenter considérablement la vitesse locale de retournement de la couche douce.

Les mesures ont été effectuées sur une tricouche  $\text{FeNi}(4\text{nm})/\text{Al}_2\text{O}_3(2,6\text{nm})/\text{Co}(7\text{nm})$  déposée sur  $\text{Si}(111)$ . Comme pour les échantillons de section 4.3, le substrat de Si était découpé à un angle, ici de  $6^\circ$ , par rapport à la direction (111), selon la direction  $(\bar{2}11)$ . Après traitement thermique, ceci conduit à une surface à accumulation de marches [108] avec des terrasses en forme d'ellipses de longueur de l'ordre de  $1\ \mu\text{m}$  et de largeur de  $40\ \text{nm}$ , séparées par des marches de  $6\ \text{nm}$  de hauteur. Avant la déposition de la tricouche,  $3\ \text{nm}$  de Co étaient déposés et ensuite oxydés pour former une couche de CoO. Cette couche sert à accroître la coercitivité de la couche de Co et a permis de faire des mesures avec des impulsions magnétiques suffisamment fortes pour saturer la couche de FeNi sans changer la structure en domaines de la couche de Co. La couche d'alumine a été obtenue par oxydation d'une couche d'Al pur. Les marches topographiques dans le substrat sont transférées aux tricouches magnétiques [107, 123], conduisant à une anisotropie uniaxiale dans le plan avec l'axe facile parallèle à l'axe long des terrasses. Les marches à la fin des terrasses induisent un couplage magnétostatique 'peau d'orange' ou couplage de Néel [107, 109, 124] entre les deux couches magnétiques à travers la couche séparatrice.

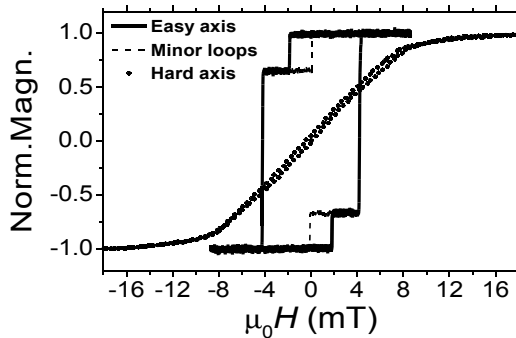


Figure 5.6: Courbes d'aimantation quasi-statiques de la tricouche, obtenues par effet Kerr longitudinal. Courbes d'aimantation obtenues avec le champ appliqué selon l'axe facile (trait continu) et l'axe dure (trait pointillé), et cycles mineurs pour la couche de FeNi selon l'axe facile (trait fin).

Dans la Figure 5.6 je présente les courbes d'aimantation de l'échantillon, obtenues

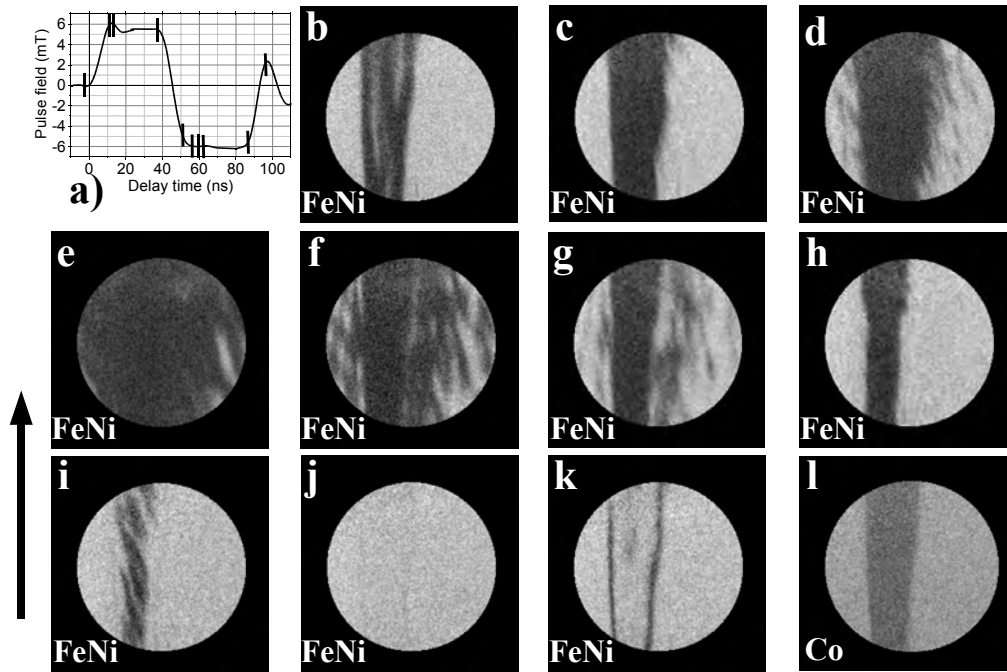


Figure 5.7: Images XMCD-PEEM résolues en temps de la structure en domaines des couches de FeNi [(b)-(k)] et de Co (l). Le champ de vue de ces images est d'environ  $100 \mu\text{m}$  et la résolution spatiale  $1 \mu\text{m}$ . La projection de la direction d'incidence des rayons-x sur la surface de l'échantillon pointe vers le haut dans les images (parallèle à la flèche) et est parallèle (anti-parallèle) à la direction du champ pour des impulsions positives (négatives). La direction d'aimantation est dans le plan des couches et pointe vers le haut (parallèle à la flèche) pour les domaines noirs, et vers le bas pour les domaines blancs. Les images ont été acquises pour des délais entre impulsions magnétiques et de photons de -3, 11, 13, 37, 51, 56, 60, 62, 87 et 97 ns, comme indiqué dans (a). L'image pour le Co a été acquise pour un délai de 60 ns.

par effet Kerr longitudinal, pour des champs appliqués parallèle (axe facile) ou perpendiculaire (axe difficile) aux marches. Des cycles mineurs de la couche de FeNi montrent un décalage de 1 mT par rapport au champ nul, à cause du couplage peau d'orange. L'aspect carré des cycles indique que dans des conditions quasi-statiques le renversement a lieu par la nucléation d'un ou de quelques domaines inverses suivie par une propagation rapide des parois de domaines ainsi générées. La coercitivité est déterminée par la barrière de nucléation.

Pour étudier le renversement rapide de la couche de FeNi et l'influence des parois dans le Co sur celui-ci, nous avons d'abord induit une structure en domaines dans la couche de Co avec une impulsion magnétique d'une longueur de 3 ms et une amplitude de 10 mT à l'aide d'une bobine placée à l'extérieur du porte-échantillon. La structure en domaines résultante est montrée en Figure 5.7(l). Les régions blanches et noires correspondent aux domaines avec une aimantation dans le plan parallèle et anti-parallèle à la flèche noire, respectivement. Des impulsions magnétiques bipolaires d'une amplitude de 6 mT et de 40 ns de longueur, pour aussi bien la partie positive que la partie négative de l'impulsion, ont ensuite été appliquées à l'échantillon parallèlement à l'axe de facile aimantation. Des images acquises pour la couche de FeNi en mode pompe-sonde, pour différents délais entre les impulsions de photons et les impulsions magnétiques, sont montrées dans la Figure 5.7. Les positions des impulsions de photons par rapport à l'impulsion magnétique sont indiquées dans Fig. 5.7(a). Avant les impulsions [Fig. 5.7(b)], la structure en domaines de la couche de FeNi et celle de la couche de Co [Fig. 5.7(i)]

sont fortement corrélées, à cause du couplage peau d'orange qui est relativement fort et tend à aligner les directions d'aimantation dans les deux couches. Quelques domaines blancs résiduels persistent au-dessus du domaine noir dans le Co, parce que le faible 'overshoot' à la fin de l'impulsion négative n'est pas suffisant pour aligner complètement l'aimantation de FeNi avec celle du domaine noir du Co en dessous. Quand le champ augmente, une propagation des parois dans la couche de FeNi a lieu d'abord [Fig. 5.7(c)]. Au maximum de l'impulsion positive, quelques domaines inverses nouveaux apparaissent [Fig. 5.7(d)]. A la fin de l'impulsion positive, l'aimantation de la couche de FeNi est presque saturée, sauf pour quelques domaines blancs en bas à droite [Fig. 5.7(e)]. Quand la direction du champ change, en partant de cet état presque saturé, de nouveaux domaines blancs apparaissent pendant le flanc montant de l'impulsion [Fig. 5.7(f)], au-dessus des domaines blancs du Co et au-dessus des parois [Fig. 5.7(f,g)]. La nucléation et la propagation de parois sont plus rapides au-dessus des domaines blancs dans la couche de Co, grâce au couplage peau d'orange conduisant à un champ effectif (champ externe plus champ de couplage) plus fort. Sur le plateau de l'impulsion négative, le FeNi au-dessus du domaine noir dans la couche de Co se renverse, initialement par propagation de parois [Fig. 5.7(h)] et quelques nanosecondes plus tard aussi par nucléation de nouveaux domaines inverses blancs [Fig. 5.7(i)]. A la fin de l'impulsion négative [Fig. 5.7(j)], la couche de FeNi semble complètement saturée dans la direction blanche. En observant de plus près, des vagues traits gris sont visibles là où des parois de domaines sont présentes dans la couche de Co. Ceci montre que le champ de fuite des parois est suffisamment fort pour empêcher la saturation de la couche de FeNi, même pour un champ de 6 mT, ce qui est environ trois fois plus fort que la coercitivité quasi-statique de la couche de FeNi. Par contre, quand la direction du champ appliqué se renverse, une nucléation préférentielle de domaines inverses a lieu au-dessus de la paroi dans le Co, comme le montre la Fig. 5.7(k). Cet effet a lieu aussi en allant de (e) à (g) mais il est moins visible parce que les centres de nucléation ne deviennent visibles qu'après quelque temps, quand leur taille a augmenté suffisamment, par propagation de parois, pour être visible dans les images PEEM. Des processus de nucléation dans la couche de FeNi peuvent avoir lieu au-dessus des parois dans le Co, mais pour des champs plus élevés aussi au milieu des domaines existants. Si le champ augmente rapidement, les champs critiques correspondants sont atteints pratiquement au même moment, avec comme résultat que la différence en champ critique de nucléation est difficile à apercevoir (cf. Fig. 5.7(f,g)). En Fig. 5.7(k), le champ augmente plus lentement et atteint une valeur maximale plus faible, ce qui rend cette différence en champ (et en temps) de nucléation plus visible.

Nos mesures résolues en temps et sensibles à la couche révèlent donc une forte influence des parois dans la couche de Co sur la dynamique de renversement de la couche de FeNi. Nous avons répété ces mesures sur le même endroit de l'échantillon, mais avec différentes structures en domaines dans la couche de Co. Toutes ces mesures montrent que la nucléation préférentielle a lieu au-dessus des parois dans le Co, et n'est donc pas simplement le résultat d'aspects topographiques de l'échantillon. D'autres échantillons, avec différents angles de désorientation et différentes anisotropies, ont montré les mêmes résultats qualitatifs. Ceci indique clairement que le champ de fuite des parois dans le Co diminue localement la barrière de nucléation pour des domaines inverses dans la couche de FeNi.

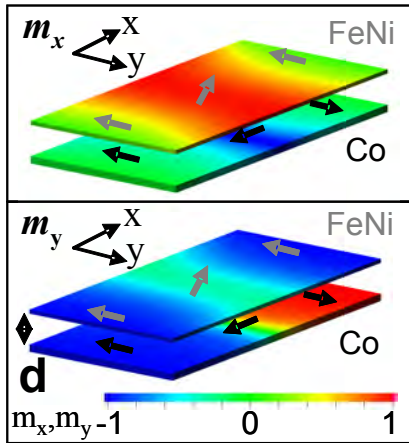


Figure 5.8: Simulations d'une paroi dans la couche de Co et son influence sur l'aimantation de la couche de FeNi, pour une épaisseur de la couche intercalaire  $d$  de 30 nm. **(haut)** composante de l'aimantation selon  $x$  ( $m_x$ ) pour les couches de Co (en bas) et FeNi (en haut). **(bas)** composante de l'aimantation selon  $y$  ( $m_y$ ) pour les deux couches. Les rectangles représentent seulement une faible partie du réseau total à éléments-finis tridimensionnel. Le reste n'a pas été montré pour révéler seulement la partie pertinente.

L'effet de champs de fuite de parois dans une couche magnétique sur l'aimantation de l'autre dans des tricouches FM/NM/FM a été traité quantitativement par différents auteurs [114, 116, 118, 119, 125]. Dans la plupart des cas, une paroi de domaine était traitée comme une région uniformément aimantée, de largeur  $W_{DW}$ , avec une aimantation perpendiculaire à la direction d'aimantation générale. Pour avoir une idée plus précise de l'influence du champ de fuite émis par des parois de domaines réelles, Riccardo Hertel a effectué des simulations micromagnétiques en utilisant un code basé sur une combinaison de la méthode des éléments finis (FEM) et de la méthode des éléments de bord (BEM). Ce schéma FEM/BEM est particulièrement adapté pour la simulation des interactions magnétostatiques de particules ferromagnétiques, comme décrit en [126]. Les structures magnétiques sont obtenues par minimisation de l'énergie. Pour la polarisation magnétique à saturation  $J_S = \mu_0 M_S$  et la constante d'échange  $A$ , les valeurs utilisées étaient de 1 T et 13 pJ/m pour la couche de FeNi, et de 1,76 T et 30 pJ/m pour la couche de Co, respectivement. Les valeurs de la constante d'anisotropie,  $K = 1720 J/m^3$  pour le FeNi et  $11200 J/m^3$  pour le Co, ont été obtenues expérimentalement à partir des courbes d'aimantation. L'aimantation des deux couches a été simulée dans des rectangles de 200 nm de largeur selon l'axe de facile aimantation (axe  $y$ ) et de 400 nm perpendiculairement à cet axe (axe  $x$ ). Pour simuler des zones étendues, des conditions de bord libres selon  $y$  ont été obtenues en connectant les bords des rectangles pour former des rubans. Deux domaines avec des directions d'aimantation opposées selon l'axe facile ont été introduits dans la couche de Co, conduisant à une paroi de type Néel entre les deux domaines (aimantation dans le plan). La couche de FeNi dans les simulations a été initialement aimantée de façon homogène selon  $-y$  et cette aimantation a ensuite été relaxée pour atteindre l'état d'équilibre. Les directions d'aimantation finales sont indiquées avec des flèches grises et noires pour les couches de FeNi et de Co, respectivement. Dans la Figure 5.8, je montre les résultats des simulations pour une épaisseur de la couche intercalaire de 30 nm. Dans le panneau supérieur, la composante  $x$  de l'aimantation ( $m_x = M_x/M_S$ , avec  $M_S$  l'aimantation à saturation) est donnée, tandis que le panneau inférieur montre la composante  $y$  ( $m_y = M_y/M_S$ ). Le code de couleurs s'étend de bleu ( $m_{x,y} = -1$ ) à rouge ( $m_{x,y} = 1$ ) pour toutes les couches, avec  $m_{x,y} = 0$  donné en vert. La largeur simulée de la paroi dans la couche de Co utilisant la définition de Lilley [127] est d'environ 70 nm. L'influence de la paroi sur l'aimantation de la couche de FeNi diminue quand la séparation entre les

deux couches FM augmente mais reste considérable même pour des séparations de 100 nm.

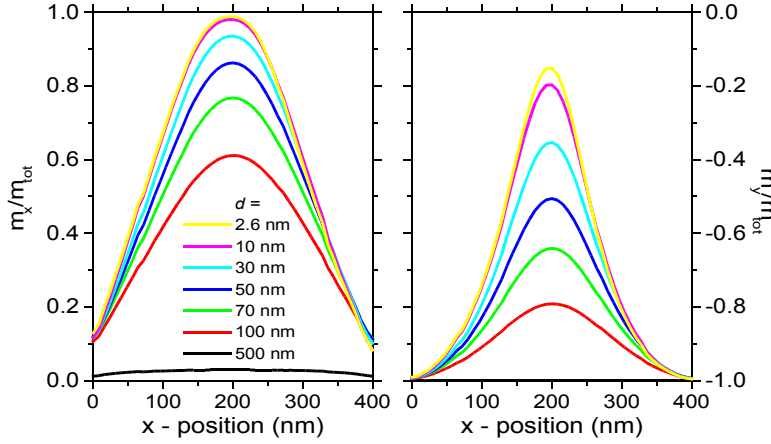


Figure 5.9: composante  $x$  (a) et composante  $y$  (b) de l'aimantation de la couche de FeNi en fonction de la position  $x$ , au milieu de la région simulée, pour différentes distances  $d$  entre les couches de FeNi et de Co.

Le résultat principal des simulations est qu'au-dessus de la paroi située dans la couche de Co, l'aimantation de la couche de FeNi est fortement déviée de la direction de facile aimantation, dans une direction opposée à celle de l'aimantation dans le centre de la paroi dans le Co. Le profil de la composante  $x$  de l'aimantation de la couche FeNi pour différentes séparations entre les deux couches magnétiques est montrée dans la Figure 5.9(a), tandis que la composante  $y$  est montrée dans la Fig. 5.9(b). La composante  $x$  de l'aimantation ne s'annule pas même à une distance de 200 nm du centre de la paroi dans le Co. Le profil de la composante  $y$  montre que l'aimantation n'est pas parfaitement perpendiculaire à l'axe facile mais fait un angle  $i$ . Cet angle d'inclinaison dépend de la séparation entre les deux couches et il vaut  $81^\circ$  par rapport à l'axe facile pour une séparation de 2,6 nm (l'épaisseur expérimentale de la couche d'alumine dans notre échantillon).

Nos simulations montrent que l'angle d'aimantation induit dans la couche de FeNi a aussi une influence sur la forme de la paroi dans le Co: elle devient plus large quand la distance entre les deux couches diminue. La largeur intégrée de la région avec l'aimantation du FeNi inclinée, prise à partir de la courbe  $m_y$  simulée pour une séparation de 2,6 nm entre les couches, est d'environ 150 nm. L'image dans la Fig. 5.7(g) peut servir pour avoir une estimation expérimentale de cette largeur. En tenant compte de la résolution spatiale de  $1 \mu\text{m}$  et du contraste expérimental, nous trouvons une valeur d'environ 250 nm, ce qui correspond assez bien aux simulations. Cependant, nous ne pouvons pas exclure que des structures de parois plus compliquées, comme des parois à  $360^\circ$ , soient formées au-dessus des parois dans le Co dans l'expérience.

En conclusion, la combinaison de mesures XMCD-PEEM résolues en temps et de simulations micromagnétiques nous a permis d'observer et d'expliquer la nucléation préférentielle de domaines inverses dans la couche de FeNi au-dessus de parois de domaines dans la couche de Co d'une tricouche FeNi/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Co. Pour des impulsions magnétiques appliquées selon l'axe de facile aimantation, le couple agissant sur les moments de FeNi est très faible quand ceux-ci sont alignés anti-parallèlement au champ appliqué. Au-dessus de parois de domaines dans le Co, les moments de FeNi sont inclinés par rapport à cet axe et le couple qu'ils subissent est donc bien plus fort. Le champ de fuite de la paroi dans le Co agit comme un champ de bias transverse qui diminue localement la barrière de nucléation. Le même

principe a été utilisé pour obtenir un temps de renversement de l'aimantation ultra-rapide dans des microstructures magnétiques avec un champ de bias transverse externe [122]. Ceci est important aussi pour la propagation de parois induite par des courants polarisés, un sujet qui est largement étudié en ce moment à cause de son utilisation potentielle dans les systèmes MRAM. L'effet de champs de fuite d'une paroi peut être contrôlé en manipulant la largeur et la position de la paroi. Ceci permet d'augmenter la vitesse de renversement locale et la reproductibilité du renversement de l'aimantation.

### 5.3 Conclusions générales

Nous avons montré que le dichroïsme magnétique des rayons x est une technique puissante pour déterminer les propriétés magnétiques des couches minces, multicouches et nanostructures magnétiques. L'utilisation de règles de somme pour le dichroïsme permet de déterminer quantitativement les contributions orbitale et de spin au moment magnétique, et ceci séparément pour chaque élément dans un matériau hétérogène.

Utilisé de façon qualitative, le dichroïsme permet de suivre l'aimantation de différentes couches d'une multicouche en fonction du champ appliqué. En combinaison avec la structure temporelle du rayonnement synchrotron, il est possible d'étudier le renversement rapide de l'aimantation avec sélectivité chimique, ce qui est important pour les dispositifs comme les vannes de spin et les jonctions tunnel magnétiques. En ajoutant la résolution spatiale d'un microscope électronique comme le PEEM, il devient possible d'étudier tous les détails du renversement rapide dans les systèmes magnétiques compliqués, comme il a été montré dans ce dernier chapitre. Avec la construction d'une nouvelle génération de centres de rayonnement synchrotron, il est envisageable d'atteindre l'échelle temporelle de la pico- et même sub-picoseconde, avec une résolution approchant le nanomètre pour les microscopes les plus performants. Ceci ouvre la voie vers des études très détaillées, importantes aussi bien pour améliorer les performances des dispositifs que pour une compréhension microscopique de la dynamique de l'aimantation.

# Bibliographie

- [1] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich et J. Chazelas, *Phys.Rev.Lett* 61, 2472 (1988); G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, W. Zinn, *Phys. Rev. B* 39, 4828 (1989).
- [2] J.S. Moodera, L.R. Kinder, T.M. Wong et R. Meservey, *Phys. Rev. Lett.* 74, 3273 (1995).
- [3] B.T. Thole, P. Carra, F. Sette et G. van der Laan, *Phys. Rev. Lett.* 68, 1943 (1992).
- [4] P. Carra, B.T. Thole, M. Altarelli et X. Wang, *Phys. Rev. Lett.* 70, 694 (1993).
- [5] D. Weller, J. Stöhr, R. Nakajima, A. Carl, M.G. Samant, C. Chappert, R. Mégy, P. Beauvillain, P. Veillet et G.A. Held, *Phys. Rev. Lett.* 75, 3752 (1995).
- [6] P. Bruno, *Phys. Rev. B* 39, 865 (1989).
- [7] P. Gambardella, S. Rusponi, M. Veronese, S.S. Dhesi, C. Grazioli, A. Dallmeyer, I. Cabria, R. Zeller, P.H. Dederichs, K. Kern, C. Carbone et H. Brune, *Science* 300, 1130 (2003).
- [8] C.T. Chen, Y.U. Idzerda, H.J. Lin, G. Meigs, A. Chaiken, G.A. Prinz et G.H. Ho, *Phys. Rev. B* 48, 642 (1993).
- [9] M. Bonfim, G. Ghiringhelli, F. Montaigne, S. Pizzini, N.B. Brookes, F. Petroff, J. Vogel, J. Camarero et A. Fontaine, *Phys. Rev. Lett.* 86, 3646 (2001).
- [10] Y. Ohno, D.K. Young, B. Beschoten, F. Matsukura, H. Ohno, D.D. Awschalom, *Nature* 402, 790 (1999); A.T. Hanbicki, B.T. Jonker, G. Itskos, G. Kioseoglou, A. Petrou, *Appl. Phys. Lett.* 80, 1240 (2002).
- [11] E.B. Myers, D.C. Ralph, J.A. Katine, R.N. Louie et R. A. Buhrman, *Science* 285, 867 (1999); W. Weber, S. Riesen et H.C. Siegmann, *Science* 291, 1015 (2001).
- [12] C.H. Back, R. Allenspach, W. Weber, S.S.P. Parkin, D. Weller, E.L. Garwin et H.C. Siegmann, *Science* 285, 864 (1999); H.W. Schumacher, C. Chappert, P. Crozat, R.C. Sousa, P.P. Freitas, J. Miltat, J. Fassbender et B. Hillebrands, *Phys. Rev. Lett.* 90, 017201 (2003).
- [13] <http://neasia.nikkeibp.com/neasiaarchivedetail/001097>
- [14] J. Stöhr, *J. Magn. Mater* 200, 470 (1999).
- [15] M. Sacchi and J. Vogel in *Magnetism and Synchrotron Radiation, Lecture Notes in Physics* 565, 87 (2001), eds. E. Beaurepaire, F. Scheurer, G. Krill, J.P. Kappler, Springer Verlag, Berlin, 2001.
- [16] H. Wende, *Rep. Prog. Phys.* 67, 2105 (2004).



- [17] B.T. Thole, G. van der Laan, et G.A. Sawatzky, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2086 (1985).
- [18] G. van der Laan, B.T. Thole, G.A. Sawatzky, J.B. Goedkoop, J.C. Fuggle, J.-M. Esteve, R. Karnatak, J.P. Remeika et H.A. Dabkowska, *Phys. Rev. B* **34**, 6529 (1986).
- [19] J.B. Goedkoop, B.T. Thole, G. van der Laan, G.A. Sawatzky, F.M.F. de Groot, J.C. Fuggle, *Phys. Rev. B* **37**, 2086 (1988).
- [20] P. Kuiper, B.G. Searle, P. Rudolf, L.H. Tjeng et C.T. Chen, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1549 (1993).
- [21] D. Alders, J. Vogel, C. Levelut, S.D. Peacor, M. Sacchi, T. Hibma, L.H. Tjeng, C.T. Chen, G. van der Laan, B.T. Thole et G.A. Sawatzky, *Europhys. Lett.* **32**, 259 (1995).
- [22] D. Alders, L.H. Tjeng, F.C. Voogt, T. Hibma, G.A. Sawatzky, C.T. Chen, J. Vogel, M. Sacchi et S. Iacobucci, *Phys. Rev. B* **57**, 11623 (1998).
- [23] F.U. Hillebrecht, H. Ohldag, N.B. Weber, C. Bethke, U. Mick, M. Weiss et J. Bahrtdt, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3419 (2001).
- [24] W. Zhu, L. Seve, R. Sears, B. Sinkovic et S.S.P. Parkin, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5389 (2001).
- [25] H. Ohldag, T.J. Regan, J. Stöhr, A. Scholl, F. Nolting, J. Lüning, C. Stamm, S. Anders et R.L. White, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 247201 (2001).
- [26] S. Altieri, M. Finazzi, H.H. Hsieh, H.-J. Lin, C.T. Chen, T. Hibma, S. Valeri et G.A. Sawatzky, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 137201 (2003).
- [27] T.Jo et G.A.Sawatzky, *Phys. Rev. B* **43**, 8771 (1991).
- [28] G. van der Laan et B.T. Thole, *J.Phys.: Condens.Matter* **4**, 4181 (1992).
- [29] H.A. Dürr, G. van der Laan, D. Spanke, F.U. Hillebrecht et N.B. Brookes, *Phys. Rev. B* **56**, 8156 (1997).
- [30] J. Stöhr et Y. Wu, in *New Directions in Research with Third-Generation Soft X-ray Synchrotron Radiation Sources*, ed. A.S. Slachter et F.J. Wuilleumier (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1994).
- [31] E.C. Stoner, *Rep. Prog. Phys.* **11**, 43 (1947).
- [32] B.D. Cullity, *Introduction to Magnetic Materials* (Addison-Wesley, Reading, 1972).
- [33] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics* (Wiley, New York, 1986).
- [34] N.F. Mott, *Proc. Phys. Soc. A* **62**, 416 (1949).
- [35] B.T. Thole et G. van der Laan, *Phys. Rev. B* **38**, 3158 (1988).
- [36] J. Camarero, Y. Pennec, J. Vogel, S. Pizzini, M. Cartier, F. Fettar, F. Ernult, A. Tagliaferri, N.B. Brookes, et B. Dieny, *Phys. Rev. B* **67**, 020413(R) (2003).
- [37] W. Chao, B.D. Harteneck, J.A. Liddle, E.H. Anderson et D.T. Attwood, *Nature* **435**, 1210 (2005).
- [38] C.M. Schneider, G. Schönhense, *Rep. Prog. Phys.* **65**, 1785 (2002).
- [39] W. Kuch, *Phys. Scr. T109*, 89 (2004).

- [40] J. Vogel, W. Kuch, M. Bonfim, J. Camarero, Y. Pennec, F. Offi, K. Fukumoto, J. Kirschner, A. Fontaine et S. Pizzini, *Appl. Phys. Lett.* 82, 2299 (2003).
- [41] O. Fruchart, M. Eleoui, J. Vogel, P.O. Jubert, A. Locatelli et A. Ballestrazzi, *Appl. Phys. Lett.* 84, 1335 (2004).
- [42] M. Kläui, C.A.F. Vaz, J.A.C. Bland, L.J. Heyderman, F. Nolting, A. Pavlovska, E. Bauer, S. Cherifi, S. Heun et A. Locatelli, *Appl. Phys. Lett.* 85, 5637 (2004).
- [43] J. Vogel, A. Fontaine, V. Cros, F. Petroff, G. Krill, J.-P. Kappler, A. Rogalev, et J. Goulon, *Phys. Rev. B* 55, 3663 (1997).
- [44] V. Cros, F. Petroff, J. Vogel, A. Fontaine, J.L. Menéndez, A. Cebollada, W. Grange, J.-P. Kappler, M. Finazzi et N.B. Brookes, *Europhys. Lett.* 49, 809 (2000).
- [45] J. Crangle et W.R. Scott, *J. Appl. Phys.* 36, 921 (1965).
- [46] G.J. Nieuwenhuys, *Adv. Phys.* 24, 515 (1965).
- [47] C.A.Kuhnen et E.Z. de Silva, *Phys.Rev.B* 46, 8915 (1992).
- [48] J.F. van Acker, P.J.W. Weijs, J.C. Fuggle, K. Horn, H. Haak et K.H.J. Buschow, *Phys. Rev. B* 43, 8903 (1991).
- [49] O. Rader, C. Carbone, W. Clemens, E. Vescovo, S. Blügel, W. Eberhardt et W. Gudat, *Phys. Rev. B* 45, 13823 (1992).
- [50] P.F. Garcia, A.D. Meinholdt et A. Suna, *Appl. Phys. Lett.* 47, 178 (1985).
- [51] H.J.G. Draaisma, W.J.M. de Jonge et F.J.A. den Broeder, *J. Magn. Magn. Mater.* 66, 351 (1987).
- [52] J.R. Childress, R. Kergoat, O. Durand, J.-M. George, P. Galtier, J. Miltat et A. Schuhl, *J. Magn. Magn. Mater.* 130, 13 (1994); O. Durand, Thèse de doctorat, Université Paris-Sud, 1994.
- [53] Z. Celinski, B. Heinrich, J.F. Cochran, W.B. Muir, A.S. Arrott et J. Kirschner, *Phys. Rev. Lett.* 65, 1156 (1990); B. Heinrich et J.F. Cochran, *Adv. Phys.* 42, 523 (1993).
- [54] E.E. Fullerton, D. Stoeffler, K. Ounadjela, B. Heinrich, Z. Celinski et J.A.C. Bland, *Phys. Rev. B* 51, 6364 (1995).
- [55] Z.P. Shi et B.M. Klein, *Phys. Rev. B* 52, 12 516 (1995).
- [56] T.K. Sham, *Phys. Rev. B* 31, 1888 (1985).
- [57] Y. Wu, J. Stöhr, B.D. Hermsmeier, M.G. Samant et D. Weller, *Phys. Rev. Lett.* 69, 2307 (1992).
- [58] I.V. Solovyev, P.H. Dederichs et I. Mertig, *Phys. Rev. B* 52, 13419 (1995).
- [59] A. Bzowski, T.K. Sham et Y.M. Yiu, *Phys. Rev. B* 49, 13776 (1994).
- [60] J.P. Crocombette, B.T. Thole et F. Jollet, *J. Phys. Condens. Matter* 22, 4095 (1996).
- [61] J. Vogel et M. Sacchi, *Phys. Rev. B* 53, 3409 (1996).
- [62] G. van der Laan, M.A. Hoyland, M. Surman, C.F.J. Flipse et B.T. Thole, *Phys. Rev. Lett.* 69, 3827 (1992).

- [63] M. Tischer, O. Hjortstam, D. Arvanitis, J. Hunter Dunn, F. May, K. Baberschke, J. Trygg, J.M. Wills, B. Johansson et O. Eriksson, *Phys. Rev. Lett.* 75, 1602 (1995).
- [64] F. Wilhelm, P. Pouloupoulos, G. Ceballos, H. Wende, K. Baberschke, P. Srivastava, D. Benea, H. Ebert, M. Angelakeris, N.K. Flevaris, D. Niarchos, A. Rogalev et N.B. Brookes, *Phys. Rev. Lett.* 85, 413 (2000).
- [65] M. Suzuki, H. Muraoka, Y. Inaba, H. Miyagawa, N. Kawamura, T. Shimatsu, H. Maruyama, N. Ishimatsu, Y. Isohama et Y. Sonobe, *Phys. Rev. B* 72, 054430 (2005).
- [66] J. Quin, Y.S. Li, D. Tian, F. Jona et P.M. Marcus, *Phys. Rev. B* 75, 3959 (1991).
- [67] C.S. Wang, B.M. Klein et H. Krakauer, *Phys. Rev. Lett.* 54, 1852 (1985); G.L. Krasko et G.B. Olson, *Phys. Rev. B* 40, 11536 (1989) et références.
- [68] G.J. Mankey, R.F. Willis et F.J. Himpsel, *Phys. Rev. B* 48, 10284 (1993).
- [69] V.L. Moruzzi, P.M. Marcus et J. Kübler, *Phys. Rev. B* 39, 6957 (1989).
- [70] R.D. Ellerbrock, A. Fuest, A. Schatz, W. Keune et R.A. Brand, *Phys. Rev. Lett.* 74, 3053 (1995).
- [71] D.J. Keavney, D.F. Storm, J.W. Freeland, I.L. Grigorov et J.C. Walker, *Phys. Rev. Lett.* 74, 4531 (1995).
- [72] J. Hunter Dunn, D. Arvanitis et N. Mårtensson, *Phys. Rev. B*, 54, 1 (1996).
- [73] J. Vogel et M. Sacchi, *Phys. Rev. B* 49, 3230 (1994).
- [74] R. Wu, D. Wang et A.J. Freeman, *Phys. Rev. Lett.* 71, 3581 (1993).
- [75] J. Stöhr et H. König, *Phys. Rev. Lett.* 75, 3748 (1995).
- [76] B. Dieny, V.S. Speriosu, S.S.P. Parkin, B.A. Gurney, D.R. Whilhoit et D. Mauri, *Phys. Rev. B* 43, 1297 (1991).
- [77] W.H. Meiklejohn et C.P. Bean, *Phys. Rev.* 102, 1413 (1956); 105, 904 (1957).
- [78] J. Nogués et I.K. Schuller, *J. Magn. Magn. Mater.* 192, 203 (1999).
- [79] A.E. Berkowitz et K. Takano, *J. Magn. Magn. Mater.* 200, 552 (1999).
- [80] R.L. Stamps, *J. Phys. D* 33, R247 (2000).
- [81] K. Takano, R.H. Kodama, A.E. Berkowitz, W. Cao et G. Thomas, *Phys. Rev. Lett.* 79, 1130 (1997).
- [82] A.P. Malozemoff, *Phys. Rev. B* 35, 3679 (1987); *J. Appl. Phys.* 63, 3874 (1988).
- [83] D. Mauri, H.C. Siegmann, P.S. Bagus et E. Kay, *J. Appl. Phys.* 62, 3047 (1987).
- [84] N.C. Koon, *Phys. Rev. Lett.* 78, 4865 (1997).
- [85] M.D. Stiles et R.D. McMichael, *Phys. Rev. B* 59, 3722 (1999); 60, 12950 (1999); 63, 064405 (2000).
- [86] T. Hughes, H. Laidier et K. O'Grady, *J. Appl. Phys.* 89, 5585 (2001).
- [87] R.L. Stamps, *J. Appl. Phys.* 89, 7101 (2001); *Phys. Rev. B* 61, 12174 (2000).

- [88] P.A.A. van der Heijden, T.F.M.M. Mass, W.J.M. de Jonge, J.C.S. Kools, F. Roozeboom et P.J. van der Zaag, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 492 (1998); *J. Appl. Phys.* **83**, 7207 (1998).
- [89] R.H.A. Taylor, R. O'Barr, S.Y. Yamamoto et B. Dieny, *J. Appl. Phys.* **85**, 5036 (1999).
- [90] M. Cartier, S. Auffret, Y. Samson, P. Bayle-Guillemaud et B. Dieny, *J. Magn. Magn. Mater.* **223**, 63 (2001).
- [91] J. Camarero, Y. Pennec, M. Bonfim, J. Vogel, S. Pizzini, A. Fontaine, M. Cartier, F. Fettar et B. Dieny, *J. Appl. Phys.* **89**, 6585 (2001); J. Camarero, Y. Pennec, J. Vogel, M. Bonfim, S. Pizzini, M. Cartier, F. Ernult, F. Fettar et B. Dieny, *Phys. Rev. B* **64**, 172402 (2001).
- [92] P. Bruno, G. Bayreuther, C. Chappert, G. Lugert, D. Renard et J. Seiden, *J. Appl. Phys.* **68**, 5759 (1990).
- [93] J. Camarero, Y. Pennec, J. Vogel, S. Pizzini, M. Cartier, F. Fettar, F. Ernult, A. Tagliaferri, N.B. Brookes et B. Dieny, *Phys. Rev. B* **67**, 172402(R) (2003).
- [94] T. J. Regan, H. Ohldag, C. Stamm, F. Nolting, J. Lüning, J. Stöhr, and R. L. White, *Phys. Rev. B* **64**, 214422 (2001).
- [95] R.H. Kodama, A.E. Berkowitz, E.J. McNiff Jr. et S. Foner, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 394 (1996).
- [96] J. Camarero, Y. Pennec, J. Vogel, M. Bonfim, S. Pizzini, F. Ernult, F. Fettar, F. Garcia, F. Lançon, L. Billard, B. Dieny, A. Tagliaferri, and N.B. Brookes, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 027201 (2003).
- [97] Voir, par exemple, A. Fert et P. Bruno, dans *Ultrathin Magnetic Structures II*, édité par B. Heinrich et J. A. C. Bland (Springer-Verlag, Berlin 1994), p. 82; H. Hathaway, *ibid*, p. 45.
- [98] P. Bruno et C. Chappert, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1602 (1991); *Phys. Rev. B* **46**, 261 (1992).
- [99] J.C. Slonczewski, *Phys. Rev. B* **39**, 6995 (1989); P. Bruno, *ibid* **49**, 13231 (1994).
- [100] Voir, par exemple, S.O. Demokritov, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **31**, 925 (1998) et ses références.
- [101] J.C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Matter.* **150**, 13 (1995).
- [102] H. Xi et R.M. White, *Phys. Rev. B* **62**, 3933 (2000).
- [103] M.E. Filipkowski, J.J. Krebs, G.A. Prinz et C. Gutierrez, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1847 (1995); V. Chakarian, Y.U. Idzerda, H.-J. Lin, C. Gutierrez, G.A. Prinz, G. Meigs et C.T. Chen, *Phys. Rev. B* **53**, 11313 (1996).
- [104] P.A.A. van der Heijden, C.H.W. Swuste, W.J.M. de Jonge, J.M. Gaines, J.T.W.M. van Eemeren et K.M. Shep, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1020 (2000).
- [105] S.-S. Yan, R. Schreiber, F. Voges, C. Osthover et P. Grunberg, *Phys. Rev. B* **59**, R11641, (1999)
- [106] F.H. Yang et C.L. Chien, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2597 (2000).

- [107] Y. Pennec, J. Camarero, J.C. Toussaint, S. Pizzini, M. Bonfim, F. Petroff, W. Kuch, F. Offi, K. Fukumoto, F. Nguyen Van Dau, and J. Vogel, *Phys. Rev. B* **69**, 180402(R) (2004).
- [108] M. Sussiau, F. Nguyen Van Dau, P. Galtier, A. Encinas et A. Schuhl, *J. Magn. Magn. Mater.* **165**, 1 (1996).
- [109] L. Néel, *C.R. Acad. Sci. Paris* **255**, 1676 (1962).
- [110] J. Fassbender et M. Bauer, *Europhys. Lett.* **55**, 119 (2001).
- [111] R.J. Hicken, A. Barman, V.V. Kruglyak et S. Ladak, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36**, 2183 (2003).
- [112] A. Layadi, *J. Magn. Magn. Mater.* **266**, 282 (2003).
- [113] J. Vogel, W. Kuch, J. Camarero, K. Fukumoto, Y. Pennec, S. Pizzini, M. Bonfim, F. Petroff, A. Fontaine et J. Kirschner, *Phys. Rev. B* **71**, 060404(R) (2005).
- [114] H.W. Fuller et D.L. Sullivan, *J. Appl. Phys.* **33**, 1063 (1962).
- [115] A. Hubert et R. Schäfer: *Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures* (Springer-Verlag, Berlin, 1998),p.488ff.
- [116] W. Kuch, L.I. Chelaru, K. Fukumoto, F. Porrati, F. Offi, M. Kotsugi et J. Kirschner, *Phys. Rev. B* **67**, 214403 (2003).
- [117] R. Schäfer, R. Urban, D. Ullmann, H.L. Meyerheim, B. Heinrich, L. Schultz et J. Kirschner, *Phys. Rev. B* **65**, 144405 (2002).
- [118] V. Christoph et R. Schäfer, *Phys. Rev. B* **70**, 214419 (2004).
- [119] L. Thomas, M.G. Samant et S.S.P. Parkin, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1816 (2000).
- [120] S. Wiebel, J.-P. Jamet, N. Vernier, A. Mougin, J. Ferré, V. Baltz, B. Rodmacq, et B. Dieny, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 142502 (2005).
- [121] J. Vogel, W. Kuch, R. Hertel, K. Fukumoto, F. Romanens, J. Camarero, S. Pizzini, M. Bonfim, F. Petroff, A. Fontaine et J. Kirschner, cond-mat/0509029, *Phys. Rev. B* **72**, 220402(R) (2005).
- [122] B.C. Choi, M. Belov, W.K. Hiebert, G.E. Ballentine et M.R. Freeman, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 728 (2001).
- [123] F. Montaigne, P. Gogol, J. Briatico, J.L. Maurice, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, A. Fert, and A. Schuhl, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 3286 (2000).
- [124] A. Encinas-Oropesa and F. Nguyen Van Dau, *J. Magn. Magn. Mater.* **256**, 301 (2003).
- [125] W.S. Lew, S.P. Li, L. Lopez-Diaz, D.C. Hatton et J.A.C. Bland, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 217201 (2003).
- [126] R. Hertel, *J. Appl. Phys.* **80**, 5752 (2001).
- [127] B.A. Lilley, *Phil. Mag.* **41**, 792 (1950).