



Université Paris XI UFR Scientifique d'Orsay

et

Faculté de Mathématique et de Physique Université Charles de Prague

THÈSE

Présentée pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY et DE L'UNIVERSITÉ CHARLES, PRAGUE

par

Jaroslav HAMRLE

Sujet:

Détermination du profil de l'aimantation en profondeur dans des structures multicouches magnétiques par magnéto-optique

Soutenue le 24 Mars 2003 devant la Commision d'examen:

Jean-François Bobo Rapporteur Alain Brun Président Jacques Ferré ... Directeur Ivan Ohlídal Membre Jaromír Pištora Rapporteur Štefan Višňovský Directeur

"A Paul et Virginie
au tenon et à la mortaise
à la chèvre et au chou
à la paille et à la poutre
au dessus et au dessous du panier
à Saint Pierre et à Miquelon
à la une et à la deux
à la mygale et à la fourmi
au zist et au zest
à votre santé et à la mienne
au bien et au mal
à Dieu et au Diable
à Laurel et à Hardy"
et à ma petite Jandulka.

Gentle reader,

this thesis consists of french and english versions. The english version is a complete one while the french one is shorted. Appendixes and List of Variables are provided only in english.

Remerciements

I have done my PhD thesis in the frame of a "co-tutelle" collaboration between two laboratories belonging to two Universities (the Charles University in Praha and the University Paris-Sud at Orsay). In this context, I have benefited of the complementary scientific knowledge and competence of two communities since I was working half time in Orsay and half time in Praha. I was pleased to have benefited of a grant from the French Minister of Foreign Affairs under the initial proposal of the French Embassy in Praha. I wish to acknowledge them for this exceptional opportunity. I am particularly grateful to the European Community for the granting of the final stage of my PhD through a Marie Curie Fellowship.

First I would like to express my great thanks to Prof. Ing. Štefan Višňovský, DrSc. I was really pleased to start magnetooptics with him. I am grateful to him for introducing me into this interesting research area and international research community. He strongly proposed me to develop a very fruitful scientific collaboration with the group of Dr. Jacques Ferré at the Laboratoire Physique des Solides in Orsay. We can now appreciate the efficiency of this collaboration.

Dr. Jacques Ferré is the person to whom I wish to present my deepest thanks. A large part of my work presented here has been done under his leadership. He has introduced me into many interesting and up-to-date problems. I have appreciated his permanent encouragements for solving many non trivial scientific problems. I wish also to thank him for his large amount of patience and his deep human understanding. Simply I would like to thank him to be a very nice and openminded boss.

I'm very grateful to Dr. Jean-François Bobo for his interest to my work and especially for reporting on my manuscript in a so short time. My large thanks belong to RNDr. Vladimír Kamberský who agreed to review on my thesis, but unfortunately could not come. I'm very grateful to Prof. Jaromír Pištora who agreed immediately to be reviewer and to provide his report in due time, even under such complex circumstances. I wish also to express my thanks to Prof. Alain Brun and Prof. Ivan Ohlídal who agreed to be members of my PhD jury.

Many projects could not be realized without my collaboration with the group of Dr. Pierre Beauvillain. I would like to express my best thanks to him for the very nice and fruitful cooperation, particularly about research on FM/non-FM interfaces and SHG generation.

I would like to thank a lot the official consultant of my these Dr. Miroslav Nývlt since he has spent much time to introduce me into many fields of physics and for his permanent pertinent advices. I'm grateful to him for the time and energy he reserved to me which far exceeded his consultant's duties. As an example, without his large help and patience, the project about FM/non-FM interface would not be realized.

I also wish to thank Dr. Luboš Polerecký for the very nice time we spent together during our interchanging stays in Dublin and Orsay. These short stays have been exceptionally fruitful. Particularly I wish to acknowledge him for his huge help concerning the development of the SHG formalism.

Many my warm thanks are going to all people working in the group of J. Ferré, i.e. J.-P. Jamet, A. Mougin, P. Meyer, M. Bauer, R. Hydmann, L. Sampaio V. Repain and G. Moore. They were always creating a very nice cooperative and stimulating atmosphere, and I am especially sensitive to their permanent scientific and human help, which far exceeded the frame of colleague relationships. I would like to thank especially J.P. Jamet for many nice invitations, A. Mougin for her important help for finalizing this manuscript and M. Bauer for many nice discussions.

Special thanks belongs to H. Albouze, our dear secretary, who has always taken care of me and helped me much for the typing of the French version of this manuscript.

I also wish to express a lot of thanks to all people working in the group of Š. Višňovský. This unique team of openminded young people created an enjoyable specific atmosphere favouring the advancement of scientific ideas and people's personality. Especially, I would like to thank to J. Mistrík, R. Antoš and J. Franta for the large number of stimulating discussions we had together, sometimes far away from scientific problematic.

I wish also to express my thanks to S. Rousset, V. Repain and G. Baudot, for their friendly and fruitful collaboration. Without them, the exciting Kerr studies we performed on vicinal systems would have been impossible.

Finally, I wish to acknowledge somebody else. Although I don't know D.E. Knuth personally, I wish to expresses my thanks to him for his excellent typesetting system TEX, which he has gifted to world and which made my life much easier on the field of typography.

Contenu

C	Contenu			iv
1	Inti	oducti	ion	1
2	Effe 2.1 2.2	Propa	gnéto-optiques gation de la lumière	5 6
3	Cal 3.1 3.2 3.3	Expres MOKI	s Effets Magnéto-Optiques ssions analytiques pour une couche FM ultra-mince E dans une structure sandwich FM E dans une structure multicouche FM	9 12 14
4	Pro 4.1 4.2 4.3 4.4 4.5	Introd PMOI Contri Cas de	s MO d'interfaces FM/non-FM duction	15 15 16 16 18 19
5	Rés		n en profondeur de la MOKE	23
	5.1		luction	23
	5.2 5.3	_	ation entre les effets Kerr polaire, longitudinal et transverse bilité en profondeur du PMOKE et du LMOKE	24 24
		5.3.2	FM ultra-mince. Fonctions de sensibilité en profondeur pour des couches FM ultra-	25
	5.4	Contri	minces constituées du même matériauibution MOKE pour une couche FM sélectionnée	$\frac{26}{30}$
	5.4	5.4.1	Genéralités	30
		5.4.2	Application à la structure $(Au/Co)_3$	31
	5.5	_	ation entre les signaux Kerr d'une bicouche FM	33
	5.6	_	ation des MOKE pour une structure tricouche FM	34
		5.6.1	La méthode des "vecteurs Kerr parallèles"	34
		5.6.2	Application à la structure $(TbFe/Si_3N_4)_4$	
		5.6.3	Cas d'un grand nombre de couches FM	
		5.6.4	Application au cas de la structure $(Au/Co)_3$	40

iv CONTENU

	5.7	Enregistrement MO en volume dans 4 couches FM	42
6	MO	KE induits par une surface vicinale (VISMOKE)	45
	6.1	MOKE pour des couches FM déposées sur surface vicinale	46
		6.1.1 Référentiel cartésien utilisé	46
		6.1.2 Tenseur de permittivité de la couche FM au voisinage de l'interface	
		vicinale	46
		6.1.3 Réponse MO d'une couche FM déposée sur une surface vicinale	48
	6.2	MOKE de le Co déposé sur une surface vicinale Au(322)	51
		6.2.1 Préparation et structure de Au/Co/Au(322)	51
		6.2.2 Cycle MOKE en configuration polaire, $\boldsymbol{H} \parallel \hat{z} \ldots \ldots \ldots$	51
		6.2.3 Cycle MOKE en champ transverse, $\boldsymbol{H} \parallel \hat{x} \dots \dots \dots \dots$	53
		6.2.4 Détermination de ε_s à partir de mesures MOKE	55
	6.3	Détermination expérimentale optique de ε_s	55
	6.4	Modèle phénoménologique pour ε_s	
7	SHC	G par une structure multicouche	5 9
•		Démarche utilisée pour traiter le formalisme du SHG	
	1.1	Demarche demarce pour traiter le formaisme du Siro	00
8		sibilité en profondeur du SHG	63
	8.1	Tenseur χ et sa dépendance avec l'aimantation	64
	8.2	SHG par les éléments de Fresnel généralisés	65
	8.3	Règles de sélection du MOSHG	67
	8.4	Signal magnétique MOSHG	68
	8.5	Contraste magnétique	71
		8.5.1 Signal magnétique dans la configuration ps-MOSHG	72
	8.6	Principe de base contrôlant la résolution MOSHG en profondeur	72
	8.7	Cas d'une interface air/verre	73
		8.7.1 Profil de $E^{(\omega)}$ à l'interface air/verre	73
		8.7.2 Radiation dipolaire de l'interface air/verre	75
	8.8	Un système modèle: air/Fe/verre	76
		8.8.1 Cas d'une couche de Fe non-absorbante, $\Im(\varepsilon_0) = 0 \dots \dots$	76
		8.8.2 Cas d'une couche de Fe absorbante, $\Im(\varepsilon_0) \neq 0 \dots \dots \dots$	78
	8.9	MOSHG de la structure FeSi/DyFeCo	78
		8.9.1 Propriétés de l'échantillon	78
		8.9.2 Calcul des coefficients de Fresnel pour la structure FeSi/DyFeCo	80
		8.9.3 Résultats et discussion du MOSHG pour la structure FeSi/DyFeCo .	83
	8.10	MOSHG de la structure tricouches Co/NiO/NiFe	86
		8.10.1 Propriétés des échantillons étudiés	86
		8.10.2 Éléments de Fresnel entrant pour la structure Co/NiO/FeNi	87
		8.10.3 Éléments de Fresnel sortant pour la structure Co/NiO/FeNi	88
		8.10.4 Résultats sur le MOSHG du système $Co/NiO(8 nm)/NiFe$	90
		8.10.5 Résultats sur le MOSHG du système $Co/NiO(4 nm)/NiFe$	92
	8.11	Appendice de chapitre 8	95
9	Con	clusion	97
ъ.			
Вi	bliog	raphie	105

"POUR FAIRE LE PORTRAIT D'UN OISEAU Peindre d'abord une cage avec une porte ouverte ..."

Chapitre 1

Introduction

Le magnétisme est un vieux sujet en physique et les propriétés magnétiques de matériaux massifs sont désormais assez bien comprises. Néanmoins, depuis les années 1980, un intérêt croissant s'est manifesté pour le magnétisme des couches minces métalliques. Ceci est directement relié aux nouvelles possibilités offertes pour préparer des films ultra-minces, des multicouches et même des superréseaux de haute qualité, et pour les caractériser à une échelle nanométrique (par exemple par microscopie à balayage du type STM et AFM). L'ingénierie de films minces est un nouveau domaine qui se développe très rapidement depuis plusieurs décades. Par exemple, il devient possible de définir des structures multicouches possédant des propriétés bien ciblées. Cette avancée a permis de découvrir de nouveaux phénomènes, comme la magnétorésistance géante, une propriété qui a été rapidement exploitée pour fabriquer des têtes de lecture pour l'enregistrement magnétique. De nouvelles structures hybrides qui incluent des couches d'oxydes magnétiques ou nonmagnétiques sont désormais largement étudiées pour améliorer la magnétorésistance tunnel ou pour renforcer l'anisotropie d'échange. La tendance est maintenant de réduire et de contrôler les dimensions latérales des élements magnétiques ultra-fins jusqu'à des échelles nanométriques. Ceci a permis le développement rapide d'un nouveau domaine, le nanomagnétisme. La nanostructuration de structures en couches minces magnétiques est bien évidemment de très grand intérêt pour réaliser, par exemple, des media d'enregistrement très haute densité ou une nouvelle génération de mémoires magnétiques à accès aléatoire (MRAMs).

Toutes ces nouvelles applications nécessitent des empilement de structures en couches métalliques ultra-minces très bien contrôlées. Les propriétés magnétiques statiques (par exemple le cycle d'hystérésis) de l'ensemble de la structure multicouche sont généralement déterminées grâce à des mesures de magnétométrie très sensibles. Cependant, il est souvent difficile de séparer les contributions magnétiques de chacune des couches magnétiques ultra-minces impliquées, tandis qu'une interprétation claire du processus de retournement de l'aimantation nécessite une telle information. Les techniques qui sont actuellement capables de répondre partiellement à cet enjeu, qui est crucial pour les applications, nécessitent généralement beaucoup de temps (Mossbauer) ou l'utilisation de grands instruments (neutrons polarisés, XMCD). D'un autre côté, il est bien connu que l'optique interférométrique (par exemple le Michelson) est un outil bien adapté pour tester de petites variations de propriétés à une échelle aussi petite que 0,1 nm. En conséquence, l'interférométrie en lumière polarisée doit donner des informations sur le profil de l'aiman-

tation en profondeur dans une structure multicouche.

Au chapitre 2, je rappelle quelle est la modification de la polarisation de la lumière induite par le magnétisme, introduis et définis l'Effet Magnéto-Optique Kerr (MOKE) et décris des montages expérimentaux associés.

Le chapitre 3 présente des calculs sur le MOKE; je présente ici un traitement mathématique rigoureux qui est utile pour interpréter les travaux présentés dans ce mémoire.

La plupart des propriétés magnétiques de couches ultra-minces sont induites par les caractéristiques interfaciales. Il est extrêmement difficile de tirer les propriétés magnétiques de chaque interface. Ceci est dû en partie à la faible quantité de matériau disponible aux interfaces et à la dificulté de tester le magnétisme d'interfaces enterrées. Au chapitre 4, je propose une nouvelle technique permettant, à partir du MOKE, de tirer des informations magnéto-optiques d'interfaces enterrées. Par cette technique on a réussi à déterminer de manière indépendante les propriétés magnétiques, donc l'état d'aimantation des interfaces impliquées dans une structure $\mathrm{Co}/\mathrm{Au}(111)$.

Au chapitre 5, je démontre comment par MOKE on peut séparer les contributions magnétiques de différentes couches magnétiques ultra-minces (avec une résolution meilleure que 1 nm), même en présence de couches séparatrices non-magnétiques de très faible épaisseur (\sim 1 nm). Cette sensibilité en profondeur est bien sûr reliée à la variation du chemin optique, et reste valable si les couches sont fabriquées à partir du même matériau. En d'autres termes la sélectivité chimique n'est pas requise ici comme pour le XMCD. Au chapitre 5, j'ai aussi développé une théorie simple pour déterminer les paramètres les plus pertinents, responsables de la sensibilité en profondeur du MOKE. Cette théorie a été testée de manière satisfaisante pour des structures modèles Co/Au, TbFe/Si $_3$ N $_4$ et dans des doubles jonctions tunnel GaMnAs.

Une autre application intéressante du MOKE est de pouvoir étudier le magnétisme de films ferromagnétiques ultra-minces (épaisseur inférieure à 1 nm) déposés sur des surfaces vicinales; ceci est traité au chapitre 6. Nous avons découvert un nouvel effet magnéto-optique, que nous appelons VISMOKE, que je décris théoriquement à partir de l'abaissement de symétrie lié à cette surface vicinale.

Il a été recemment montré (pour une revue voir par exemple [1, 2]) que les propriétés magnétiques et non magnétiques de surfaces peuvent être testées élégamment par une nouvelle technique émergente, la Magnéto-Optique sur la Génération optique de Seconde Harmonique (MOSHG). Plus intéressant encore est que cette technique peut être utilisée pour accéder au magnétisme d'interfaces enterrées dans des structures multicouches. Jusqu'à maintenant, un seul article a traité qualitativement de ce problème [3], et le traitement théorique complet a seulement été fait dans le cas de surfaces libres [4].

Au chapitre 7, je propose un nouveau traitement théorique du SHG et du MOSHG dans des structures multicouches, basé sur un modèle de dipoles électriques ponctuels localisés sur les interfaces. Malgré la méconnaissance de la plupart des élements du tenseur de susceptibilité non linéaire, il est possible de tirer quelques règles générales sur la sélectivité du SHG et du MOSHG aux interfaces. J'ai appliqué cette théorie pour interpréter des faits importants observés sur des cycles d'hystérésis en MOSHG, par exemple sur des structures du type NiFe/NiO/Co (montrant un couplage des spins dans le plan à 90° ou 180° entre les couches FeNi et Co), et DyFeCo qui est un media d'enregistrement perpendiculaire magnéto-optique couvert par une couche FeSi presentant une anisotropie planaire. J'ai démontré la complémentarité des résultats obtenus par MOKE et MOSHG dans différentes géométries optiques.

Ces nouvelles techniques seront importantes dans le futur pour visualiser les domaines par microscopie magnéto-optique et pour étudier la dynamique haute fréquence dans des structures magnétiques qui sont en partie destinées aux applications à l'électronique de spin. Il est important de dire que de nouveaux développements en magnéto-optique sont nécessaires pour investiguer de nouvelles structures en couches minces et même des structures nanomagnétiques, aussi bien dans des configurations optiques en champ lointain qu'en champ proche.

"... peindre ensuite quelque chose de joli quelque chose de simple quelque chose de beau quelque chose d'utile pour l'oiseau ..."

Chapitre 2

Effets Magnéto-optiques

Dans ce travail, je me suis interessé à l'étude Magnéto-Optique (MO) de structures métalliques multicouches magnétiques, afin de déterminer le comportement de l'aimantation de chaque couche ou des interfaces.

J'introduis et définis ici les effets magnéto-optiques et plus précisemment l'Effet Kerr Magnéto-Optique (MOKE). Les montages expérimentaux permettant de mesurer ces effets, et que j'ai utilisés, reposent sur la modulation de l'état de polarisation de la lumière, soit par une cellule à effet Faraday [5, 6], soit par un modulateur photo-élastique [7]. A l'heure actuelle, le MOKE est un outil très utilisé pour étudier la dépendance thermique ou sous champ magnétique de l'état d'aimantation de couches ferromagnétiques (FM) car il combine plusieurs avantages par rapport à d'autres techniques [8]:

- sa sensibilité: la magnéto-optique peut être compétitive avec les techniques de magnétométrie les plus sophistiquées, comme le SQUID,
- sa rapidité: le temps d'interaction de la lumière avec la matière étant de l'ordre de la femtoseconde, des mesures dynamiques de l'aimantation peuvent être réalisées sur une très large gamme temporelle (de la fs à plusieures heures),
- son assez bonne résolution latérale qui avoisine maintenant 200 nm. Ceci permet de visualiser de petits domaines magnétiques [9, 10] ou d'étudier la distribution spatiale de l'aimantation dans des couches ultraminces sous forme de marches ou en biseau, des nanostructures FM isolées, comme des pistes [11, 12], des réseaux magnétiques [13], etc...,
- sa résolution pour tester en profondeur l'aimantation d'une structure magnétique: ce fut l'objet de mes travaux, présentés au chapitre 5. Le MOKE permet de tester l'aimantation sur une profondeur déterminée par la longueur de pénétration de la lumière, soit quelques dizaines de nm dans les métaux. Comme nous le verrons au chapitre 4, le MOKE peut être même utilisé pour obtenir des informations sur le magnétisme d'interfaces enterrées.

Par ailleurs, la MO sur Génération Optique de Seconde Harmonique (MOSHG) s'est révélée potentiellement intéressante pour tester le magnétisme de surface ou d'interfaces enterrées dans des multicouches. En effet, cet effet optique non-linéaire, n'est sensible qu'aux endroits où il y a rupture de symétrie.

2.1 Propagation de la lumière

Les états de polarisation de la lumière et l'expression du champ electrique $E^{(\omega)}$ de la radiation électromagnétique (EM) sont définis dans cette section 2.1. En représentation complexe, $E^{(\omega)}$ s'exprime par la partie réelle de la grandeur complexe:

$$E_j^{(\omega)}(\boldsymbol{r},t) = \Re\left(E_{j0}^{(\omega)}\exp[-i\omega t + i\boldsymbol{k}^{(\omega)}\cdot\boldsymbol{r}]\right), \quad j = \{x,y,z\},$$
(2.1)

οù

$$E_{j0}^{(\omega)} = E_{j,\text{max}}^{(\omega)} \exp[i\delta_j^{(\omega)}], \quad j = \{x, y, z\}.$$
 (2.2)

On peut encore l'exprimer dans une base 2D sous la forme:

$$\boldsymbol{E}^{(\omega)} = \mathcal{E}_{s}^{(\omega)} \hat{e}_{s}^{(\omega)} + \mathcal{E}_{p}^{(\omega)} \hat{e}_{p}^{(\omega)}$$
(2.3)

où $\hat{e}_{\mathbf{s}}^{(\omega)}$ et $\hat{e}_{\mathbf{p}}^{(\omega)}$ représentent les vecteurs du mode de polarisation. Ils sont de longueur unité et sont perpendiculaires au vecteur $\mathbf{k}^{(\omega)}$ de propagation. De plus $\hat{e}_{\mathbf{s}}^{(\omega)} \cdot \hat{e}_{\mathbf{p}}^{(\omega)} = 0$. $\mathcal{E}_{\mathbf{s}}^{(\omega)}$ et $\mathcal{E}_{\mathbf{p}}^{(\omega)}$ sont les amplitudes modales. Nous utiliserons essentiellement la base \mathbf{s} , \mathbf{p} correspondant à des polarisations respectivement perpendiculaire au plan d'incidence et dans le plan d'incidence.

2.2 Définition des Effets Magnéto-Optiques (MOKE)

Si on définit le vecteur de Jones par:

$$\boldsymbol{J} = \begin{bmatrix} \mathcal{E}_{\mathbf{s}}^{(\omega)} \\ \mathcal{E}_{\mathbf{p}}^{(\omega)} \end{bmatrix}, \tag{2.4}$$

le changement de l'état de polarisation de la lumière après réflexion sur un échantillon, peut s'écrire sous la forme:

$$\mathbf{J}_{-} = \mathbf{R} \cdot \mathbf{J}_{+}
\begin{bmatrix} \mathcal{E}_{\mathbf{s},-}^{(\omega)} \\ \mathcal{E}_{\mathbf{p},-}^{(\omega)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{\mathbf{s}\mathbf{s}} & r_{\mathbf{s}\mathbf{p}} \\ r_{\mathbf{p}\mathbf{s}} & r_{\mathbf{p}\mathbf{p}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathcal{E}_{\mathbf{s},+}^{(\omega)} \\ \mathcal{E}_{\mathbf{p},+}^{(\omega)} \end{bmatrix}$$
(2.5)

où \mathbf{R} est la matrice réflexion, et J_+ et J_- représentent les vecteurs de Jones incident et réfléchi.

Lorsque les effets MO sont faibles, les effets Kerr complexes $\Phi_{\mathtt{s}}$ et $\Phi_{\mathtt{p}}$ en polarisation \mathtt{s} et \mathtt{p} s'expriment en fonction de rapports entre éléments de la matrice de réflectivité, et s'écrivent :

$$\Phi_{\mathbf{s}} = -\frac{\mathcal{E}_{\mathbf{p},-}^{(\omega)}}{\mathcal{E}_{\mathbf{s},-}^{(\omega)}} = -\frac{r_{\mathbf{ps}}}{r_{\mathbf{ss}}} = \theta_{\mathbf{s}} + i\epsilon_{\mathbf{s}} = \Omega_{\mathbf{s}}e^{i\xi_{\mathbf{s}}}$$

$$\Phi_{\mathbf{p}} = \frac{\mathcal{E}_{\mathbf{s},-}^{(\omega)}}{\mathcal{E}_{\mathbf{p},-}^{(\omega)}} = \frac{r_{\mathbf{sp}}}{r_{\mathbf{pp}}} = \theta_{\mathbf{p}} + i\epsilon_{\mathbf{p}} = \Omega_{\mathbf{p}}e^{i\xi_{\mathbf{p}}},$$
(2.6)

où $\theta_{s/p}$ et $\epsilon_{s/p}$ représentent la rotation Kerr et l'ellipticité Kerr. Après réflexion sur l'échantillon, la lumière linéairement polarisée s ou p devient elliptique. $\theta_{s/p}$ représente

couche FM ou une structure tricouche FM sont représentées sur la Fig. 2.1

la rotation du grand axe de l'ellipse et $\epsilon_{s/p}$ le rapport entre la longueur ses deux axes. J'utiliserai souvent leurs expressions polaires, où $\Omega_{s/p}$ représente l'amplitude Kerr et $\xi_{s/p}$ la difference de phase entre les deux ondes, telle que $\xi_p = \arg(\mathcal{E}_{s,-}^{(\omega)}) - \arg(\mathcal{E}_{p,-}^{(\omega)}) = \delta_s - \delta_p$. Les représentations graphiques, en coordonnées complexes, du signal MO pour une

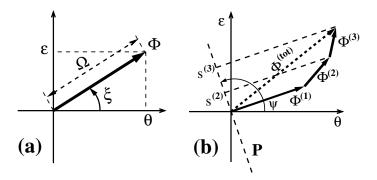


Figure 2.1: Représentation du MOKE dans le plan complexe $\theta\epsilon$. (a) Le vecteur Kerr Φ est décrit soit par la rotation Kerr θ et l'ellipticité Kerr ϵ , soit par l'amplitude Kerr Ω et la phase Kerr ξ . (b) L'effect Kerr total, $\Phi^{(\text{tot})}$, est donné par la sommation des contributions Kerr $\Phi^{(i)}$. Le signal Kerr mesuré, $s^{(i)}$, de la couche FM (i) est déduit de la *projection* du vecteur Kerr correspondant sur l'axe de projection P, son orientation étant déterminée par l'angle de projection ψ .

Les configurations génériques MO sont définies relativement à la direction de l'aimantation dans le film magnétique (Table 2.1).

L'angle φ est l'angle d'incidence. \boldsymbol{m} est l'aimantation renormalisée, c.à.d $|\boldsymbol{m}|=1$. Lorsque l'aimantation est dirigée perpendiculairement au plan du film, on mesure l'effet Kerr Polaire (PMOKE) $\Phi_{\rm pol}$. Si elle est rigoureusement dans le plan du film selon la direction de polarisation de la lumière, on mesure l'effet Kerr Longitudinal (LMOKE) $\Phi_{\rm lon}$. Pour une orientation de l'aimantation perpendiculaire au plan d'incidence, on parle d'effet Kerr Transverse (TMOKE) $\tilde{\Phi}_{\rm tra}$. Sous incidence oblique ($\varphi \neq 0$), le MOKE n'est relié qu'aux effets polaire, c'est à dire à m_z , et longitudinal m_y . Dans le cas d'une multicouche:

$$\Phi^{(\text{tot})} = \sum_{i} \Phi_{\text{pol}}^{(i)} \ m_z^{(i)} + \sum_{i} \Phi_{\text{lon}}^{(i)} \ m_y^{(i)}. \tag{2.7}$$

où i désigne la $i^{\text{ième}}$ couche FM.

		incidence normale $\varphi=0$	incidence oblique $\varphi \neq 0$	symétrie des coefficients de réflexion
$\mathbf{polaire}$ $\mathbf{m} = [0, 0, -1]$	M x y	$\begin{bmatrix} r_{\tt ss} & r_{\tt ps} \\ r_{\tt ps} & -r_{\tt ss} \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} r_{\tt ss} & r_{\tt ps} \\ r_{\tt ps} & r_{\tt pp} \end{bmatrix}$	r_{ss}, r_{pp} : indép. de m_z pair avec φ $r_{sp} = r_{ps}$: impair avec m_z pair avec φ
$\begin{array}{c} \text{longitudinal} \\ \boldsymbol{m} = [0,1,0] \end{array}$	x M	$\begin{bmatrix} r_{\tt ss} & 0 \\ 0 & -r_{\tt ss} \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} r_{\tt ss} & -r_{\tt ps} \\ r_{\tt ps} & r_{\tt pp} \end{bmatrix}$	$r_{\rm ss}, r_{\rm pp}$: indép. de m_y pair avec φ $r_{\rm sp} = -r_{\rm ps}$: impair avec m_y impair avec φ
transverse $\boldsymbol{m} = [-1, 0, 0]$	x M vz	$\begin{bmatrix} r_{\tt ss} & 0 \\ 0 & -r_{\tt ss} \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} r_{\tt ss} & 0 \\ 0 & r_{\tt pp}^{(0)} + r_{\tt pp}^{(\rm mag)} \end{bmatrix}$	$r_{ss}, r_{pp}^{(0)}$: indép. de m_x pair avec φ $r_{pp}^{(mag)}$: impair avec m_x impair avec φ

Table 2.1: Matrices de réflexion R pour différentes orientations de l'aimantation M par rapport au réferentiel de la lumière $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$. La dernière colonne précise la symétrie des coefficients de réflexion par rapport à l'aimantation et à l'angle d'incidence. Les coefficients $r_{\rm pp}^{(0)}$ et $r_{\rm pp}^{({\rm mag})}$ décrivent respectivement les parties constantes de $r_{\rm pp}$ et linéaires avec la composante m_x de l'aimantation.

"...placer ensuite la toile contre un arbre dans un jardin dans un bois ou dans une forêt se cacher derrière l'arbre sans rien dire sans bouger ..."

Chapitre 3

Calcul des Effets Magnéto-Optiques

Afin d'exprimer correctement le champ électrique de l'onde EM ou des variables alternatives associées, j'introduis un nouvel espace mathématique (espace-q) où je choisis de manière particulière la direction z selon la normale au film afin de mieux de coller à la symétrie de notre système 2D. Comme on peut le voir dans le chapitre 7, cette définition est essentielle pour traiter rigoureusement le calcul du MOSHG à partir de la radiation émise par des dipôles électriques ponctuels placés sur les interfaces de la structure multicouche. Cette partie théorique est traitée en détail dans la version anglaise.

On introduit ensuite le calcul classique du MOKE dans le formalisme de la matrice 4×4 qui donne la réponse optique exacte d'une structure multicouche idéale. Les hypothèses de base sont:

- toutes les couches sont homogènes et séparées par des interfaces abruptes,
- les propriétés optiques de chaque couche sont décrites par un tenseur de permittivité de rang deux $\varepsilon_{ij}^{(\omega)}$ [14], reliant l'induction électrique $\boldsymbol{D}^{(\omega)}$ au champ électrique $\boldsymbol{E}^{(\omega)}$, de telle manière que $D_i^{(\omega)} = \varepsilon_0 \sum_j \varepsilon_{ij}^{(\omega)} E_j^{(\omega)}$, ou $i,j = \{x,y,z\}$, ε_0 étant la permittivité du vide.

D'un point de vue magnéto-optique, l'aimantation de l'échantillon modifie le tenseur de permittivité en donnant naissance à des éléments non-diagonaux, $\varepsilon_{ij}^{(\omega)} = -\varepsilon_{ji}^{(\omega)}$, avec $i \neq j$, pour les couches FM.

Cependant, le traitement analytique par ce formalisme est très lourd [15]. Certains auteurs ont proposé de nouvelles expressions simplifiées reposant sur l'approximation, souvent étayée, de couches FM ultra-minces où l'épaisseur totale des couches FM est supposée très inférieure à la longueur d'onde [5, 15, 16, 17].

3.1 Expressions analytiques des coefficients de réflexion pour une couche FM ultra-mince

La couche FM ultra-mince a un tenseur de permittivité $\varepsilon^{(\text{fm})}$ et une épaisseur $t^{(\text{fm})}$. Elle est prise en sandwich entre une couche de couverture d'épaisseur $d^{(\text{nf})}$ et un substrat infini, ces

deux milieux étant isotropes et formés par un matériau non-FM de permittivité $\varepsilon^{(nf)}$. $N^{(0)}$ est l'indice de réfraction du milieu qui se trouve situé au-dessus de la structure multicouche (usuellement de l'air). Le schéma de la structure en sandwich considérée et les notations utilisées sont indiquées sur la Figure 3.1(a).

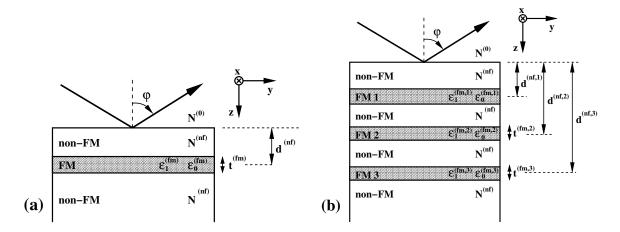


Figure 3.1: Esquisse de la structure multicouche avec (a) une seule couche FM, (b) plusieurs couches FM.

Le tenseur de permittivité $\varepsilon^{(\omega)}$ de la couche FM a la forme générale

$$\boldsymbol{\varepsilon}^{(\mathrm{fm})} = \begin{bmatrix} \varepsilon_0^{(\mathrm{fm})} & \varepsilon_{xy}^{(\mathrm{fm})} & \varepsilon_{xz}^{(\mathrm{fm})} \\ \varepsilon_{yx}^{(\mathrm{fm})} & \varepsilon_0^{(\mathrm{fm})} & \varepsilon_{yz}^{(\mathrm{fm})} \\ \varepsilon_{yx}^{(\mathrm{fm})} & \varepsilon_{0}^{(\mathrm{fm})} & \varepsilon_{yz}^{(\mathrm{fm})} \\ \varepsilon_{zx}^{(\mathrm{fm})} & \varepsilon_{zy}^{(\mathrm{fm})} & \varepsilon_0^{(\mathrm{fm})} \end{bmatrix}, \tag{3.1}$$

où les éléments non-diagonaux sont a-priory tous différents. Les éléments diagonaux sont supposés égaux afin d'obtenir des solutions analytiques simples. Cette approche est usuellement vérifiée parce que les coefficients de réflexion dépendant peu de faibles variations entre les élements diagonaux, comme on peut le voir sur la Table 3.1. Dans l'approximation d'une couche FM ultra-mince, les coefficients de réflectivité diagonaux $r_{\rm ss}$ et $r_{\rm pp}$ peuvent s'exprimer par une somme de contributions individuelles (Table 3.1):

$$r_{ss} = r_{ss}^{(0)} + r_{ss}^{(0,t^{(fm)})} + r_{ss}^{(2)}$$

$$r_{pp} = r_{pp}^{(0)} + r_{pp}^{(0,t^{(fm)})} + r_{pp}^{(1)} + r_{pp}^{(2)},$$
(3.2)

où les exposants $^{(0)}$, $^{(1)}$ et $^{(2)}$ désignent l'ordre de perturbation des coefficients de réflexion par rapport aux élements de permittivité non-diagonaux de la couche FM, $\varepsilon_{ij}^{(\mathrm{fm})}$, $i \neq j$. Toutes ces expressions ont été testées numériquement. A ma connaissance, de tels calculs des coefficients de réflexion, dans l'approximation d'une couche FM ultra-mince, n'ont jamais été proposés jusqu'à maintenant pour une forme générale du tenseur de permittivité anisotrope $\varepsilon^{(\mathrm{fm})}$. Usuellement, on suppose que le tenseur de permittivité est anti-symétrique, en accord avec des arguments supposant que l'aimantation est un terme perturbatif. Cependant, comme nous le verrons plus loin au chapitre 6, pour un MOKE induit par une surface vicinale (VISMOKE), une forme plus générale du tenseur de permittivité est requise pour traiter ensemble les perturbations magnétique (qui est anti-symétrique) et structurale (qui est symétrique).

$$\frac{2ik_0^{(\omega)}t^{(\mathrm{fin})}QN^{(0)}\cos\varphi}{(N^{(0)}\cos\varphi+N_z^{(\mathrm{iff})})(N^{(0)}N_z^{(\mathrm{iff})}+(N^{(\mathrm{iff})})^2\cos\varphi}\left[\frac{\varepsilon_{zx}\varepsilon_{yz}N_z^{(\mathrm{iff})}}{\varepsilon_0^{(\mathrm{fin})}}-\frac{\varepsilon_{zx}N_y(N^{(\mathrm{iff})})^2}{\varepsilon_0^{(\mathrm{fin})}}-\varepsilon_{yx}N_z^{(\mathrm{iff})}\right]}{r_{\mathrm{sp}}}$$

$$\frac{2ik_0^{(\omega)}t^{(\mathrm{in})}QN^{(0)}\cos\varphi}{(N^{(0)}\cos\varphi+N_z^{(\mathrm{iff})})(N^{(0)}N_z^{(\mathrm{iff})}+(N^{(\mathrm{iff})})^2\cos\varphi}\right]\left[-\frac{\varepsilon_{xz}\varepsilon_{yy}N_z^{(\mathrm{iff})}}{\varepsilon_0^{(\mathrm{fin})}}-\frac{\varepsilon_{xx}N_y(N^{(\mathrm{inf})})^2}{\varepsilon_0^{(\mathrm{fin})}}+\varepsilon_{xy}N_z^{(\mathrm{iff})}\right]}{r_{\mathrm{sp}}^{(\mathrm{iff})}}\right]$$

$$r_{\mathrm{sp}} = r_{\mathrm{sp}}^{(0)}+r_{\mathrm{sp}}^{(0,t^{(\mathrm{ifn})})}+r_{\mathrm{sp}}^{(2)}$$

$$r_{\mathrm{sp}}^{(0)} = r_{\mathrm{sp}}^{(\mathrm{iff})}+r_{\mathrm{sp}}^{(0,t^{(\mathrm{ifn})})}+r_{\mathrm{sp}}^{(\mathrm{iff})}$$

$$r_{\mathrm{sp}}^{(0)} = \rho_{\mathrm{sp}}^{(0,t^{(\mathrm{ifn})})}t^{(\mathrm{fin})}$$

$$\frac{2ik_0^{(\omega)}QN^{(0)}\cos\varphi-N_z^{(\mathrm{iff})}}{N^{(0)}\cos\varphi+N_z^{(\mathrm{iff})}}$$

$$r_{\mathrm{sp}}^{(0)} = \rho_{\mathrm{sp}}^{(0,t^{(\mathrm{ifn})})}t^{(\mathrm{fin})}$$

$$\frac{2ik_0^{(\omega)}QN^{(0)}\cos\varphi-N_z^{(\mathrm{iff})}}{N^{(0)}\cos\varphi+N_z^{(\mathrm{iff})}}t^{(\mathrm{fin})}$$

$$r_{\mathrm{sp}}^{(0)} = \rho_{\mathrm{sp}}^{(0,t^{(\mathrm{ifn})})}t^{(\mathrm{fin})}$$

$$r_{\mathrm{sp}}^{(0)} = r_{\mathrm{sp}}^{(0)}+r_{\mathrm{sp}}^{(0,t^{(\mathrm{ifn})})}+r_{\mathrm{sp}}^{(0)}+r_{\mathrm{sp}}^{(\mathrm{ifn})}$$

$$r_{\mathrm{sp}}^{(0)} = r_{\mathrm{sp}}^{(0,t^{(\mathrm{ifn})})}t^{(\mathrm{fin})}$$

$$r_{\mathrm{sp}}^{(0)} = r_{\mathrm{sp}}^{(0,t^{(\mathrm{ifn})})}t^{(\mathrm{fin})}$$

$$r_{\mathrm{sp}}^{(0)} = \rho_{\mathrm{sp}}^{(0,t^{(\mathrm{ifn})})}t^{(\mathrm{fin})}$$

$$r_{\mathrm{sp}}^{(0)} = \rho_{\mathrm{sp}}^{(0,t^{(\mathrm{ifn})})}t^{(\mathrm{ifn})}$$

$$r_{\mathrm{sp}}^{(0)} = \rho_{\mathrm{sp}}^{(0,t^{(\mathrm{ifn})})}t^{(\mathrm{ifn})}$$

$$r_{\mathrm{sp}}^{(0)} = \rho_{\mathrm{sp}}^{(0,t^{(\mathrm{ifn})})$$

Table 3.1: Coefficients de réflexion pour une couche FM ultra-mince prise en sandwich entre une couche de couverture et un substrat infini [voir Figure 3.1(a)]. Les termes $k_0^{(\omega)}$, Q sont décrits par les Eqs. (3.3)(3.4), $N_z^{(\mathrm{nf})}$ est défini par $N^{(\mathrm{nf})} = \sqrt{\varepsilon_0^{(\mathrm{nf})}} = \sqrt{N_y^2 + (N_z^{(\mathrm{nf})})^2}$. Les coefficients de réflexion sont obtenus après sommation des contributions partielles [Eq. (3.2)].

Dans les expressions de la Table 3.1, le coefficient $k_0^{(\omega)}$ représente la longueur du vecteur d'onde dans le vide

$$k_0^{(\omega)} = 2\pi/\lambda^{(\omega)},\tag{3.3}$$

où $\lambda^{(\omega)}$ est la longeur d'onde de la lumière associée. Le coefficient Q décrit l'influence de la couche supérieure non-FM, d'épaisseur $d^{(nf)}$, sur les effets MO:

$$Q = \exp[4i\pi N_z^{\text{(nf)}} d^{\text{(nf)}}/\lambda^{(\omega)}]. \tag{3.4}$$

La variation de Q avec l'énergie des photons et l'angle d'incidence a des conséquences sur la résolution en profondeur du MOKE. Celle-ci est étudiée en détail dans la section 5.3 (voir Figures 5.5 – 5.4). A partir de calculs exacts dans le formalisme de la matrice 4×4 , j'ai testé numériquement que la précision de l'approximation du film FM ultra-mince est meilleure que 1% pour $t^{(\text{fm})}=0,1\,\text{nm}$, et de l'ordre de 5 à 15% pour $t^{(\text{fm})}=1\,\text{nm}$.

3.2 Expression analytique du MOKE dans une structure sandwich FM

Dans cette section, je donne les expressions analytiques du MOKE dans l'approximation du film FM ultra-mince. Tandis que certaines expressions analytiques du MOKE ont été proposées par d'autres auteurs [5, 15, 16, 17, 18, 19], ma présentation introduit ici deux points nouveaux:

- les expressions du MOKE sont déterminées pour une forme générale du tenseur de permittivité, exprimée par l'Équation (3.1),
- afin de donner un sens physique au MOKE, je décompose l'expression analytique en introduisant les termes χ , $V_{\rm s/p}$, Q, chacun d'entre eux ayant une signification physique claire.

Le MOKE est défini par l'Équation (2.6) à partir de rapports entre coefficients de réflexion. En utilisant les coefficients de réflexion donnés dans la Table 3.1, j'ai exprimé le s-MOKE et le p-MOKE comme:

$$\Phi_{\mathbf{s}} \equiv -\frac{r_{\mathbf{ps}}}{r_{\mathbf{ss}}} = \chi \, Q \, V_{\mathbf{s}} \, t^{(\text{fm})} \, \left(i \varepsilon_{yx}^{(\text{fm})} \frac{N_z^{(\text{nf})}}{N^{(\text{nf})}} + \frac{i N_y N^{(\text{nf})} \varepsilon_{zx}^{(\text{fm})}}{\varepsilon_0^{(\text{fm})}} - i \frac{\varepsilon_{zx}^{(\text{fm})} \varepsilon_{yz}^{(\text{fm})} N^{(\text{nf})}}{\varepsilon_0^{(\text{fm})} N^{(\text{nf})}} \right)
\Phi_{\mathbf{p}} \equiv \frac{r_{\mathbf{sp}}}{r_{\mathbf{pp}}} = \chi \, Q \, V_{\mathbf{p}} \, t^{(\text{fm})} \, \left(-i \varepsilon_{xy}^{(\text{fm})} \frac{N_z^{(\text{nf})}}{N^{(\text{nf})}} + \frac{i N_y N^{(\text{nf})} \varepsilon_{xz}^{(\text{fm})}}{\varepsilon_0^{(\text{fm})}} + i \frac{\varepsilon_{xz}^{(\text{fm})} \varepsilon_{zy}^{(\text{fm})} N^{(\text{nf})}}{\varepsilon_0^{(\text{fm})} N^{(\text{nf})}} \right),$$
(3.5)

où $N_y = N^{(0)} \sin \varphi$ et $N_z^{(\rm nf)} = \sqrt{\varepsilon_0^{(\rm nf)} - N_y^2}$ correspondent aux composantes y et z du vecteur d'onde normalisé dans le matériau non-FM. Les trois contributions au s-MOKE, $\Phi_{\rm s}$ ou au p-MOKE, $\Phi_{\rm p}$ [Équation (3.5)] sont respectivement le MOKE polaire (PMOKE), le MOKE longitudinal (LMOKE) et un terme MOKE croisé. Tandis que les contributions PMOKE et LMOKE sont bien connues, le terme croisé est souvent négligé. Cette dernière contribution existe lorsque:

• l'aimantation dans le plan possède des composantes à la fois transverse et longitudinale. Lorsque $m_z^{\text{(fm)}} = 0$ et $\varphi = 0$, le PMOKE et le LMOKE s'annulent, et s'il subsiste un effet, il provient d'un effet MO quadratique [20, 21].

• Lorsqu'un élément non-diagonal du tenseur de permittivité d'origine structurale est présent; cette contribution croisée donne naissance à un effet MOKE magnéto-structural. Dans le chapitre 6, nous avons mesuré un tel effet (que nous appelons VISMOKE) pour des couches FM déposées sur une surface vicinale.

Commentons les différents termes impliqués dans l'Équation (3.5). Le coefficient χ a une origine purement optique. Il décrit l'influence optique du substrat sur le MOKE sous incidence nulle ($\varphi = 0$):

$$\chi = \frac{4\pi N^{(0)}}{\lambda^{(\omega)} \left[(N^{(\text{nf})})^2 - (N^{(0)})^2 \right]}.$$
 (3.6)

Alors, pour $\varphi=0$, le premier terme de l'Équation (3.5), $i\chi\varepsilon_{yx}^{(\mathrm{fm})}t^{(\mathrm{fm})}$, n'est rien d'autre que le PMOKE pour une couche FM ultra-mince d'épaisseur $t^{(\mathrm{fm})}$, déposée à la surface d'un matériau massif non-FM.

Les quantités $(N_z^{(\mathrm{nf})}/N^{(\mathrm{nf})})V_j$ et $N_yN^{(\mathrm{nf})}/\varepsilon_0^{(\mathrm{fm})}V_j$, avec $j=\{\mathtt{s},\mathtt{p}\}$, décrivent la variation du PMOKE et du LMOKE avec l'angle d'incidence φ . Pour des effets \mathtt{s} et \mathtt{p} -MOKE, $V_{\mathtt{s}}$ et $V_{\mathtt{p}}$ s'expriment par:

$$V_{\rm s} = \frac{N^{\rm (nf)}\cos\varphi}{N_z^{\rm (nf)}\cos\varphi + N^{\rm (0)}\sin^2\varphi}, \qquad V_{\rm p} = \frac{N^{\rm (nf)}\cos\varphi}{N_z^{\rm (nf)}\cos\varphi - N^{\rm (0)}\sin^2\varphi}. \tag{3.7}$$

En incidence normale ($\varphi = 0$): $V_s = V_p = 1$.

Le coefficient $Q = \exp[4\pi i N_z^{(\rm nf)} d^{(\rm nf)}/\lambda^{(\omega)}]$ [Équation (3.4)] traduit l'atténuation MOKE avec l'augmentation de l'épaisseur $d^{(\rm nf)}$ de la couche supérieure non-FM. Ce coefficient est examiné en détail en section 5.3. Notons que la dépendance de Q avec l'angle d'incidence φ est très faible (à peu près 0,5% par nm de la couche de couverture). La dépendance angulaire du MOKE est alors principalement décrite par les quantités $(N_z^{(\rm nf)}/N^{(\rm nf)})V_{\rm s/p}$ et $(N_yN^{(\rm nf)}/\varepsilon_0^{(\rm fm)})V_{\rm s/p}$.

De manière similaire à la discussion concernant les coefficients de réflexion, le MOKE exprimé par les Équations (3.5) est complètement décrit jusqu'au 1er ordre du développement de Taylor $(d\Phi^{(1)}/dt^{(fm)})t^{(fm)}$. Dans l'approximation du film FM ultra-mince:

- (i) les Équations (3.5) sont valables même pour des valeurs importantes des éléments de permittivité non-diagonale,
- (ii) on n'oublie aucun terme d'ordre supérieur (trois ou plus) pour les éléments du tenseur de permittivité non-diagonaux.

En tenant compte de la dépendance du tenseur de permittivité $\varepsilon^{(\text{fm})}$ avec l'aimantation normalisée de la couche $\boldsymbol{m}^{(\text{fm})} = [m_x^{(\text{fm})}, m_y^{(\text{fm})}, m_z^{(\text{fm})}]$ (avec $|\boldsymbol{m}^{(\text{fm})}| = 1$) [9]:

$$\boldsymbol{\varepsilon}^{(\mathrm{fm})} = \begin{bmatrix} \varepsilon_0^{(\mathrm{fm})} & -i\varepsilon_1^{(\mathrm{fm})} m_z^{(\mathrm{fm})} & i\varepsilon_1^{(\mathrm{fm})} m_y^{(\mathrm{fm})} \\ i\varepsilon_1^{(\mathrm{fm})} m_z^{(\mathrm{fm})} & \varepsilon_0^{(\mathrm{fm})} & -i\varepsilon_1^{(\mathrm{fm})} m_x^{(\mathrm{fm})} \\ -i\varepsilon_1^{(\mathrm{fm})} m_y^{(\mathrm{fm})} & i\varepsilon_1^{(\mathrm{fm})} m_x^{(\mathrm{fm})} & \varepsilon_0^{(\mathrm{fm})} \end{bmatrix}.$$
(3.8)

En négligeant la contribution croisée dans l'Équation (3.5), nous obtenons les expressions usuelles du MOKE dans l'approximation d'une couche FM ultra-mince [16, 17, 18]

$$\begin{split} \Phi_{\mathbf{s}} &\equiv -\frac{r_{\mathbf{ps}}}{r_{\mathbf{ss}}} = -\chi \, Q \, V_{\mathbf{s}} \, t^{(\mathrm{fm})} \, \left[\varepsilon_{1}^{(\mathrm{fm})} \frac{N_{z}^{(\mathrm{nF})}}{N^{(\mathrm{nF})}} m_{z}^{(\mathrm{fm})} - \varepsilon_{1}^{(\mathrm{fm})} \frac{N_{y} N^{(\mathrm{nF})}}{\varepsilon_{0}^{(\mathrm{fm})}} m_{y}^{(\mathrm{fm})} \right] \\ &= \Phi_{\mathrm{pol,s}} m_{z}^{(\mathrm{fm})} + \Phi_{\mathrm{lon,s}} m_{y}^{(\mathrm{fm})} \\ \Phi_{\mathbf{p}} &\equiv \frac{r_{\mathbf{sp}}}{r_{\mathbf{pp}}} = -\chi \, Q \, V_{\mathbf{p}} \, t^{(\mathrm{fm})} \, \left[\varepsilon_{1}^{(\mathrm{fm})} \frac{N_{z}^{(\mathrm{nF})}}{N^{(\mathrm{nF})}} m_{z}^{(\mathrm{fm})} + \varepsilon_{1}^{(\mathrm{fm})} \frac{N_{y} N^{(\mathrm{nF})}}{\varepsilon_{0}^{(\mathrm{fm})}} m_{y}^{(\mathrm{fm})} \right] \\ &= \Phi_{\mathrm{pol,p}} m_{z}^{(\mathrm{fm})} + \Phi_{\mathrm{lon,p}} m_{y}^{(\mathrm{fm})}. \end{split} \tag{3.9}$$

3.3 Expression analytique du MOKE dans une structure multicouches FM

Le signal MOKE total $\Phi^{(tot)}$ est donné par la somme des contributions de toutes les couches FM [réf. [15] ou Équation (2.7)]. Cette règle d'additivité est même valable pour des couches FM épaisses. Ceci est une conséquence du fait que le MOKE peut être considéré comme une faible perturbation des propriétés optiques. D'où,

$$\Phi^{(\text{tot})} = \sum_{i} \Phi_{\text{pol}}^{(i)} m_z^{(i)} + \sum_{i} \Phi_{\text{lon}}^{(i)} m_y^{(i)}, \tag{3.10}$$

où $\Phi_{\rm pol}^{(i)}$, $\Phi_{\rm lon}^{(i)}$ désignent respectivement les contributions PMOKE et LMOKE de la $i^{i\acute{e}me}$ couche ferromagnétique, qui présentent une aimantation normalisée $\boldsymbol{m}^{(i)} = [m_x^{(i)}, m_y^{(i)}, m_z^{(i)}]$ [voir Fig. 3.1(b)].

Si l'ensemble des couches FM satisfait à l'approximation de couches FM ultra-minces $(\sum_i t^{(\mathrm{fm},i)} | \varepsilon_0^{(\mathrm{fm},i)} | \ll 4\pi \lambda^{(\omega)}), \text{ et si les couches intermédiaires, la couche de couverture et la couche tampon sont fabriquées avec le même matériau non-FM, alors le PMOKE <math>\Phi_{\mathrm{pol}}^{(i)}$ et le LMOKE $\Phi_{\mathrm{lon}}^{(i)}$, qui proviennent de la $i^{\mathrm{lème}}$ couche FM, peuvent être exprimés par les Équations (3.9).

Chapitre 4

Propriétés Magnéto-Optiques d'interfaces FM/non-FM

Dans ce chapitre, je présente d'abord un traitement théorique du MOKE. Ceci permet permettant d'attribuer uniquement aux interfaces le signal obtenu par extrapolation à une épaisseur de couche FM nulle. Ensuite, j'applique cette méthode au système Au/Co/Au(111). Les résultats présentés ici ont été publiés recemment (Hamrle *et al.* [22]).

4.1 Introduction

La structure et les propriétés d'interfaces enterrées FM/non-FM attirent l'attention de nombreux chercheurs en magnétisme. Lorsque l'épaisseur de la couche FM est notablement réduite (jusqu'à quelques plans atomiques (PA)), les effets d'interfaces, et particulièrement l'anisotropie d'interface, deviennent plus importants et contrôlent le magnétisme. L'anisotropie d'interface peut alors contrebalancer le champ démagnétisant et favoriser un axe d'aimantation facile hors-plan [23, 24, 25], ou contrôler des transitions de réorientation des spins [26]. Par conséquent, les interfaces ont une importance fondamentale pour des applications pratiques, comme l'enregistrement magnétique ou magnéto-optique perpendiculaire [27], les capteurs à magnétorésistance géante [28], et les mémoires magnétiques à accés aléatoire [29].

L'anisotropie d'interface a une origine électronique reliée au couplage spin-orbite, qui est lui-même responsable des effets MO. En conséquence, les effets d'interfaces modifient les propriétés MO des multicouches. Jusqu'à maintenant, on n'a porté que peu d'attention au MOKE induit par des interfaces FM/métal noble. Ceci est dû au fait qu'aucune technique MOKE ne fut proposée antérieurement pour séparer le magnétisme de la partie massive des couches de celui des interfaces. Ce n'est que récemment que l'on a pu effectuer des mesures très précises sur la variation du signal MOKE avec l'épaisseur d'une couche FM ultra-mince. L'extrapolation du MOKE à épaisseur FM nulle diffère nettement de zéro; cette contribution est clairement liée aux interfaces. Ce phénomène a été déjà observé, par exemple, dans des structures Au/Co/Au [30], Pd/Co/Pd [31] et des biseaux de Pt/Co/Pt [32].

Il est possible d'analyser les propriétés MO des interfaces en utilisant un calcul théorique [33]. Cependant, dans la plupart des cas, ce calcul n'est pas fiable à cause de l'imprécision sur les constantes optiques et magnéto-optiques des matériaux concernés. La contribution

d'interface extrapolée, pour une longueur d'onde donnée, dépend de nombreux paramètres comme l'angle d'incidence, la polarisation de la lumière incidente, les propriétés optiques et l'épaisseur des couches, etc... Donc, en général, il n'est pas aisé de déduire la contribution MOKE due aux interfaces.

D'un autre côté, tous les modèles théoriques traitant de structures idéales (profil abrupt des interfaces), prédisent l'absence de MOKE lorsque l'épaisseur de la couche FM tend vers zéro, en contradiction avec les mesures expérimentales. Ceci peut être dû à différentes causes que nous allons examiner. En ce qui concerne le changement de la structure électronique aux interfaces, le signal MOKE associé peut être éventuellement interpreté à l'aide de calculs *ab-initio*.

4.2 Description analytique du PMOKE dans une structure FM en sandwich

Dans des structures réalistes, et dans l'approximation de couches FM ultra-minces, l'expression usuelle du MOKE, proportionelle à l'épaisseur $t^{(fm)}$ de la couche FM, doit être corrigée par deux termes, l'un constant et l'autre quadratique:

$$\Phi(t^{\text{(fm)}}) = A + B t^{\text{(fm)}} + C \left(t^{\text{(fm)}}\right)^{2}. \tag{4.1}$$

Les coefficients A, B, C, sont en général des nombres complexes. A provient du fait que le profil en profondeur de l'élément non-diagonal du tenseur de permittivité n'est pas bien décrit par un saut aux interfaces. Le terme quadratique est lié au changement des coefficients de réflexion r_{ss} et r_{pp} avec l'épaisseur de la couche FM ([5, 34] et Table 3.1).

Dans la suite, je me limiterai au cas du PMOKE, lorsque l'aimantation est normale au plan du film $(M \parallel \hat{z})$. Pour une structure idéale, d'une couche FM ultra-mince homogène le PMOKE est proportionnel à l'élément non-diagonal $\varepsilon_1^{\text{(fm)}}$ du tenseur de permittivité:

$$\Phi_{\mathbf{s/p}} = \tilde{\chi}_{\mathbf{s/p}} \, \varepsilon_1^{\text{(fm)}} t^{\text{(fm)}} = \tilde{\chi}_{\mathbf{s/p}} \, \mathcal{E}, \tag{4.2}$$

où $\tilde{\chi}_{s/p} = -\chi V_{s/p} Q N_z^{(nf)} / N^{(nf)}$. Le seul paramètre $\mathcal{E} = \varepsilon_1^{(fm)} t^{(fm)}$ qui n'a pas été défini auparavant, sera appelé permittivité non-diagonale intégrale. Les termes \mathcal{E} et $\tilde{\chi}$ sont respectivement reliés aux propriétés optiques et MO de la couche FM ultra-mince et aux propriétés optiques des couches non-FM.

4.3 Contribution MO des interfaces

Pour des structures réelles, nous approximerons la couche FM et son environnement actif en MO par un empilement de sous-couches d'épaisseur $t^{(i)}$ infinitésimales caractérisées par des permittivités non-diagonales $\varepsilon_1^{(\mathrm{fm})}$. Grace à son caractère additif, le signal MOKE total pour l'ensemble de la multicouche est la somme des contributions individuelles de chaque sous-couche, c'est à dire $\Phi = \sum \Phi^{(i)} = \sum \tilde{\chi}^{(i)} \varepsilon_1^{(i)} t^{(i)}$. Si l'épaisseur totale de l'ensemble des couches FM, $\sum t^{(i)}$, vérifie l'approximation d'un film FM ultra-mince, $\tilde{\chi}^{(i)}$ reste constant pour toutes les sous-couches; il sera désormais noté $\tilde{\chi}$. Le MOKE total s'exprime alors par:

$$\Phi = \tilde{\chi} \sum_{i} \varepsilon_{1}^{(i)} t^{(i)} \equiv \tilde{\chi} \mathcal{E}. \tag{4.3}$$

Dans l'hypothèse d'un milieu continu, on peut réécrire l'expression précédente sous sa forme intégrale:

$$\Phi = \tilde{\chi} \int_{\text{region MO actif}} \varepsilon_1(\tau) d\tau \equiv \tilde{\chi} \mathcal{E}.$$
 (4.4)

La quantité \mathcal{E} représente la réponse MO totale de toutes les sous-couches magnéto-optiquement actives. C'est pourquoi cette quantité est appelée permittivité non-diagonale intégrale. Plusieurs types de profils en profondeur, $\varepsilon_1^{(fm)}(\tau)$, peuvent être proposés (Fig. 4.1).

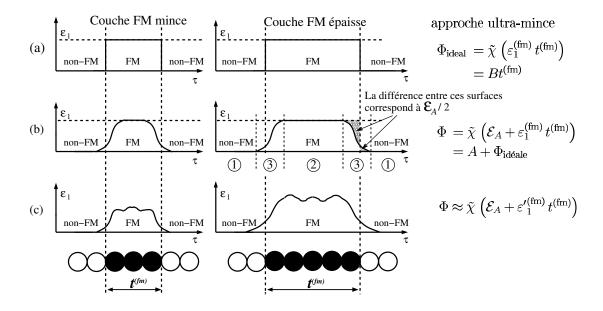


Figure 4.1: Réprésentation schématique de trois profils différents pour la permittivité non-diagonale $\varepsilon_1(\tau)$ d'une couche FM ultra-mince prise en sandwich. (a) montre le cas le plus simple où le profil est abrupt pour chaque interface, le MOKE Φ est alors proportionnel à $t^{(\text{fm})}$. (b) la permittivité non-diagonale est variable dans la région interfaciale 3 et reste constante dans la partie 2, interne à la couche FM. Le cas (c) montre un profil général pour $\varepsilon_1(\tau)$.

Nous nous limiterons au cas du profil (b) de la Fig. 4.1. Dans la region 1, la valeur de $\varepsilon_1(\tau)$ est égale à celle du matériau massif des couches non-FM, c'est à dire $\varepsilon_1(\tau) = \varepsilon_1^{(nf)} = 0$. Dans la région 2, ε_1 est égal à la valeur $\varepsilon_1^{(fm)}$ de la couche FM. Dans la région 3, qui correspond à la région interfaciale FM/non-FM, le profil en profondeur est décrit par une fonction régulière, indépendante de $t^{(fm)}$. L'équation précédente (4.4) conduit à:

$$\Phi = \tilde{\chi}\mathcal{E} = \tilde{\chi}(\mathcal{E}_A + \varepsilon_1^{\text{(fm)}} t^{\text{(fm)}}) = \Phi_A + \Phi_{\text{id\'eale}}.$$
(4.5)

La quantité \mathcal{E}_A , introduite dans l'Équation (4.5), sera appelée excès de permittivité nondiagonale intégrale, car elle décrit la différence entre la permittivité non-diagonale intégrale des profils réel et abrupt, c'est à dire:

$$\mathcal{E}_A = \mathcal{E} - \varepsilon_1^{\text{(fm)}} t^{\text{(fm)}} = \int_{\text{MO active region}} \varepsilon_1(\tau) \, d\tau - \varepsilon_1^{\text{(fm)}} t^{\text{(fm)}}. \tag{4.6}$$

On peut comparer les deux premiers termes de l'expression phénomenologique (4.1) du PMOKE à ceux de l'expression théorique (4.5). Il est préférable d'exprimer le rapport

entre les coefficients A et B de l'expression (4.1):

$$\frac{A}{B} = \frac{\mathcal{E}_A}{\varepsilon_1^{\text{(fm)}}}.\tag{4.7}$$

En effet, cette dernière expression montre que le rapport expérimental A/B est directement relié à l'excès de permittivité non-diagonale intégrale. C'est le point majeur de cette nouvelle méthode que je propose ici pour séparer la contribution MOKE des couches de celle des interfaces. Ce nouveau paramètre MO, qui caractérise les interfaces, est indépendant de l'angle d'incidence, de la polarisation de la lumière incidente et des propriétés optiques des couches non-FM.

Pour simplifier l'analyse, on suppose dans la suite que les deux interfaces d'une couche FM, prise en sandwich entre deux couches non-FM, sont identiques et que leur épaisseur équivalente est égale à un plan atomique. Leur permittivité non-diagonale vaut alors:

$$\Delta \varepsilon_1^{(\text{in})} = \frac{\mathcal{E}_A}{2t^{(\text{in})}}.\tag{4.8}$$

En tenant compte de l'expression (4.7), on obtient:

$$\Delta \varepsilon_1^{\text{(in)}} = \frac{\varepsilon_1^{\text{(fm)}}}{2t^{\text{(in)}}} \frac{A}{B}.$$
 (4.9)

4.4 Cas de la structure Au/Co/Au – Rapport A/B

Les conditions de préparation et les propriétés structurales et magnétiques de structures sandwich Au/Co/Au (Fig. 3.1) ont déjà été discutées précédemment [35, 36, 37, 38, 39, 40]. Les expériences MO ont été menées sur trois structures Au/Co (notées "X", "Y", "Z" en Table 4.1), qui présentaient des escaliers de Co de différentes épaisseurs.

nature de l'echantillon	structure de l'échantillon	épaisseur $t^{(Co)}$ de la couche de Co
sandwich X	$\begin{array}{c} {\rm Au(5nm)/Co(t^{\rm (Co)})/Au(27nm)/} \\ {\rm verre} \end{array}$	$0, 4; 0, 6; 0, 7; 0, 8; \dots; 1, 5; 1, 6 \text{ nm}$
sandwich Y	$\begin{array}{c} \mathrm{Au}(7.5\mathrm{nm})/\mathrm{Co}(t^{\mathrm{(Co)}})/\\ \mathrm{Au}(28\mathrm{nm})/\mathrm{verre} \end{array}$	$0,7; 0,8; 0,9; 1,0; 1,1; 1,2 \mathrm{nm}$
bicouche Z	$ \begin{array}{c} \mathrm{Au}(5\mathrm{nm})/\mathrm{Co}(t^{\mathrm{(Co)}})/\mathrm{Au}(1,3\mathrm{nm})/\\ \mathrm{Co}(t^{\mathrm{(Co)}})/\mathrm{Au}(27\mathrm{nm})/\mathrm{verre} \end{array} $	0, 34; 0, 7; 0, 9; 1, 1; 1, 3; 1, 5; 1, 9 nm

Table 4.1: Structures des échantillons Au/Co étudiés.

Pour les épaisseurs de Co considérées, l'axe facile d'anisotropie est toujours orienté selon la normale au plan du film. Pour la bicouche de Co (appelé "Z"), l'épaisseur d'or assure un très faible couplage antiferromagnétique entre les couches de Co qui ne sera pas pertinent pour notre étude.

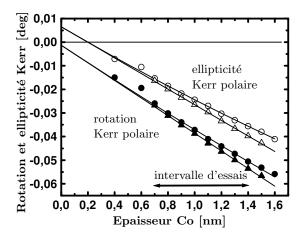


Figure 4.2: Variation caractéristique de la rotation (cercle plein) et de l'ellipticité (cercle ouvert) p-PMOKE avec l'épaisseur de la couche de Co sur l'échantillon X, pour une énergie de photons $E=3,45\,\mathrm{eV}$, et pour un faible angle d'incidence ($\varphi=7^\circ$). Les données utilisées pour un ajustement linéaire, après soustraction de la contribution non-linéaire, sont representées par des triangles pleins et ouverts.

Les variations de la rotation et de l'ellipticité PMOKE de l'échantillon X, avec l'épaisseur de la couche de Co, sont présentées sur la Fig. 4.2. Malgré la faible valeur du coefficient quadratique C [Équation (4.1)], nous l'introduirons dans l'analyse fine de nos résultats. Dans la gamme d'épaisseurs considérée, la morphologie de la couche de Co reste quasi-identique. Le terme quadratique a été estimé théoriquement à partir d'un modèle optique pour cette structure, puis déduit des résultats bruts. Les coefficients A et B ont alors été extraits de ces nouveaux tracés (Fig. 4.2).

Des spectres de la rotation et de l'ellipticité PMOKE (échantillon Z: Fig. 4.3) , on a pu déduire la dispersion des coefficients A et B avec l'énergie des photons sur la gamme spectrale $1,2-4,1\,\mathrm{eV}$ (échantillon Z: Fig. 4.4) pour chacun des trois échantillons. On en tire les spectres des parties réelles et imaginaires du rapport A/B pour les trois échantillons (Fig. 4.5). On constate une parfaite similitude entre les spectres de A/B pour différents angles d'incidence entre 7° et 80° , et entre les différents échantillons, y compris pour la bicouche de Co. Ceci confirme notre prédiction que le rapport A/B est quasiment indépendant des nombreux paramètres énumérés précédemment. Finalement, on peut en tirer la dépendence spectrale des parties réelle et imaginaire de $\Delta\varepsilon_1^\mathrm{(in)}$ (Fig. 4.6) que l'on peut comparer à différentes contributions MO plausibles.

4.5 Modélisation de l'interface Au/Co et discussion

On a maintenant déterminé la contribution propre des interfaces FM/non-FM. Quelle peut en être l'origine?

On peut invoquer le désordre aux interfaces. En l'absence de théorie optique et MO universelle impliquant des rugosités et des mélanges aux interfaces, nous essaierons d'interpréter phénoménologiquement le cas de Au/Co/Au. D'abord, il est bien connu que le Co et l'Au ne se mélangent pas. Donc, d'un point de vue structural, seule la rugosité d'interface doit être considérée. On peut montrer que les deux interfaces Au/Co sont de nature différente. Celle du dessus est plus perturbée localement que la plus profonde

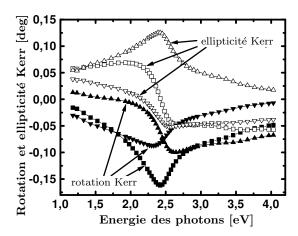


Figure 4.3: Spectres expérimentaux du PMOKE pour l'échantillon Z constitué de deux couches de Co identiques d'épaisseur $t^{\rm (Co)}=1,3\,\mathrm{nm}$. Les spectres sont reportés pour des angles d'incidence $\varphi=7^\circ$ (carrés) et $\varphi=70^\circ$, où le s-MOKE $\Phi_{\rm s}$ et le p-MOKE $\Phi_{\rm p}$ sont representés par des triangles et des triangles inversés.

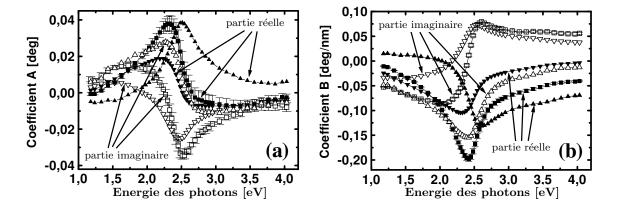


Figure 4.4: Spectres expérimentaux des coefficients A (a) et B (b) obtenus à partir de mesures de PMOKE sur le spécimen Z (Fig. 4.3). Les spectres sont mesurés pour des valeurs de l'angle d'incidence de $\varphi = 7^{\circ}$ (carrés) et $\varphi = 70^{\circ}$ (triangles pour $\Phi_{\rm s}$ et triangles inversés pour $\Phi_{\rm p}$). Les barres d'erreur typiques sont données pour l'angle d'incidence $\varphi = 70^{\circ}$; elles correspondent à la déviation standard de l'ajustement (section 4.4). On a omis de présenter les barres d'erreur pour les autres courbes, car elles sont identiques.

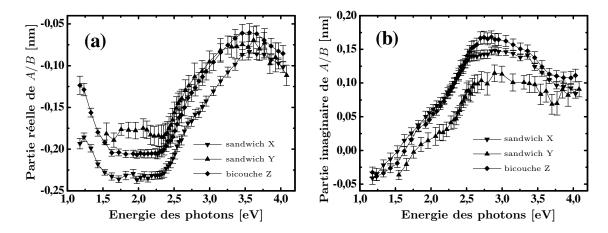


Figure 4.5: Parties réelle (a) et imaginaire du rapport expérimental A/B pour les trois échantillons Au/Co étudiés. Chaque courbe est obtenue grâce à un moyennage de tous les spectres expérimentaux de A/B.

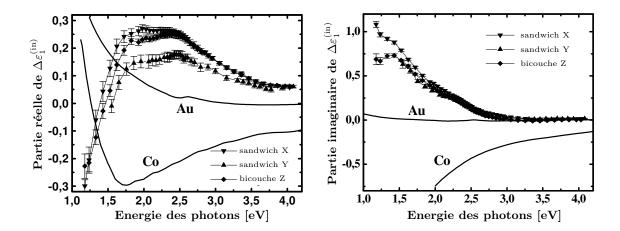


Figure 4.6: Parties réelle (a) et imaginaire (b) de la quantité $\Delta \varepsilon_1^{(\text{in})}$ obtenues pour les trois structures Au/Co considérées. Ces spectres sont comparés à ceux qui sont obtenus pour Au et Co massif (lignes solides). L'interface Au/Co est supposé avoir une épaisseur $t^{(\text{in})} = 1 \text{ PA } (0,2 \text{ nm})$.

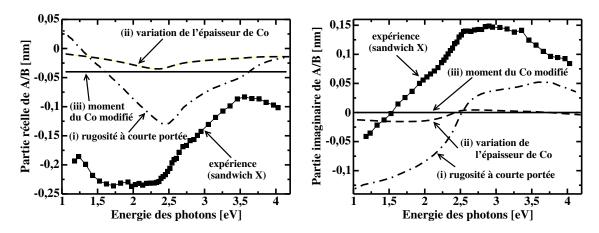


Figure 4.7: Parties réelle (a) et imaginaire (b) du rapport A/B, calculées pour (i) la contribution de la rugosité à courte portée de la couche de Co (sur une épaisseur $t^{(\rm in)}=0,4\,\rm nm$), calculée dans le modèle EMA; (ii) contribution de la variation d'épaisseur de la couche de Co, en prenant $\sigma^{(\rm fm)}=0,6\,\rm nm$; (iii) contribution liée à la modification du moment magnétique $m^{(i)}=0,9\,\rm sur$ une monocouche de Co d'épaisseur $t^{(\rm in)}=0,2\,\rm nm$.

(près de la couche tampon): cette dernière reste néanmoins étant toujours assez rugueuse à longue distance. On traite la rugosité à courte portée dans l'approximation du Milieu Effectif de Bruggeman (EMA) [41, 42]. Malgré son origine différente, ceci revient à traiter un mélange aux interfaces. Au contraire, la rugosité à longue portée est simulée en considérant des variations d'épaisseur de la couche de Co.

J'ai estimé l'effet MO dû à une rugosité à courte portée réaliste de 2 PA. La variation spectrale calculée du rapport A/B présente quelques analogies avec les résultats expérimentaux (Fig. 4.7), mais sa valeur est trop faible pour expliquer le signal observé. J'ai aussi calculé l'effet dû à la rugosité à longue portée en supposant une rugosité moyenne de 3 PA. L'effet associé sur le rapport A/B est très faible. On peut aussi supposer que le moment magnétique du Co est abaissé aux interfaces. En supposant que celui-ci est abaissé de 10% sur 1 PA, on trouve un effet indépendant de l'énergie des photons et toujours beaucoup trop faible pour prétendre être à l'origine de cet effet aux interfaces. En définitive, on doit invoquer un autre mécanisme pour expliquer l'importance de l'effet MO des interfaces. Nos résultats expérimentaux montrent indirectement la part significative jouée par l'hybridation des fonctions d'onde électroniques aux interfaces qui se manifeste sur les effets MO. En conséquence, ils constituent une source utile d'informations pour de futurs calculs ab-initio.

"... Ne pas se décourager attendre attendre s'il le faut pendant des années la vitesse ou la lenteur de l'arrivée de l'oiseau n'ayant aucun rapport avec la réussite du tableau ..."

Chapitre 5

Résolution en profondeur de l'effet Kerr magnéto-optique

Je vais essayer de répondre à une question générale: comment peut-on déterminer l'aimantation individuelle de couches ferromagnétiques localisées à différentes profondeurs dans une structure multicouche FM/non-FM par MOKE? Certaines solutions ont été proposées pour des structures simples bicouches FM [43, 44, 45, 46]. La plupart des résultats présentés dans ce chapitre ont été publiés récemment par J. Hamrle *et al.* [47].

5.1 Introduction

On sait maintenant produire des multicouches de haute qualité. Comme la quantité de matériau concerné par les interfaces tend à être comparable à celle impliquée dans les couches elle-mêmes, les propriétés des multicouches sont très dépendantes de leur structure intime. Par exemple, la brisure de symétrie aux interfaces induit de nouvelles propriétés comme l'anisotropie magnétique d'interface [23], la magnétorésistance géante [48], le couplage magnétique oscillatoire entre couches FM [43, 49], etc...

Afin de comprendre ces phénomènes, il est nécessaire de développer de nouvelles techniques qui peuvent à la fois étudier les propriétés locales structurale et magnétique. La connaissance du profil en profondeur de l'état d'aimantation pour toutes les couches FM impliquées, et le lien entre la structure en domaines magnétiques dans des couches voisines, est de première importance. Je pense que la magnéto-optique est une technique privilégiée pour répondre à cette question.

Le travail de pionnier sur cette dépendance en profondeur du MOKE fut réalisé par Hubert et al. [50, 18]. Ils ont utilisé élégamment cette propriété pour démontrer l'existence d'un couplage biquadratique entre les deux couches FM dans la structure Fe/Cr/Fe. L'originalité de cette étude est que le couplage peut être directement testé à partir de la visualisation sélective de domaines magnétiques par LMOKE dans l'une et l'autre des deux couches de fer [51]. La sensibilité en profondeur du MOKE à l'aimantation a aussi été démontrée dans le système Co/Au, ayant une anisotropie perpendiculaire [44, 45].

A notre connaissance, malgré la diversité des techniques utilisées, seul le MOKE a été utilisé pour sélectionner les propriétés magnétiques des deux couches dans une structure bicouches FM et constituées du même matériau. Les autres techniques utilisent souvent

une sélectivité chimique (XMCD). Certaines permettent d'étudier uniquement les états magnétiques statiques (spectroscopie Mössbauer, réflectivité de neutrons polarisés).

5.2 Séparation entre les effets Kerr polaire, longitudinal et transverse

La détermination du profil en profondeur du vecteur aimantation dans une structure multicouche requiert deux étapes successives. En partant d'un signal MOKE, les composantes polaire, longitudinale et transverse de l'aimantation doivent être d'abord séparées. Ensuite, les composantes de l'aimantation de chaque couche FM doivent être déterminées individuellement.

Le PMOKE et le LMOKE sont reliés respectivement aux composantes de l'aimantation hors plan, $m_z^{(i)}$, et planaire, $m_y^{(i)}$, des $i^{\text{ièmes}}$ couches FM. Pour une incidence oblique, les dispositifs expérimentaux mesurent toujours la somme des signaux s PMOKE, $s_{\text{pol}}^{(\text{tot})}$, et LMOKE, $s_{\text{lon}}^{(\text{tot})}$. Ces deux signaux peuvent être séparés en inversant l'angle d'incidence de φ à $-\varphi$. Par exemple, $s_{\text{pol}}^{(\text{tot})}$ peut être obtenu à partir de la somme $(s_s^{(\text{tot})} + s_p^{(\text{tot})})$, et $s_{\text{lon}}^{(\text{tot})}$ de leurs différences. La composante transverse $m_x^{(i)}$ de l'aimantation peut être mesurée par le MOKE Transverse (TMOKE) (introduit en section 2.2), ou en tournant l'échantillon et l'aimant de 90° autour de l'axe z, afin de mesurer $m_y^{(i)}$ par LMOKE. Dès que les contributions PMOKE, LMOKE et TMOKE sont séparées, les signaux Kerr $s_{\text{pol}}^{(\text{tot})}$, $s_{\text{lon}}^{(\text{tot})}$, reliés aux composantes de l'aimantation $m_z^{(i)}$, $m_y^{(i)}$, $m_x^{(i)}$, dépendant de la réponse MO en profondeur.

En conclusion, la séparation entre les effets Kerr et la détermination de leurs profils en profondeur sont différents problèmes. Nous allons maintenant chercher à exprimer les fonctions dites de sensibilité en profondeur, reliées aux aimantations polaire et longitudinale.

5.3 Sensibilité en profondeur du PMOKE et du LMOKE.

La fonction dite de sensibilité en profondeur est associée à la différence entre les effets MOKE $\Phi^{(i)}$ provenant de différentes couches FM (i) localisées à différentes profondeurs $d^{(i)}$. La définition de cette fonction a été d'abord proposée par Hubert $et\ al.\ [50]$ pour des matériaux massifs. Nous généralisons celle-ci à des structures multicouches et définissons les fonctions sensibilité en profondeur soit polaire, $q_{\rm pol}$, soit longitudinale, $q_{\rm lon}$, comme étant le rapport entre le PMOKE ou le LMOKE provenant de la $i^{\rm ième}$ et de la première couche FM, c.à.d

$$q_{\text{pol}}^{\langle i,1\rangle} = \frac{\Phi_{\text{pol}}^{(i)}}{\Phi_{\text{pol}}^{(1)}} = \frac{\Omega_{\text{pol}}^{(i)}}{\Omega_{\text{pol}}^{(1)}} e^{i\Delta\xi_{\text{pol}}^{\langle i,1\rangle}}$$

$$q_{\text{lon}}^{\langle i,1\rangle} = \frac{\Phi_{\text{lon}}^{(i)}}{\Phi_{\text{lon}}^{(1)}} = \frac{\Omega_{\text{lon}}^{(i)}}{\Omega_{\text{lon}}^{(1)}} e^{i\Delta\xi_{\text{lon}}^{\langle i,1\rangle}}.$$
(5.1)

On peut visualiser ces fonctions, $q_{\rm pol}$ ou $q_{\rm lon}$, dans le plan complexe $\theta\epsilon$ où $\arg(q^{\langle i,1\rangle})=\xi^{(i)}-\xi^{(1)}\equiv\Delta\xi^{\langle i,1\rangle}$ est l'angle entre les $i^{\rm ièmes}$ et le premier vecteur Kerr. Ceci exprime donc

la différence entre les phases Kerr $\xi^{(i)}$ provenant de la $i^{\text{ième}}$ et la première couche FM. Le module de cette fonction, $|q^{\langle i,1\rangle}| = \Omega^{(i)}/\Omega^{(1)}$, est lié au rapport entre les amplitudes Kerr pour la $i^{\text{ième}}$ et la première couche FM.

5.3.1 Sensibilité en profondeur dans le cas de l'approximation d'une couche FM ultra-mince.

Si toutes les couches FM sont ultra-minces, les fonctions de sensibilité en profondeur polaire, $q_{\rm pol}^{\langle i,1\rangle}=\Phi_{\rm pol}^{(i)}/\Phi_{\rm pol}^{(1)}$, et longitudinale, $q_{\rm lon}^{\langle i,1\rangle}=\Phi_{\rm lon}^{(i)}/\Phi_{\rm lon}^{(1)}$ peuvent s'exprimer analytiquement à partir des Équations (3.9) [50, 18]

$$q_{\text{pol}}^{\langle i,1\rangle} = \frac{t^{(i)}}{t^{(1)}} \frac{\varepsilon_1^{(i)}}{\varepsilon_1^{(1)}} Q(\Delta d^{\langle i,1\rangle}), \tag{5.2}$$

 et

$$q_{\text{lon}}^{\langle i,1\rangle} = \frac{t^{(i)}}{t^{(1)}} \frac{\varepsilon_1^{(i)} \varepsilon_0^{(1)}}{\varepsilon_1^{(1)} \varepsilon_0^{(i)}} Q(\Delta d^{\langle i,1\rangle}), \tag{5.3}$$

où $\Delta d^{\langle i,1\rangle} = d^{(i)} - d^{(1)}$ est la distance entre la $i^{\text{ième}}$ et la première couche FM. La seule différence entre les fonctions polaire et longitudinale provient du terme multiplicatif $\varepsilon_0^{(1)}/\varepsilon_0^{(i)}$. Le coefficient Q [Équation (3.4)]

$$Q(\Delta d^{\langle i,1\rangle}) = \exp[4\pi i N_z^{(\text{nf})} \Delta d^{\langle i,1\rangle} / \lambda^{(\omega)}]$$
(5.4)

décrit l'atténuation du MOKE avec l'enfouissement en profondeur de la couche FM considérée. Rappelons que $\lambda^{(\omega)}$ est la longueur d'onde dans le vide, et $N_z^{(\mathrm{nf})}$ la composante z du vecteur d'onde normalisé dans le milieu non-FM [Table 3.1].

Les fonctions de sensibilité en profondeur $q_{\text{pol}}^{\langle i,1\rangle}$, $q_{\text{lon}}^{\langle i,i\rangle}$ [Équations (5.2) et (5.3)] sont les produits de trois quantités:

- du rapport entre les épaisseurs des couches FM, $t^{(i)}/t^{(1)}$. Ceci est une constante pour une structure donnée,
- du rapport entre les permittivités $\varepsilon_1^{(i)}/\varepsilon_1^{(1)}$ pour $q_{\rm pol}^{\langle i,1\rangle}$ ou $(\varepsilon_0^{(i)}\varepsilon_1^{(i)})/(\varepsilon_0^{(i)}\varepsilon_1^{(1)})$ pour $q_{\rm lon}^{\langle i,1\rangle}$; ce terme diffère de l'unité seulement si les couches FM sont constituées de différents matériaux. Dans ce cas, la valeur de cette contribution peut seulement être modifiée en changeant l'énergie des photons. Ce terme produit une sorte de "contraste chimique" dans les fonctions de sensibilité en profondeur,
- de la contribution $Q(\Delta d^{\langle i,1\rangle})$ qui décrit l'influence optique des couches séparatrices non-FM. Ceci produit un contraste de phase dans la fonction de sensibilité en profondeur, lié à la distance optique entre couches FM.

L'angle entre les vecteurs Kerr pour la $i^{\text{ième}}$ et la première couche (c-à-d. la différence entre les phases Kerr), $\Delta \xi^{\langle i,1\rangle} \equiv \xi^{(i)} - \xi^{(1)}$, introduit par les couches séparatrices non-FM croit avec l'épaisseur de la couche séparatrice (Équation 3.4), de telle manière que:

$$\left(\Delta \xi^{\langle i,1\rangle}\right)_{\text{sépar}} = \arg\left[Q(\Delta d^{\langle i,1\rangle})\right] = 4\pi \,\Re(N_z^{(\text{nf})}) \frac{\Delta d^{\langle i,1\rangle}}{\lambda^{(\omega)}},\tag{5.5}$$

où $\Re(N_z^{(\mathrm{nf})}) > 0$. De manière similaire un matériau séparateur absorbant atténue l'amplitude Kerr $\Omega^{(i)}$ et:

$$|q^{\langle i,1\rangle}|_{\text{sépar}} = |Q(\Delta d^{\langle i,1\rangle})| = \exp\left[-4\pi\Im(N_z^{(\text{nf})})\frac{\Delta d^{\langle i,1\rangle}}{\lambda^{(\omega)}}\right],\tag{5.6}$$

où, $\Im(N_z^{(\mathrm{nf})}) > 0$. Si les couches FM sont constituées du même matériau, la phase Kerr $\xi^{(i)}$ croit de manière monotone avec i, c-à-d. avec la position en profondeur de la couche FM. En même temps, l'amplitude Kerr normalisée $\Omega^{(i)}/t^{(i)}$ décroît de manière monotone. La raison physique est que, si la couche FM est localisée plus profondément, le trajet optique pour atteindre cette couche est plus important (ceci augmente ξ), et la lumière est plus absorbée (ceci fait décroître Ω). Ces résultats seront utilisés plus loin pour associer une contribution MOKE donnée à une couche FM sélectionnée dans la structure.

Comme chacun des trois produits impliqués dans l'expression de q (Équations 5.2 et 5.3) ne dépendant pas de l'état de polarisation de la lumière incidente, la fonction q ne varie pas non plus avec la polarisation dans l'approximation d'une couche FM ultra-mince. Pour une structure donnée, q dépend seulement de l'angle de l'incidence φ et de l'énergie des photons E.

En conclusion, la fonction sensibilité en profondeur q fait intervenir à la fois des contrastes "chimiques" et des contrastes liés à la "phase". La première contribution existe si les couches FM sont constituées de matériaux différents, et la seconde est associée à la distance optique entre deux couches FM. Naturellement, dans le cas d'une couche séparatrice ultra-fine et des couches FM de différentes compositions, le contraste chimique donne une contribution plus importante à la fonction q que la différence de phase. Dans la suite, on se focalisera sur le cas de couches FM constituées du même matériau.

5.3.2 Fonctions de sensibilité en profondeur pour des couches FM ultraminces constituées du même matériau

Dans ce cas, l'expression de la fonction q se simplifie et devient similaire pour le PMOKE et le LMOKE [voir Équations (5.2) et (5.3)]:

$$q_{\text{pol}}^{\langle i,1\rangle} = q_{\text{lon}}^{\langle i,1\rangle} = \frac{t^{(i)}}{t^{(1)}} Q(\Delta d^{\langle i,1\rangle}). \tag{5.7}$$

Donc, q ne peut être modifié que si l'on fait varier Q, qui ne peut être contrôlé que par l'épaisseur de la couche séparatrice $d^{(\mathrm{nf})}$, l'indice de réfraction de la couche séparatrice $N^{(\mathrm{nf})}$, l'énergie des photons E ou l'angle d'incidence φ . Plus tard, nous montrerons que pour distinguer des signaux MO venant de:

- (i) deux couches FM, l'argument de $q^{(2,1)}$ doit être nul (section 5.5),
- (ii) trois couches FM ou plus, on doit pouvoir faire varier et choisir la valeur de q (section 5.6).

En conséquence, pour comprendre et optimiser la sensibilité en profondeur, les dépendances spectrale et angulaire de Q (et donc de q) doivent être étudiées en détail.

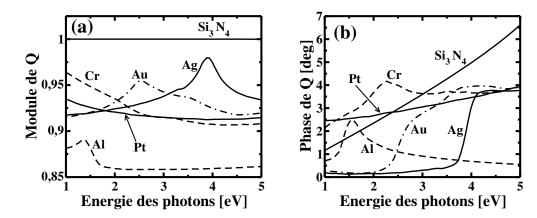


Figure 5.1: Dépendance (a) du module, et (b) de la phase de Q [définis par l'Éq. (3.4)], avec l'énergie des photons, dans le cas d'une couche séparatrice de 1 nm d'épaisseur pour différents matériaux.

Dépendance spectrale de Q: La dépendance spectrale de Q, pour une couche séparatrice d'épaisseur 1 nm est montrée sur la Figure 5.1(a)(b) pour plusieurs métaux communs et pour Si_3N_4 . Comme prévu:

- (i) il n'y a pas d'amortissement (|Q| = 1) pour des matériaux transparents, tels que Si₃N₄. Les métaux nobles produisent une décroissance de l'amplitude Kerr d'à peu près 7% par nanomètre d'épaisseur de la couche séparatrice (|Q| = 0,93). Comme les métaux nobles sont plus transparents au voisinage de la fréquence plasma, le module |Q| est plus grand pour ces énergies, comme le prévoit l'Équation (5.6). Ceci peut être observé sur la Figure 5.1(a) à 2,5 eV pour Au et à 3,8 eV pour Ag.
- (ii) la Figure 5.1(b) montre que la variation de la phase Kerr $\Delta \xi_{\text{sépar}} = \arg(Q)$, dépend énormément de l'énergie des photons et peut varier jusqu'à 4% par nm d'épaisseur de la couche séparatrice. Les métaux nobles donnent un déphasage ξ très petit pour des énergies de photons au dessous de la fréquence plasma, compte tenu de la longueur d'onde plus grande et de l'indice de réfraction plus faible pour de plus faibles valeurs de E.

Dépendance de Q avec l'angle d'incidence φ : Un exemple de la dépendance de Q calculée en fonction de l'angle d'incidence φ est représentée sur la Figure 5.2 pour une couche d'or de 1 nm d'épaisseur et pour plusieurs énergies de photons (la lumière est supposée venir du vide, c-à-d. $N^{(0)} = 1$).

On peut voir que la dépendance angulaire de Q est moins importante que sa variation spectrale. Une variation de l'angle d'incidence φ de 0 à 90°, à une énergie de photons fixée $E=4\,\mathrm{eV}$ change le module |Q| d'environ 0,5% et la phase $\arg(Q)$ par environ 0,3°. Comme Q dépend faiblement de l'angle d'incidence, il est judicieux de définir la quantité renormalisée

$$p^{\langle i,1\rangle}(\varphi) = \frac{Q(\varphi, \Delta d^{\langle i,1\rangle})}{Q(\varphi = 0, \Delta d^{\langle i,1\rangle})} \approx 1 - 2\pi i \frac{(N^{(0)})^2}{N^{(\text{nf})}} \frac{\Delta d^{\langle i,1\rangle}}{\lambda^{(\omega)}} \sin^2 \varphi, \tag{5.8}$$

qui exprime mieux la dépendance angulaire de Q. Dans ce traitement analytique on utilise l'approximation $N_z^{(\mathrm{nf})} \approx N^{(\mathrm{nf})} - N^{(0)^2}/(2N^{(\mathrm{nf})})\sin^2\varphi$. L'Équation (5.8) traduit une

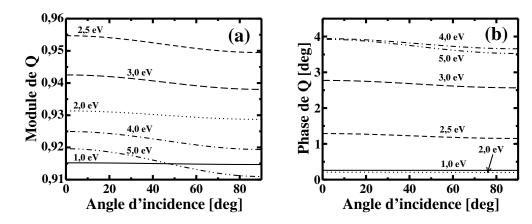


Figure 5.2: Dépendance (a) du module, et (b) de la phase de Q [Éq. (3.4)] avec l'angle d'incidence φ , dans le cas d'une couche séparatrice d'or de 1 nm d'épaisseur pour plusieurs valeurs de l'énergie de photons. On suppose que la lumière vient du vide, c-à-d. $N^{(0)} = 1$.

dépendance angulaire de Q en $\sin^2 \varphi$ (Figure 5.2). La variation spectrale de p, pour $\varphi = 70^{\circ}$, et pour une couche séparatrice d'1 nm d'épaisseur, est représentée sur la Figure 5.3 pour différents matériaux et pour une lumière incidente venant du vide.

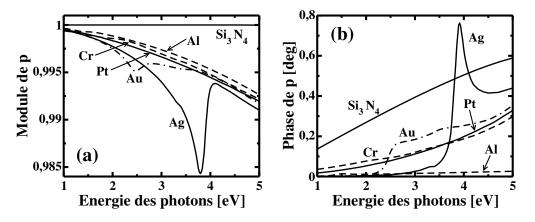


Figure 5.3: Dépendance (a) du module, et (b) de la phase de $p = Q(70^{\circ})/Q(0^{\circ})$, définis par l'Éq. (5.8), avec l'énergie des photons, dans le cas d'une couche séparatrice d'épaisseur 1 nm pour différents matériaux.

On peut alors faire quelques commentaires:

- (i) À partir de la comparaison entre les Fig. 5.1 et 5.3, la dépendance de Q avec l'angle d'incidence φ est environ dix fois plus faible que celle correspondant à la variation avec l'énergie des photons E. La raison physique associée est que Q ne dépend de l'angle d'incidence φ qu'au travers de la variation de $N_z^{(\rm nf)}(\varphi)$, qui est plutôt faible (de l'ordre de 10% entre $\varphi=0^\circ$ et $\varphi=90^\circ$). Ceci reflète le fait que les métaux sont des matériaux optiquement plus denses que le vide, et par conséquent, la lumière est toujours réfractée dans la multicouche dans une direction quasi-normale au plan du film.
- (ii) Les plus grandes valeurs de p sont atteintes pour les plus grandes valeurs de l'énergie des photons.

(iii) Comme on peut le voir à partir de l'Éq. (5.8), p dépend quadratiquement de $N^{(0)}$. Par conséquent, la dépendance de $q_{\rm pol/lon}$ avec φ peut être amplifiée si le faisceau incident provient d'un milieu optiquement plus dense. C'est le cas si l'on utilise un coupleur en verre demi-cylindrique adapté optiquement à l'échantillon par un liquide d'indice. Pour un couplage avec $N^{(0)}=1,8$, la variation de $q_{\rm pol/lon}$ avec l'angle d'incidence φ augmente environ d'un facteur trois $[(N^{(0)})^2\approx 3]$. Le désavantage de la faible sensibilité de q à l'angle d'incidence φ peut être contrebalancée par une meilleure connaissance des paramètres optiques et MO à une seule énergie de photons.

En conclusion, si les couches FM ultra-minces sont constituées du même matériau, le coefficient $q^{\langle i,1\rangle}=(t^{(i)}/t^{(1)})Q$, décrivant l'atténuation ou le déphasage de la couche séparatrice, est la seule quantité qui est sensible à la différence des contributions MOKE provenant de couches FM positionnées à différentes profondeurs. Les autres paramètres, χ [Éq. (3.6)], $V_{s(p)}$ [Éq. (3.7)], qui décrivent la variation spectrale et la dépendance du MOKE avec l'angle d'incidence sont les mêmes pour toutes les couches FM. Par exemple, un changement de l'angle d'incidence φ modifie tous les vecteurs Kerr dans le plan $\theta\epsilon$, mais de manière similaire. Ceci est bien démontré sur la Fig. 5.4, qui représente la variation des vecteurs Kerr calculés dans la structure Au(5nm)/Co(1nm)/Au(5nm)/Co(1nm)/Au(massif) pour différentes énergies de photons [Fig. 5.4(a)] et pour plusieurs angles d'incidence [Fig. 5.4(b)]. On peut néanmoins constater ici que leur variation relative est faible. Ceci explique pourquoi la séparation des signaux Kerr provenant d'une couche FM donnée dans la multicouche n'est pas chose facile, et pourquoi l'inspection de la fonction de sensibilité en épaisseur q est si utile.

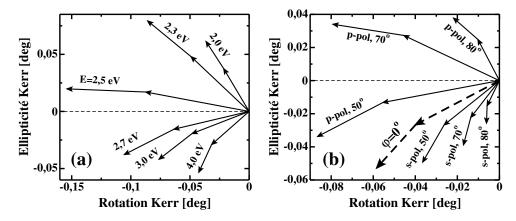


Figure 5.4: Variation du MOKE calculée, dans le plan $\theta\epsilon$, qui provient des couches FM dans le système $\operatorname{Au}(5\,\mathrm{nm})/\operatorname{Co}(1\,\mathrm{nm})/\operatorname{Au}(5\,\mathrm{nm})/\operatorname{Co}(1\,\mathrm{nm})/\operatorname{Au}(\max)$. (a) Variation des vecteurs Kerr à différentes énergies de photons, pour $\varphi=0$. (b) Variation des vecteurs Kerr pour différents angles d'incidence, pour le $\mathfrak s$ ou le $\mathfrak p$ -MOKE, à $E=3\,\mathrm{eV}$. Notons qu'une augmentation de l'angle d'incidence donne une rotation dans le sens inverse aux aiguilles d'une montre pour le $\mathfrak s$ -MOKE, tandis qu'elle donne une rotation dans le sens des aiguilles d'une montre pour le $\mathfrak p$ -MOKE. Les vecteurs Kerr des deux couches FM varient de la même manière avec E et φ dans le plan $\theta\epsilon$.

La valeur de la fonction q peut être modifiée (c'est à dire que l'on peut résoudre plusieurs couches FM):

(i) en faisant varier l'énergie des photons, avec l'avantage d'obtenir une résolution opti-

- misée en profondeur et d'utiliser une géométrie fixe du montage MO. C'est la solution que nous avons finalement adoptée,
- (ii) lorsque l'on ne dispose pas d'un montage spectroscopique MO, mais d'une source laser, les mesures magnétiques avec résolution en profondeur, nécessitent la variation de φ sur une très large gamme.

5.4 Contribution MOKE pour une couche FM sélectionnée

5.4.1 Genéralités

Considérons une stucture multicouche composée de plusieurs couches FM ultra-minces constituées du même matériau, chacune fournissant un cycle d'hystérésis magnétique presque carré, et isolées les unes des autres par des couches séparatrices non-FM [Fig. 3.1(b)]. Une question ouverte est souvent d'affecter chaque cycle à une couche FM particulière dans la structure, localisée à une certaine profondeur $d^{(i)}$.

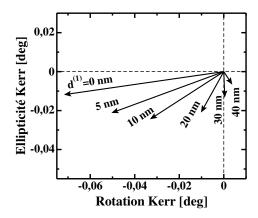


Figure 5.5: Variation du vecteur Kerr avec l'épaisseur $d^{(1)}$ de la couche séparatrice pour le système $\operatorname{Au}(d^{(1)})/\operatorname{Co}(1\,\mathrm{nm})/\operatorname{Au}$, calculée pour $\varphi=0^\circ$, $E=3\,\mathrm{eV}$.

Pour résoudre ce problème, rapellons les résultats issus de la discussion l'inspection des Éqs. (5.5) et (5.6) (Fig. 5.5):

- (i) la phase Kerr $\xi^{(i)}$ croit de manière monotone avec la profondeur $d^{(i)}$ de la couche FM,
- (ii) pour des matériaux absorbants, $\Im(N_z^{(\mathrm{nf})}) > 0$, l'amplitude Kerr normalisée $\Omega^{(i)}/t^{(i)}$ décroit de manière monotone lorsque l'on augmente $d^{(i)}$.

En conséquence, la procédure utilisée pour déterminer la position en profondeur d'une couche FM est:

- (i) les cycles d'hystérésis en rotation Kerr $\theta^{(\text{tot})}$ et en ellipticité Kerr $\epsilon^{(\text{tot})}$ sont mesurés à la même énergie des photons E et au même angle d'incidence φ ,
- (ii) la valeur du MOKE à saturation, $\Phi^{(i)} = \theta^{(i)} + i\epsilon^{(i)}$, est déterminée expérimentallement pour chaque couche FM; il s'agit d'une procédure aisée si les champs coercitifs diffèrent pour chaque couche FM,

- (iii) la phase Kerr, $\xi^{(i)} = \arg(\Phi^{(i)})$, est déterminée, et les valeurs de $\xi^{(i)}$ sont classifiées par ordre décroissant. La valeur la plus grande de $\xi^{(i)}$ correspond alors à la couche FM la plus profonde,
- (iv) la position en profondeur des couches FM peut être confirmée à partir des amplitudes normalisées $\Omega^{(i)}/t^{(i)}$, qui décroissent si $d^{(i)}$ augmente.

Cette analyse est valable pour un grand nombre de couches FM. Sa limitation concerne des structures multicouches dans lesquelles deux ou plusieurs couches FM peuvent présenter la même coercivité ou lorsque le champ appliqué est insuffisant pour saturer l'aimantation dans l'une des couches FM. Dans ce cas, un calcul faisant intervenir tous les paramètres optiques et MO (utilisation du formalisme de la matrice 4×4) peut être effectué.

Si les couches FM ne sont pas constituées du même matériau, les contributions MOKE $\Phi^{(i)}$ doivent être renormalisées par $\varepsilon_1^{(i)}$ pour le PMOKE et par $\varepsilon_1^{(i)}/\varepsilon_0^{(i)}$ pour le LMOKE.

Pour des couches séparatrices épaisses, ces règles sont également valables. Le seul problème est que la valeur de la phase Kerr $\xi^{(i)}$ peut être sous-estimée de 2π , ce qui peut générer des difficultés pour classifier les phases Kerr $\xi^{(i)}$. Cette difficulté peut être contournée si l'on considère l'amplitude Kerr normalisé $\Omega^{(i)}/t^{(i)}$, ou si l'on connaît la dépendance angulaire ou spectrale de $\xi^{(i)}$:

$$\xi^{(i)} = \xi^{(1)} + \Delta \xi^{\langle i,1 \rangle},\tag{5.9}$$

avec $\Delta \xi^{(i,1)}$, dans l'approximation de la couche FM ultra-mince, qui s'écrit:

$$\Delta \xi^{\langle i,1\rangle} = \frac{4\pi}{\lambda^{(\omega)}} \Delta d^{\langle i,1\rangle} \Re\left(N_z^{(\text{nf})}\right) > 0. \tag{5.10}$$

La couche FM la plus profonde correspond évidemment à la plus grande valeur de $\Delta d^{\langle i,1\rangle}$, et en conséquence montre la plus grande pente lorsque l'on porte $\xi^{(i)}$ en fonction de l'énergie des photons ou de l'angle d'incidence. Ceci est parfaitement illustré pour la dépendance spectrale de la phase Kerr $\xi^{(i)}(E)$ du système TbFe/Si₃N₄, pour lequel la pente est la plus forte pour la couche FM (la troisième) la plus profonde (section 5.4.2).

Pour illustrer cette section, je détaille ci-dessous l'attribution des différentes contributions MOKE pour une structure tricouche FM du type $(Au/Co)_3$.

5.4.2 Application à la structure $(Au/Co)_3$

Dans cette sous section on considérera la structure $Au(5\,\mathrm{nm})/\mathrm{Co}(0,6\,\mathrm{nm})/\mathrm{Au}(5\,\mathrm{nm})/\mathrm{Co}(1\,\mathrm{nm})/\mathrm{Au}(5\,\mathrm{nm})/\mathrm{Co}(1,4\,\mathrm{nm})/\mathrm{Au}(24\,\mathrm{nm})/\mathrm{verre}$. Le schéma de l'échantillon est présenté sur la Figure $5.6(\mathrm{b})$.

Comme le champ coercitif augmente lorsque l'on réduit l'épaisseur de la couche de Co [52, 53], il est possible de préaffecter chaque cycle individuel PMOKE à l'une des trois couches de Co. Les cycles d'hystérésis sont mesurés par rotation et ellipticité p-PMOKE sous incidence quasi-normale ($\varphi = 7^{\circ}$, $E = 3,8\,\mathrm{eV}$), dans un champ magnétique appliqué le long de la normale au film ($\mathbf{H} \parallel \hat{z}$) (Fig. 5.7).

La lumière pénètre dans l'échantillon par le côté de la couche Au (5 nm). Les valeurs des champs coercitifs et des rotations et ellipticités Kerr correspondants à chaque couche FM sont données dans la Table 5.1.

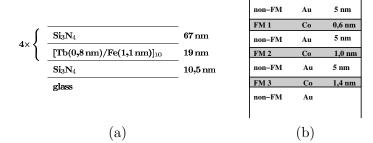


Figure 5.6: Schéma des structures étudiées (a) (TbFe/Si₃N₄)₄ et (b) (Au/Co)₃.

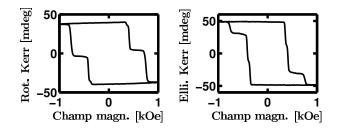


Figure 5.7: Cycle d'hystérésis mesuré par rotation et ellipticité p-PMOKE ($\varphi = 7^{\circ}$) sur la multicouche (Au/Co)₃, pour E = 3, 8 eV.

	$H_c[Oe]$	$\theta^{(i)}[\text{mdeg}]$	$\epsilon^{(i)}[\text{mdeg}]$	$\Omega^{(i)}[\mathrm{mdeg}]$	$\xi^{(i)}[\deg]$	$t^{(i)}[\mathrm{nm}]$	$\Omega^{(i)}/t^{(i)}[\mathrm{mdeg/nm}]$
$\Phi^{(1)}$	770	-21,0	-9,0	22,9	203°	0,6	38,2
$\Phi^{(2)}$	420	-15,8	-21,4	26,6	233°	1,0	26,6
$\Phi^{(3)}$	360	-2,1	-18,0	18,1	263°	1,4	12,9

Table 5.1: Rotation et ellipticité PMOKE à saturation et champ coercitif pour chaque couche FM dans la multicouche (Au/Co)₃ [Figure 5.7]. Remarquons que les valeurs de $\theta^{(i)}$ et de $\epsilon^{(i)}$ ne sont pas en accord avec (i), i.e. avec la profondeur de la couche FM. Les valeurs pertinentes sont ici $\xi^{(i)}$ et $\Omega^{(i)}/t^{(i)}$.

D'un autre côté, il est possible d'affecter indépendamment les différentes contributions PMOKE à partir des valeurs respectives de $\xi^{(i)}$ et $\Omega^{(i)}$ pour chaque couche FM. Comme prévu, la valeur de $\xi^{(i)}$ croit continuement avec i, tandis que le rapport $\Omega^{(i)}/t^{(i)}$ décroit, démontrant bien que la localisation en profondeur de la couche FM considérée croit avec i. Comme chaque couche d'or séparatrice a la même épaisseur $d^{\langle 2,1\rangle} = \Delta d^{\langle 3,2\rangle} = 5$ nm, les déphasages Kerr sont bien évidemment égaux $\Delta \xi^{\langle 2,1\rangle} = \Delta \xi^{\langle 3,2\rangle} = 30^\circ$. Le rapport entre les amplitudes Kerr normalisées $(\Omega^{(2)}/t^{(2)})/(\Omega^{(1)}/t^{(1)}) = 0,69, (\Omega^{(3)}/t^{(3)})/(\Omega^{(2)}/t^{(2)}) = 0,49$ devraient être les mêmes. Cependant, elles diffèrent l'une de l'autre probablement à cause des contributions interfaciales au PMOKE qui ont été négligées (voir chapitre 4 ou la ref. [22]). Comme les amplitudes normalisées Kerr, calculées dans le cadre du formalisme de la matrice 4×4 , sont $(\Omega^{(2)}/t^{(2)})/(\Omega^{(1)}/t^{(1)}) = 0,62, (\Omega^{(3)}/t^{(3)})/(\Omega^{(2)}/t^{(2)}) = 0,60$, l'influence de la couche de Co elle même ne peut pas expliquer ce désaccord.

5.5 Séparation entre les signaux Kerr d'une structure bicouche FM

Cette section propose des moyens pour séparer les signaux Kerr, $s^{(1)}$ et $s^{(2)}$, de chaque couche FM dans une structure composée de deux couches FM séparées par une couche non-FM. En d'autres termes on va résoudre le problème qui consiste à trouver des montages MO particuliers pour annuler l'une des contributions Kerr provenant de l'une ou de l'autre des couches FM. En utilisant la représentation du MOKE dans le plan complexe $\theta\epsilon$ (section 2.2), la contribution de la première ou de la seconde couche FM s'annule $(s^{(1)} \text{ ou } s^{(2)} = 0)$ si le vecteur Kerr $\Phi^{(1)}$ ou $\Phi^{(2)}$ est perpendiculaire à l'axe de projection. Cette situation est représentée schématiquement sur la Figure 5.8(a) lorsque l'on annule la contribution MOKE de la première couche FM.

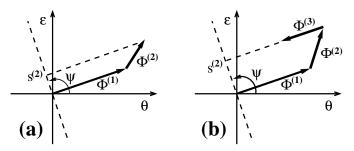


Figure 5.8: Schéma montrant les vecteurs Kerr et l'axe de projection dans le plan $\theta\epsilon$ afin d'obtenir un signal Kerr $s^{(i)}$ lié seulement à une couche FM dans une structure (a) bicouche FM et (b) tricouche FM.

L'angle entre le vecteur Kerr $\Phi^{(i)}$ et l'axe de projection vaut $\arg(\Phi^{(i)}) - \psi = \xi^{(i)} - \psi$. On peut le faire varier par différentes méthodes:

- pour un angle de projection ψ donné, l'orientation des vecteurs Kerr peut être modifiée en faisant varier l'énergie des photons E [Fig. 5.4(a)] [44] ou l'angle d'incidence φ [Figure 5.4(b)] [46]. Un exemple de variation du vecteur Kerr avec E ou φ dans le plan complexe $\theta\epsilon$ est représenté sur la Figure 5.4 pour une structure Au/Co/Au/Co/Au. Ceci montre comment il est possible de trouver les valeurs de E ou de φ qui annulent soit $\theta^{(i)}$ soit $\epsilon^{(i)}$, sélectivement pour l'une ou l'autre des deux couches FM,
- pour des vecteurs Kerr fixés dans le plan complexe (par exemple pour des valeurs données de E et φ), on peut faire varier l'angle de projection ψ , par exemple avec un compensateur de Babinet-Soleil (voir détails dans version anglaise, section 2.4.2 ou [45, 47]). Notez que cette technique élégante a déjà été utilisée dans son mode microscopie pour prouver de manière inambigüe l'existence d'un couplage biquadratique entre les couches de Fe séparées par un espaceur de Cr [43],
- en principe il n'est pas nécessaire de faire varier l'angle de projection ψ , car la décomposition peut être faite numériquement. A partir de la connaissance des deux signaux Kerr totaux $s^{(a)}$ et $s^{(b)}$, mesurés dans différentes conditions expérimentales (par exemple en rotation et ellipticité Kerr, ou à partir de deux signaux Kerr mesurés à différentes énergies de photons ou pour différents angles d'incidence), il est possible de déduire le signal $s^{(i)}$ Kerr qui provient de chaque couche FM (i = 1, 2):

$$s^{(i)} = s_a \cos \psi^{(i)} + s_b \sin \psi^{(i)}, \tag{5.11}$$

où le poids des deux signaux Kerr $s^{(a)}$ et $s^{(b)}$ est paramètré par l'angle de projection ψ . Une approche similaire a été suggérée dans la référence [54]. Nous avons utilisé cette technique pour séparer les contributions magnétiques dans une double jonction tunnel GaMnAs (pour plus de détails voir la version anglaise ci-jointe). Rappelons que GaMnAs est un semiconducteur dilué ferromagnétique très prometteur pour l'électronique de spin.

5.6 Séparation des effets Kerr pour une structure tricouche FM

Dans cette section, on présente deux nouvelles procédures, appellées méthode des "vecteurs Kerr parallèles" et "projection numérique en cascade", qui permettent de séparer le signal Kerr provenant de chacune des couches FM dans une structure tricouches FM.

5.6.1 La méthode des "vecteurs Kerr parallèles"

Comme nous l'avons discuté dans la section 5.5 précendente, le MOKE de la $i^{\text{ième}}$ couche peut toujours être annulé si le vecteur Kerr correspondant Φ^i devient perpendiculaire à l'axe de projection. Pour une structure tricouche FM, si l'on arrive à orienter parallèlement deux vecteurs Kerr $\Phi^{(i)}$ et $\Phi^{(j)}$, selon la perpendiculaire à l'axe de projection, le signal Kerr mesuré dépendra seulement de l'état d'aimantation de la couche FM restante. Cette situation est présentée schématiquement sur la Figure 5.8(b), où les signaux Kerr provenant de la première et de la troisième couche FM sont annulés simultanément et, par conséquent, seul le signal Kerr provenant de la deuxième couche FM est effectivement détecté. On appelle cette procédure la méthode des vecteurs Kerr parallèles. Plus généralement, les $i^{\text{ième}}$ et $j^{\text{ième}}$ vecteurs Kerr sont parallèles si

$$\Delta \xi^{\langle i,j\rangle} = \xi^{(i)} - \xi^{(j)} = \arg(q^{\langle i,j\rangle}) = n\pi, \tag{5.12}$$

où n est un nombre entier. Considérant le PMOKE, l'angle entre deux vecteurs Kerr est exprimé analytiquement par [Équation (5.2)]:

$$\Delta \xi^{\langle i,j \rangle} = \frac{4\pi}{\lambda^{(\omega)}} \Delta d^{\langle i,j \rangle} \Re \left(N_z^{(\text{nf})} \right) + \arg \left(\frac{\varepsilon_1^{(i)}}{\varepsilon_1^{(j)}} \right). \tag{5.13}$$

Dans le cas du LMOKE, le second terme de l'Équation (5.13) devient $\arg[(\varepsilon_1^{(i)}\varepsilon_0^{(j)})/(\varepsilon_1^{(j)}\varepsilon_0^{(i)})]$. En conséquence, on peut faire varier les deux termes pour rendre simultanément les deux vecteurs Kerr parallèles (c-à-d. $\Delta \xi^{\langle i,j\rangle} = n\pi$):

- lorsque les 2 couches ferromagnétiques sont composées de différents matériaux et si la distance $\Delta d^{\langle i,j \rangle}$ entre ces couches est faible, alors la contribution principale à $\Delta d^{\langle i,j \rangle}$ provient du second terme, $\arg(\varepsilon_1^{(i)}/\varepsilon_1^{(j)})$, dont la valeur peut être seulement modifiée par variation de l'énergie des photons,
- lorsque les $i^{\text{ième}}$ et $j^{\text{ième}}$ couches FM sont composées du même matériau; la contribution non nulle à $\Delta d^{\langle i,j \rangle}$ provient du premier terme de l'Équation (5.13), ce qui nécessite une certaine distance $\Delta d^{\langle i,j \rangle}$ entre les couches FM pour réaliser $\Delta \xi^{\langle i,j \rangle} = n\pi$. Pour des valeurs typiques de l'énergie des photons et de l'indice de réfraction

des couches séparatrices non-FM $(E=3\,\mathrm{eV},\,N^{(\mathrm{nf})}=2,5)$, la distance minimale entre couches FM pour obtenir une configuration parallèle des vecteurs Kerr est aussi grande que $\Delta d^{\langle i,j\rangle} \approx 40\,\mathrm{nm}$. Cependant si l'on utilise des énergies de photons de l'ordre de 10 à 100 eV (XMCD dans l'ultraviolet, lié à des transitions interbandes), un déphasage de $n\pi$ peut être obtenu pour $\Delta d^{\langle i,j\rangle}$ de l'ordre de quelques nm.

5.6.2 Application à la structure $(TbFe/Si_3N_4)_4$

La méthode des "vecteurs Kerr parallèles" est particulièrement bien adaptée pour tester les aimantations individuelles des couches dans une tricouche FM, lorsque:

- (i) les couches FM sont constituées de différents matériaux,
- (ii) les couches FM sont constituées du même matériau, mais sont séparées par des couches séparatrices épaisses non-FM $(d^{\langle i,j\rangle} \approx n\lambda^{(\omega)}/[4\Re(N_z^{(\rm nf)})], n$ étant un nombre entier). Ce cas est traité ci-dessous pour une multicouche (TbFe/Si₃N₄)₄, qui constitue un milieu typique pour l'enregistrement magnéto-optique.

En ajustant l'énergie des photons, nous démontrons comment on peut séparer les signaux Kerr de chaque couche FM dans cette structure tricouche FM.

L'échantillon étudié était $(Si_3N_4/TbFe)_4/Si_3N_4(10,5 \text{ nm})/\text{verre}$ où TbFe représente un empilement multicouche $[Tb(0,8 \text{ nm}))/Fe(1,1 \text{ nm})]_{10}$. Les empilements TbFe sont séparés par 67 nm Si_3N_4 [Figure 5.6(b)]. Les informations sur cet échantillon, préparé par pulvérisation sont donnés ailleurs [55, 56]. Chaque empilement TbFe présente une anisotropie magnétique perpendiculaire. Toutes les mesures p-PMOKE ont été effectuées sous incidence quasinormale ($\varphi = 7^{\circ}$), sous un champ appliqué le long de la normale au film ($\mathbf{H} \parallel \hat{z}$). Comme on l'observe couramment [57, 58], malgré leur même épaisseur, les empilements TbFe présentent différents champs coercitifs.

Tandis que l'échantillon est constitué de 4 empilements de TbFe, si l'on mesure le PMOKE avec une lumière incidente du côté Si₃N₄, nous montrons que le quatrième empilement TbFe (le plus profond), est écranté et présente une contribution MO négligeable sur toute la gamme spectrale. Alors, le PMOKE teste pratiquement les 3 premiers empilements ferromagnétiques de la multicouche, permettant de démontrer comment on peut séparer des signaux Kerr provenant d'une structure équivalente à 3 couches FM.

Le premier problème est de trouver des énergies de photons pour lesquelles deux vecteurs Kerr individuels deviennent parallèles. Dans ce but, les spectres MOKE ont été mesurés à Prague sur un montage utilisant une modulation par cellule Faraday. Les cycles d'hystérésis de l'échantillon furent mesurés aussi bien en rotation Kerr qu'en ellipticité Kerr sur la gamme spectrale $1,2-4,2\,\mathrm{eV}$. À titre d'exemple, quelques cycles d'hystérésis en rotation Kerr, mesurés à différentes énergies des photons E sont présentés sur la Figure 5.9.

Comme les cycles individuels sont carrés et présentent différentes coercivités, il est aisé de déterminer les maxima des rotations et ellipticités Kerr pour chacun des trois empilements TbFe qui nous intéressent. Sur toute la gamme d'énergie de photons, les amplitudes Kerr $\Omega^{(i)}$ et les phases Kerr $\xi^{(i)}$ correspondantes sont alors déduites et portées en fonction de E (Figure 5.10).

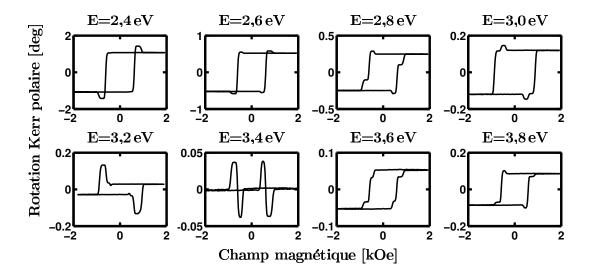


Figure 5.9: Examples de cycles d'hystérésis de $(\text{TbFe/Si}_3\text{N}_4)_4$ obtenus par rotation PMOKE, mesurés pour différentes énergies des photons E. Chaque saut sur les cycles permet d'identifier un des empilements TbFe.

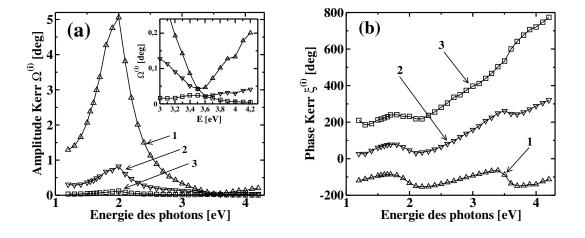


Figure 5.10: Spectres expérimentaux PMOKE. (a) amplitude Kerr $\Omega^{(i)}$, (b) phase Kerr $\xi^{(i)}$ de chaque empilement dans la structure (TbFe/Si₃N₄)₄. L'ordre des empilements est donné par 1; 2; 3.

Comme on peut le prévoir, l'empilement FM le plus profond (3) a la plus faible amplitude Kerr normalisée $\Omega^{(i)}/t^{(i)}$ et présente la plus grande pente dans la variation spectrale $\xi^{(i)}(E)$. Les spectres des amplitudes Kerr $\Omega^{(i)}$ [Figure 5.10(a)] montrent deux faits intéressants: d'abord un maximum à 2 eV, puis les empilements TbFe deviennent plus transparents vers 3,5 eV, ce qui donne des amplitudes Kerr $\Omega^{(i)}$ plus faibles et comparables [voir insert de la Figure 5.10(a)].

Les spectres PMOKE peuvent être aussi représentés dans le plan complexe $\theta\epsilon$. Cette représentation est donnée sur la Figure 5.11(a), sur une gamme spectrale limitée entre 3,1 et 3,9 eV. Pour les résultats correspondants à des énergies de photons représentés par des lignes en tirets, deux vecteurs Kerr deviennent quasiment parallèles entre eux. Pour déterminer plus précisément les énergies de photons pour lesquelles les deux vecteurs Kerr

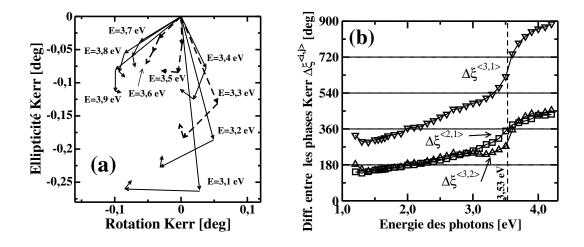


Figure 5.11: (a) PMOKE expérimentaux provenant de chaque empilement FM dans la structure $(\text{TbFe/Si}_3\text{N}_4)_4$ pour plusiers énergies des photons. (b) différence entre les phases Kerr $\Delta \xi^{\langle i,j \rangle}$ en fonction de l'énergie des photons. Si $\Delta \xi^{\langle i,j \rangle} = n\,180^\circ$, le $i^{\text{ième}}$ vecteurs Kerr sont parallèles.

deviennent rigourensement parallèles, j'ai reporté la dépendance spectrale de la différence entre les phases Kerr $\Delta \xi^{\langle i,j \rangle}$ en fonction de l'énergie des photons [voir Figure 5.11(b)].

Les vecteurs Kerr associés aux $i^{\text{ième}}$ et $j^{\text{ième}}$ empilements TbFe sont bien sûr parallèles si $\Delta \xi^{\langle i,j \rangle} = n\pi$. Cette condition est remplie pour des énergies de photons $E=3,32\,\text{eV}$ ($\Delta \xi^{\langle 3,1 \rangle} = 540^\circ$), $E=3,53\,\text{eV}$ ($\Delta \xi^{\langle 2,1 \rangle} = 360^\circ$) et $E=3,62\,\text{eV}$ ($\Delta \xi^{\langle 3,2 \rangle} = 360^\circ$). Comme pour notre échantillon les épaisseurs des couches séparatrices $\Delta d^{\langle 2,1 \rangle} = \Delta d^{\langle 3,2 \rangle} = 67\,\text{nm}$ sont égales, on trouve bien sûr que $\Delta \xi^{\langle 3,2 \rangle}$ est proche de $\Delta \xi^{\langle 2,1 \rangle}$ [Figure 5.11(b)]. Notez que ceci n'est pas exactement vrai au voisinage de 3,5 eV, où les empilements TbFe sont plus transparents, et donc le quatrième empilement TbFe influence faiblement la valeur de $\Delta \xi^{\langle 3,2 \rangle}$.

Nous avons donc sélectionné des énergies de photons qui produisent un parallèlisme entre deux vecteurs Kerr. A cet effet, l'angle de projection ψ a été balayé à l'aide d'un compensateur de Babinet-Soleil pour rendre l'axe de projection perpendiculaire aux deux vecteurs Kerr.

Par exemple, pour une énergie de photons $E=3,53\,\mathrm{eV}$, de grandes modifications de la forme du cycle d'hystérésis sont observées lorsqu'on fait varier l'angle de projection (Fig. 5.12). Les cycles d'hystérésis obtenus sont des combinaisons des trois cycles MOKE élémentaires. Cependant, le cycle d'hystérésis mesuré pour $\psi=-21^\circ$ reflète uniquement le comportement magnétique du 3ème empilement TbFe, et les contributions Kerr provenant des 1er et 2ème empilements TbFe s'annulent. En choisissant bien l'énergie des photons et l'angle de projection ψ , nous avons donc réussi à séparer les cycles d'hystérésis associés à chaque empilement FM.

À partir des cycles présentés sur la Figure 5.12, on est même capable de suivre la variation des signaux Kerr $s^{(i)}$ provenant de chaque empilement TbFe avec l'angle de projection ψ (Figure 5.13). Comme on peut le prévoir à partir de la Figure 5.8, la dépendance de $s^{(i)} = \Re[\Phi^{(i)} \exp(i\psi)]$ est sinusoïdale [45]. La loi sinusoïdale permet d'interpréter correctement les résultats expérimentaux (Figure 5.13). De plus, on peut vérifier que les deux signaux Kerr $s^{(1)}$, $s^{(2)}$ s'annulent simultanément pour $\psi = -21^{\circ}$. Ceci explique pourquoi seul le signal Kerr provenant du 3ème empilement TbFe peut être isolé à cette énergie de

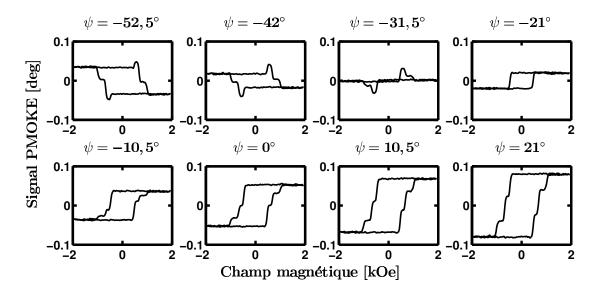


Figure 5.12: Cycles d'hystérésis PMOKE obtenu pour différentes valeurs de l'angle de projection ψ et pour le système (TbFe/Si₃N₄)₄. L'énergie des photons (E=3.53 eV) est choisie pour que les vecteurs Kerr $\Phi^{(1)}$ et $\Phi^{(2)}$ soient parallèles. En conséquence, on trouve un angle ψ (ici $\psi=-21^{\circ}$) pour lequel le signal Kerr ne depend que de l'aimentation de la $3^{\text{ième}}$ couche FM.

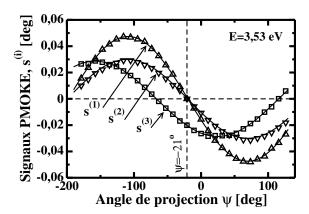


Figure 5.13: Variation expérimentale des signaux PMOKE $s^{(i)}$ mesurée à $E=3,53\,\mathrm{eV}$, en fonction de l'angle de projection ψ et pour chaque empilement FM dans la structure (TbFe/Si₃N₄)₄. Ces courbes sont obtenues à partir des cycles d'hystérésis présentés sur la Figure 5.12. Pour $\psi=-21^\circ$, $s^{(1)}$ et $s^{(2)}$ s'annulent simultanément et le signal PMOKE, mesuré à 3,53 eV et pour $\psi=-21^\circ$, provient uniquement du 3^{ième} empilement TbFe. Les lignes en traits pleins représentent des ajustements sinusoïdaux.

photons et pour cet angle de projection spécifique.

Les trois cycles d'hystérésis PMOKE individuels résultants dépendant seulement de l'état d'aimantation de l'un des empilements TbFe, si l'on choisit des couples appropriés de valeurs de E et φ (Figure 5.14).

5.6.3 Cas d'un grand nombre de couches FM

Si l'on considère le cas d'un empilement d'un grand nombre de couches FM et de couches séparatrices d'épaisseurs faibles, il est généralement impossible de séparer les contributions

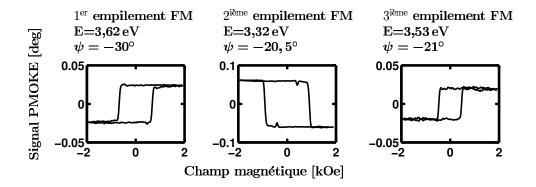


Figure 5.14: Cycles d'hystérésis PMOKE individuels de chaque empilement TbFe dans la structure (TbFe/Si₃N₄)₄, obtenus en choisissant E et ψ pour annuler les signaux des deux autres empilements. Les valeurs de E et ψ sont indiquées au-dessus de chaque cycle.

des couches FM par la méthode des "vecteurs Kerr parallèles". Dans cette sous-section nous traiterons différemment ce problème. The MOKE total est mesuré dans des conditions expérimentales distinctes pour obtenir un ensemble de données indépendantes, à partir desquelles on déduit numeriquement le signal Kerr provenant de chaque couche FM. En principe, cette approche numérique peut être étendue à un grand nombre de couches.

La séparation entre les contributions polaire, longitudinale et transverse, $s_{\rm pol}^{\rm (tot)}, s_{\rm lon}^{\rm (tot)}, s_{\rm tra}^{\rm (tot)}$, a déjà été discutée dans la section 5.2. Dès que cette décomposition a été faite, chaque effet Kerr dépend du profil de chacune des composantes de l'aimantation m_x, m_y, m_z . Dans ce qui suit, nous supposerons que seul m_z diffère de zéro. Cependant, le même raisonnement peut s'appliquer à m_x et m_y .

Considérons un système composé de N couches FM caractérisées par des aimantations polaires $m_z^{(i)}$, $i=1\dots N$. De plus, supposons que nous avons effectué L mesures indépendantes du signal $s_w^{(\text{tot})}$, $w=1\dots L$, PMOKE et que $L\geq N$. On dit que les expériences sont indépendantes si elles sont effectuées à différentes énergies de photons, ou différents angles d'incidence, ou différents angles de projection. Les signaux Kerr totaux $s_w^{(\text{tot})}$ sont donnés par une somme de contributions Kerr individuelles $s_w^{(i)}$, pondérées par les aimantations des couches correspondantes $m_z^{(i)}$. Cette relation entre $s_w^{(\text{tot})}$ et $m_z^{(i)}$ peut être exprimée à partir de la matice \mathbf{W} [54]

$$\begin{bmatrix} s_{1}^{(\text{tot})} \\ s_{2}^{(\text{tot})} \\ \vdots \\ s_{L}^{(\text{tot})} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_{1}^{(1)} & s_{1}^{(2)} & \cdots & s_{1}^{(N)} \\ s_{1}^{(1)} & s_{1}^{(2)} & \cdots & s_{2}^{(N)} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ s_{L}^{(1)} & s_{L}^{(2)} & \cdots & s_{L}^{(N)} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} m_{z}^{(1)} \\ m_{z}^{(2)} \\ \vdots \\ m_{z}^{(N)} \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{s}^{(\text{tot})} = \mathbf{W} \cdot \mathbf{\Upsilon}. \tag{5.14}$$

où Υ est un vecteur représentant l'aimantation des couches FM. En conséquence, les aimantations $m_z^{(i)}$ peuvent être déduites directement de l'inversion (pour L=N) ou de la pseudo-inversion (pour L>N) de la matrice **W**. Les conditions sous lesquelles on peut inverser **W**, en particulier déterminer son existence, sont bien décrites dans le mémoire en

anglais.

À titre d'exemple, considérons le cas d'une structure tricouche FM sur laquelle on a mesuré trois signaux Kerr $s_1^{({\rm tot})}, s_2^{({\rm tot})}, s_3^{({\rm tot})}$ indépendants. Ils peuvent s'exprimer comme la superposition des trois contributions individuelles. Essayons, par exemple, de séparer les contributions Kerr provenant seulement de la première et de la seconde couche FM. Deux projections indépendantes entre $s_1^{({\rm tot})}$ et $s_2^{({\rm tot})}$ et entre $s_1^{({\rm tot})}$ et $s_3^{({\rm tot})}$ peuvent annuler la contribution provenant de la troisième couche FM:

$$s_{1,2}^{(\bar{3})} = s_1^{(\text{tot})} \cos \psi_{1,2}^{(\bar{3})} + s_2^{(\text{tot})} \sin \psi_{1,2}^{(\bar{3})}$$
(5.15)

$$s_{1,3}^{(\bar{3})} = s_1^{(\text{tot})} \cos \psi_{1,3}^{(\bar{3})} + s_3^{(\text{tot})} \sin \psi_{1,3}^{(\bar{3})}. \tag{5.16}$$

Les signaux Kerr $s_{1,2}^{(\bar{3})}$ et $s_{1,3}^{(\bar{3})}$ sont alors différents, et dépendant uniquement des effets liés à la première et seconde couche FM. On peut alors appliquer de nouveau la procédure de projection pour séparer les signaux provenant de la première et de la seconde couche FM:

$$s^{(1)} = s_{1,2}^{(\bar{3})} \cos \psi^{(1,\bar{3})} + s_{1,3}^{(\bar{3})} \sin \psi^{(1,\bar{3})}$$
(5.17)

$$s^{(2)} = s_{1,2}^{(\bar{3})} \cos \psi^{(2,\bar{3})} + s_{1,3}^{(\bar{3})} \sin \psi^{(2,\bar{3})}. \tag{5.18}$$

En définitive, dans un système composé de trois couches FM $(N=3,\,L=3)$, pour être sélectif à l'une seule des couches FM, on doit choisir successivement trois angles de projection ψ . Pour déduire les cycles d'hystérésis MOKE des trois couches FM, sept angles de projection doivent être utilisés. De manière similaire, pour une structure à quatre couches FM $(N=4,\,L=4)$, six angles de projection différents doivent être choisis pour séparer le signal Kerr provenant d'une couche FM. Pour pouvoir tirer les quatres cycles d'hystérésis, on a besoin d'effectuer 16 projections différentes.

Si les valeurs des signaux Kerr provenant de la $i^{\text{ième}}$ couche, $s_1^{(i)}$, $s_2^{(i)}$ sont connus, l'angle de projection $\psi_{1,2}^{(i)}$, qui annule le signal Kerr de la $i^{\text{ième}}$ couche FM vaut:

$$\tan \psi_{1,2}^{(\bar{i})} = -\frac{s_1^{(i)}}{s_2^{(i)}}. (5.19)$$

Lorsque les valeurs de $s_w^{(i)}$ sont connues, mais avec une précision insuffisante, les valeurs de $\psi^{(i)}$ déduites peuvent être alors utilisées comme point de départ pour la procédure de projection.

5.6.4 Application au cas de la structure $(Au/Co)_3$

La méthode de "projection numérique en cascade" permet de séparer les signaux Kerr qui proviennent de chacune des couches FM à partir de combinaisons linéaires de plusieurs mesures expérimentales Kerr, chacune dépendant d'une somme de contributions issues des différentes couches FM. Cette méthode numérique est basée sur l'annulation des signaux Kerr pour une couche arbitraire FM, jusqu'à ce que l'on obtienne un signal Kerr qui est relié uniquement à la couche FM considérée.

Cette technique a été appliquée ici au cas de la multicouche : $\operatorname{Au}(5\,\mathrm{nm})/\operatorname{Co}(0,6\,\mathrm{nm})/\operatorname{Au}(5\,\mathrm{nm})/\operatorname{Co}(1\,\mathrm{nm})/\operatorname{Au}(5\,\mathrm{nm})/\operatorname{Co}(1,4\,\mathrm{nm})/\operatorname{Au}(24\,\mathrm{nm})/\operatorname{verre}$ [Figures 5.6(b)], qui a déjà été étudiée en section 5.4.2. Toutes les couches de Co présentent une anisotropie magnétique perpendiculaire et les cycles d'hystérésis PMOKE sont carrés. Comme l'épaisseur

des couches de cobalt varie de couche à couche dans cette structure, le champ coercitif associé décroit lorsque l'on augmente l'épaisseur [52, 53].

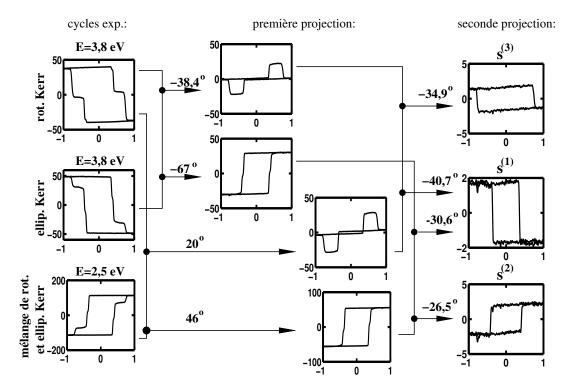


Figure 5.15: Procédure de la "projection numérique en cascade" appliquée à l'échantillon $(Au/Co)_3$. Les trois cycles expérimentaux PMOKE (à gauche) dépendant de l'état d'aimantation des trois couches de Co impliquées. Après deux projections successives avec des angles ψ différents, le signal Kerr provenant de l'état d'aimantation d'une seule couche peut être isolé. Les angles de projection ψ utilisés sont indiqués sur la Figure pour chaque étape. Les signaux Kerr et le champ magnétique sont exprimés respectivement en mdeg et en kOe.

Comme cela a été discuté dans la section 5.6.3, les signaux Kerr ont été mesurés au moins pour deux valeurs différentes de la fonction sensibilité en profondeur q_w . Nous avons alors mesuré les cycles d'hystérésis en rotation Kerr et en ellipticité Kerr pour deux énergies de photons, 2,5 eV et 3,8 eV. Les mesures p-PMOKE ont été effectuées sous incidence quasi normale ($\varphi = 7^{\circ}$), et les cycles mesurés sont présentés sur la partie gauche de la Figure 5.15. Le cycle à 2,5 eV a été mesuré pour une valeur de l'angle de projection $\psi = 33^{\circ}$, mais cette valeur n'a pas de signification particulière.

Chaque cycle expérimental est la somme des contributions des trois couches de Co, c-à-d. qu'il montre trois sauts d'aimantation. Pour une combinaison linéaire (décrite par l'angle de projection ψ) donnée de deux cycles originaux s_1 et s_2 , on peut annuler la contribution d'un des deux cycles en effectuant l'opération $s=s_1\cos\psi+s_2\sin\psi$. L'angle de projection ψ peut être déterminé simplement après variation pour annuler le signal Kerr provenant de la couche de Co ciblée. Par cette première projection, nous obtenons deux cycles d'hystérésis Kerr dépendant seulement des contibutions Kerr de la première et de la troisième couche de Co, et deux autres de la première et de la seconde couche de Co (Fig. 5.15).

Après cette première projection, nous obtenons différentes paires de cycles d'hystérésis

PMOKE, chacun dépendant par exemple de l'aimantation de la première et de la troisième couche de Co. Une deuxième projection peut annuler le signal Kerr provenant d'une autre couche de Co, et le signal Kerr provenant d'une seule couche de Co peut être séparé (Fig. 5.15). De cette manière, nous pouvons séparer les signaux Kerr provenant de chaque couche FM.

Discutons maintenant de la réduction du rapport signal à bruit (SNR) à chaque étape de la projection. L'amplitude du bruit du signal Kerr projeté peut être déterminée à partir de la somme des bruits correspondants à chaque cycle d'hystérésis. D'un autre côté, après chaque projection, l'amplitude du signal Kerr lui même décroit. Après la première projection (Figure 5.15), le SNR est réduit par un facteur $2\sqrt{2}$. Après la seconde projection, le SNR est encore réduit par un facteur $10\sqrt{2}$. Cette réduction importante du SNR pour cette seconde étape est dû à une valeur de la sensibilité en profondeur q proche de 1. Nous estimons que la procédure de projection suivante va encore réduire le SNR approximativement d'un facteur 5 à 10. Cette réduction du SNR à chaque étape de la projection est bien sûr plus importante, comme ici, pour une couche séparatrice très fine. Le taux de décroissance du SNR avec le nombre d'étapes de projection dépend de l'indépendance linéaire des colonnes de la matice \mathbf{W} [Équation (5.14)], qui est déterminée par la modification de la fonction de sensibilité en profondeur q_w correspondant à des conditions expérimentales particulières w.

5.7 Application potentielle: enregistrement MO en volume dans 4 couches FM

Je propose une structure particulière faisant intervenir un empilement $(FM/non-FM)_4$ qui aura les propriétés suivantes:

- (i) la lecture magnéto-optique pourra être faite en utilisant une seule énergie de photons,
- (ii) chaque couche FM est aimantée perpendiculairement et présente un cycle d'hystérésis polaire carré,
- (iii) la rotation PMOKE transporte une information sur l'état d'aimantation de 2 couches FM et l'ellipticité PMOKE est liée uniquement à l'état d'aimantation des deux couches FM restantes,
- (iv) les états d'aimantation de chaque paire de couches FM sont distingués par la procédure dite de la lecture magnéto-optique sur 4 niveaux [54, 57]. Ceci veut dire que les couches FM donnent des signaux Kerr ayant différentes amplitudes, et par conséquent pour 2 états d'aimantation dans chaque couche FM, on mesurera 4 niveaux Kerr différents.

Ces conditions peuvent être remplies si les quatres couches FM conduisent à la configuration en vecteurs Kerr suivante (voir Figure 5.16):

- (i) les vecteurs Kerr $\Phi^{(1)}$, $\Phi^{(3)}$ sont parallèles à l'axe de rotation Kerr θ et $\Phi^{(2)}$, $\Phi^{(4)}$ sont parallèles à l'axe d'ellipticité Kerr ϵ ,
- (ii) pour chaque paire de vecteurs Kerr parallèles, l'un d'entre eux doit être environ 2 fois plus grand que l'autre $(\Omega^{(1)}/\Omega^{(3)} \approx 2, \Omega^{(2)}/\Omega^{(4)} \approx 2)$.

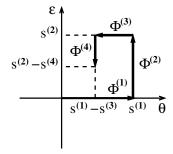


Figure 5.16: Configuration des vecteurs Kerr utilisée pour une lecture MO en volume utilisant quatre couches pour l'enregistrement.

En conclusion, la lecture de la rotation PMOKE et de l'ellipticité PMOKE à une énergie de photons donnée, peut donner accès à l'état d'aimantation de 4 couches FM enterrées dans des structures en couches minces obtenues par une ingénierie adaptée. Cette solution combine les avantages de la lecture de la rotation et de l'ellipticité Kerr [54] sur 4 niveaux [57].

"... Quand l'oiseau arrive
s'il arrive
observer le plus profond silence
attendre que l'oiseau entre dans la cage
et quand il est entré
fermer doucement la porte avec le pinceau
puis
effacer un à un tous les barreaux
en ayant soin de ne toucher aucune des plumes de l'oiseau ..."

Chapitre 6

Effet Kerr magnéto-optique induit par une surface vicinale (VISMOKE)

Dans ce chapitre, je propose un traitement analytique et donne la démonstration expérimentale d'un nouvel effet magnéto-optique présenté par une couche FM ultra-mince déposée sur une surface vicinale. J'ai appelé cet effet "Vicinal Induced Surface Magneto-Optical Kerr Effect" (VISMOKE) dont la principale caracteristique est la presence de marches parallèles.

Les physiciens s'intéressent beaucoup aux surfaces vicinales, soit comme surfaces de base pour fabriquer des structures auto-organisées [59, 60, 61], soit comme un moyen pour contrôler l'anisotropie magnétique de couches FM déposées sur cette surface, par exemple en faisant varier l'angle de désorientation par rapport au plan cristallographique [62, 63]. Les surfaces vicinales peuvent être aussi utilisées pour favoriser des propagations non isotropes de parois de domaines magnétiques [64].

Je montre que le VISMOKE dépend à la fois de perturbations magnétique et structurale, cette dernière étant induite par la basse symétrie de l'interface. Une telle situation existe, par exemple, pour des couches FM déposées sur une suface cristalline vicinale. Comme le MOKE est souvent utilisé pour étudier le magnétisme de couches minces, le VISMOKE peut être utilisé à l'avenir dès que l'on étudie des couches déposées sur surface vicinale. Le VISMOKE est proportionnel à l'aimantation planaire. Contrairement au PMOKE ou au LMOKE, le VISMOKE est présent en champ transverse et sous incidence nulle ($\varphi=0$), tandis qu'aucun effet MOKE linéaire n'est attendu dans cette configuration MO. Notez que cet effet fut récemment prédit par A.V. Petukhov et al. [65] pour des interfaces de basse symétrie, et seulement mentionnées pour des interfaces vicinales.

Dans ce travail, nous avons mis en évidence expérimentalement et étudié le VISMOKE et la réflexion différentielle sur une couche ultra-mince de Co déposée sur une surface vicinale Au(322). De plus, j'ai développé un modèle phénoménologique électromagnétique permettant d'expliquer le VISMOKE à partir d'une modification des conditions limites à cette interface vicinale.

Ce travail a été effectué dans le cadre d'une collaboration avec l'équipe "Nanostructure et microscopie à effet tunnel" (S. Rousset) du groupe de Physique des Solides à l'Université

Paris VII. Les résultats présentés ici ont été obtenus par G. Baudot pendant sa thèse. Une grande part des résultats présentés dans ce chapitre est en cours de publication (J. Harmle et al. [66]).

6.1 Théorie du MOKE pour des couches ferromagnétiques déposées sur une surface vicinale

6.1.1 Référentiel cartésien utilisé

Dès que les échantillons étudiés ne sont pas invariants par rotation autour de la normale à l'échantillon z, nous devons utiliser deux référentiels cartésiens distincts, celui pour la lumière $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$, et celui associé à l'échantillon $(\hat{X}, \hat{Y}, \hat{z})$ (Fig. 6.1). Pour le référentiel lié à la lumière $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$, $\hat{y}\hat{z}$ définit le plan d'incidence et \hat{z} la normale à l'échantillon. Dans le référentiel de l'échantillon $(\hat{X}, \hat{Y}, \hat{z})$, \hat{X} est perpendiculaire aux bords de marches, et donc le plan $\hat{X}\hat{z}$ est le seul plan miroir de l'interface vicinale. Lorsque l'on fait tourner l'échantillon autour de \hat{z} , la rotation des marches vicinales par rapport au référentiel de la lumière est exprimé par l'angle $\alpha = (\hat{x}, \hat{X})$. La direction de l'aimantation dans l'échantillon est reperée par les angles β , γ dans le référentiel de la lumière [voir Fig. 6.1(c)], de telle manière que l'aimantation normalisée soit $m = [\cos \gamma \cos \beta, \cos \gamma \sin \beta, \sin \gamma]$.

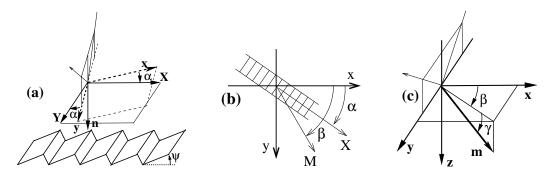


Figure 6.1: Definition des systèmes cartésiens pour la lumière $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$ et l'échantillon $(\hat{X}, \hat{Y}, \hat{z})$. Le plan $\hat{y}\hat{z}$ est le plan d'incidence. α est l'angle de rotation de l'échantillon autour de l'axe z, reperé par rapport à l'axe \hat{x} . La direction de l'aimantation normalisée m est déterminée par les angles β et γ dans le système de coordonnées lié à la lumière.

6.1.2 Tenseur de permittivité de la couche FM au voisinage de l'interface vicinale

Les propriétés optiques et magnéto-optiques d'une couche FM déposée sur une surface de basse symétrie sont décrites par le tenseur de permittivité ε , qui peut être décomposé en une partie structurale $\varepsilon_{\rm str}$, dûe à la brisure de symétrie structurale, et en une partie magnétique $\varepsilon_{\rm mag}$, induite par l'aimantation de la couche FM.

Partie structurale du tenseur de permittivité: Plus loin, nous montrerons qu'un milieu dans lequel on peut observer le VISMOKE doit présenter des éléments non-diagonaux de permittivité (ε_{xz} , ε_{zy} , ε_{yz} ou ε_{zx}), associés à cette brisure de symétrie structurale. Compte tenu des relations de réciprocité d'Onsager, le tenseur de permittivité est toujours symétrique, de telle manière que $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji}$, en l'absence de tout champ magnétique. En

conséquence, à partir d'arguments de symétrie [14], le milieu doit appartenir à l'un des groupes de symétrie ponctuel suivant : 1, $\bar{1}$, 2, $\bar{2}$, 2/m, pour fournir des élements du tenseur de permittivité non diagonaux différents de zéro, et de ce fait, induire un VISMOKE. Les seules opérations de symétrie permises sont un plan miroir et l'inversion. Au voisinage de l'interface vicinale, le milieu a une symétrie m tandis qu'à l'intérieur de la couche la symétrie devient 2/m. Dans ce cas, pour $\alpha=0$, c-à-d. $\hat{x}\parallel\hat{X}$ (Figure 6.1), la partie structurale du tenseur de permittivité au voisinage de l'interface vicinale a la forme

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{\text{str}}(\alpha=0) = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & \varepsilon_s \\ 0 & \varepsilon_{yy} & 0 \\ \varepsilon_s & 0 & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix}$$
(6.1)

où ε_s est une perturbation structurale non diagonale qui est non nulle seulement au voisinage de l'interface vicinale, c-à-d. sur une profondeur mémoire t_s , en général plus faible que l'épaisseur $t^{\text{(fm)}}$ de la couche FM.

Par rotation de l'échantillon d'un angle α autour de l'axe z, $\varepsilon_{\rm str}(\alpha)$ prend la forme

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{\mathrm{str}}(\alpha) = (\mathbf{R}_{\alpha})^{-1} \boldsymbol{\varepsilon}_{\mathrm{str}}(\alpha = 0) \mathbf{R}_{\alpha} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} \cos^{2} \alpha + \varepsilon_{22} \sin^{2} \alpha & \frac{1}{2} (\varepsilon_{11} - \varepsilon_{22}) \sin 2\alpha & \varepsilon_{s} \cos \alpha \\ \frac{1}{2} (\varepsilon_{11} - \varepsilon_{22}) \sin 2\alpha & \varepsilon_{22} \cos^{2} \alpha + \varepsilon_{11} \sin^{2} \alpha & \varepsilon_{s} \sin \alpha \\ \varepsilon_{s} \cos \alpha & \varepsilon_{s} \sin \alpha & \varepsilon_{33} \end{bmatrix},$$

$$(6.2)$$

où \mathbf{R}_{α} est la matrice rotation

$$\mathbf{R}_{\alpha} = \begin{bmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha & 0 \\ -\sin \alpha & \cos \alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \tag{6.3}$$

Partie magnétique du tenseur de permittivité: Considérant $m = [\cos \gamma \cos \beta, \cos \gamma \sin \beta, \sin \gamma]$ [Figure 6.1(c)], la partie magnétique du tenseur de permittivité s'écrit

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{\text{mag}} = \begin{bmatrix} 0 & \varepsilon_m \sin \gamma & -\varepsilon_m \cos \gamma \sin \beta \\ -\varepsilon_m \sin \gamma & 0 & \varepsilon_m \cos \gamma \cos \beta \\ \varepsilon_m \cos \gamma \cos \beta & -\varepsilon_m \cos \gamma \cos \beta & 0 \end{bmatrix}. \tag{6.4}$$

Cette forme est uniquement valable pour des matériaux isotropes, cubiques ou hexagonaux. On suppose que les perturbations structurale et magnétique sont faibles et indépendantes l'une de l'autre et que la partie magnétique du tenseur de permittivité est la même que pour un matériau isotrope.

Tenseur de permittivité d'une couche FM sur une interface vicinale: Si les perturbations structurale et magnétique sont faibles, le tenseur de permittivité ε au voisinage de l'interface FM (sur une épaisseur t_s) est déterminé par la somme des contributions stucturale [Équation (6.2)] et magnétique [Équation (6.4)]

$$\varepsilon = \varepsilon_{\rm str} + \varepsilon_{\rm mag}.$$
 (6.5)

Toutes les composantes de la forme générale du tenseur de permittivité ε sont données dans la Table 6.1. Il y a deux sortes d'éléments structuraux non-diagonaux. Nous montrerons [Équation (6.6)] que le VISMOKE provient uniquement de l'élément non-diagonal ε_s , qui

est présent dans des systèmes ayant une très basse symétrie (un plan miroir). Les autres éléments structuraux non-diagonaux, $\varepsilon_{xy} = \varepsilon_{yx} = (1/2)(\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy})\sin 2\alpha$, qui proviennent de la différence entre éléments de permittivité diagonaux après rotation de l'échantillon autour de \hat{z} , ne donnent pas naissance au VISMOKE.

6.1.3 Réponse MO d'une couche FM déposée sur une surface vicinale

La réponse MO d'une couche FM ultra-mince d'épaisseur $t^{(\text{fm})}$, prise en sandwich entre une couche tampon infinie et une couche de couverture a été donnée en section 3.2, pour une forme générale du tenseur de permittivité de la couche FM. Plus précisément, on suppose que ce tenseur de permittivité [Équation (3.1)] a des éléments non-diagonaux arbitraires tandis que les éléments diagonaux sont supposés identiques, $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz} = \varepsilon_0^{(\text{fm})}$. Le s ou p-MOKE provenant d'une telle couche FM ultra-mince s'expriment par [Équation 3.5)]:

$$\begin{split} \Phi_{\mathbf{s}} &\equiv -\frac{r_{\mathbf{ps}}}{r_{\mathbf{ss}}} = \chi \, Q \, V_{\mathbf{s}} \, t^{(\mathrm{fm})} \, \left(i \varepsilon_{yx} \frac{N_z^{(\mathrm{nf})}}{N^{(\mathrm{nf})}} + \frac{i N_y N^{(\mathrm{nf})} \varepsilon_{zx}}{\varepsilon_0^{(\mathrm{fm})}} - i \frac{\varepsilon_{zx} \varepsilon_{yz} N_z^{(\mathrm{nf})}}{\varepsilon_0^{(\mathrm{fm})} N^{(\mathrm{nf})}} \right) \\ \Phi_{\mathbf{p}} &\equiv \frac{r_{\mathbf{sp}}}{r_{\mathbf{pp}}} = \chi \, Q \, V_{\mathbf{p}} \, t^{(\mathrm{fm})} \, \left(-i \varepsilon_{xy} \frac{N_z^{(\mathrm{nf})}}{N^{(\mathrm{nf})}} + \frac{i N_y N^{(\mathrm{nf})} \varepsilon_{xz}}{\varepsilon_0^{(\mathrm{fm})}} + i \frac{\varepsilon_{xz} \varepsilon_{zy} N_z^{(\mathrm{nf})}}{\varepsilon_0^{(\mathrm{fm})} N^{(\mathrm{nf})}} \right). \end{split}$$
(6.6)

Rappelons que les 1^{er} et le 2^{ème} terme des Équations (6.6) représentent les contributions PMOKE et LMOKE généralisées au MOKE mesuré. Le 3^{ème} terme donne naissance au VISMOKE.

Considérons la forme du tenseur de permittivité valable à l'interface vicinale (Table 6.1). Rappelons que l'élément structural non-diagonal de permittivité ε_s n'est actif que sur une profondeur mémoire t_s , mais que l'élément magnétique non-diagonal de permittivité ε_m est supposé constant sur toute l'épaisseur $t^{(\text{fm})}$ de la couche FM (voir section 6.1.2). C'est le cas pour une couche FM déposée sur une surface vicinale.

On trouve alors que le s ou le p-MOKE dépendant des différentes contributions indiquées en Table 6.2. Les coefficients A et B nouvellement introduits sont définis par

$$\mathsf{A} = \frac{iN_z^{(\mathrm{nf})}}{N^{(\mathrm{nf})}}, \qquad \mathsf{B} = \frac{iN_y N^{(\mathrm{nf})}}{\varepsilon_0^{(\mathrm{fm})}}. \tag{6.7}$$

Les coefficients χ , $V_{\rm s/p}$, Q décrivent l'influence du cristal non-FM supposé d'épaisseur infinie, de l'angle d'incidence et de paramètres concernant la couche de protection. Ces coefficients ont déjà été définis et discutés dans la section 3.2. On distingue les contributions "magnétiques" et "structurales" dépendant ou non de l'aimantation de la couche FM. Les contributions magnétiques du second ordre, proportionelles à ε_m^2 sont négligées.

Nous ne discuterons pas ici en détail des contributions structurales non-magnétiques au MOKE (Table 6.2). Leur détermination peut être utile si on veut mesurer directement ε_s à partir de la rotation α du film autour de sa normale. Cependant en section 6.3, nous avons utilisé une autre approche pour déterminer la valeur de ε_s à partir de mesures de réflectivité.

Commentons maintenant les termes magnétiques de la Table 6.2:

 Les contributions appelées "PMOKE magnétique" et "LMOKE magnétique" ne sont rien d'autres que les PMOKE et LMOKE classiques.

	contribution structurale $\varepsilon_{\rm str}$ [sur une épaisseur t_s]	contribution magnétique $\varepsilon_{\mathrm{mag}}$ [sur une épaisseur $t^{(\mathrm{fm})}$]
$\varepsilon_{xx}; \left(\begin{array}{ccc} \bullet & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot \end{array} \right)$	$\varepsilon_{xx}\cos^2\alpha + \varepsilon_{yy}\sin^2\alpha$	0
$arepsilon_{yy}; \left(egin{array}{ccc} \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \bullet & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot \end{array} ight)$	$\varepsilon_{yy}\cos^2\alpha + \varepsilon_{xx}\sin^2\alpha$	0
$\varepsilon_{zz}; \left(egin{array}{ccc} \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & ullet \end{array} ight)$	$arepsilon_{zz}$	0
$\varepsilon_{xy}; \left(egin{array}{ccc} \cdot & ullet & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot \end{array} ight)$	$\frac{1}{2}(\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy})\sin 2\alpha$	$\varepsilon_m \sin \gamma$
$arepsilon_{yx}; \left(egin{array}{ccc} \cdot & \cdot & \cdot \\ \bullet & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot \end{array} ight)$	$\frac{1}{2}(\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy})\sin 2\alpha$	$-\varepsilon_m \sin \gamma$
$\varepsilon_{xz}; \left(\begin{array}{ccc} \cdot & \cdot & \bullet \\ \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot \end{array} \right)$	$arepsilon_s\coslpha$	$-\varepsilon_m \cos \gamma \sin \beta$
$arepsilon_{zx}; \left(egin{array}{ccc} \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot \\ \bullet & \cdot & \cdot \end{array} ight)$	$\varepsilon_s\coslpha$	$\varepsilon_m \cos \gamma \sin \beta$
$\varepsilon_{yz}; \left(egin{array}{ccc} \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \bullet \\ \cdot & \cdot & \cdot \end{array} \right)$	$\varepsilon_s \sin \alpha$	$\varepsilon_m \cos \gamma \cos \beta$
$arepsilon_{zy}; \left(egin{array}{ccc} \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & ullet & \cdot \end{array} ight)$	$\varepsilon_s \sin \alpha$	$-\varepsilon_m \cos \gamma \cos \beta$

Table 6.1: Élements du tenseur de permittivité ε pour une couche FM déposée sur une surface vicinale, pour une rotation de l'échantillon α , et pour une aimantation reperée par les angles β et γ (Figure 6.1).

		s-MOKE normalisé $\frac{\Phi_{\mathtt{s}}}{\overline{\chi V_{\mathtt{s}} Q}}$	p-MOKE normalisé $\frac{\Phi_{\rm p}}{\chi V_{\rm p} Q}$
magnétique	PMOKE	$-At^{(\mathrm{fm})}arepsilon_{m}\sin\gamma$	$-At^{(\mathrm{fm})}arepsilon_m\sin\gamma$
	VISMOKE	$-At_s\frac{\varepsilon_s\varepsilon_m}{\varepsilon_0^{(\mathrm{fm})}}\cos\gamma\cos(\alpha-\beta)$	$-At_s \frac{\varepsilon_s \varepsilon_m}{\varepsilon_0^{(\mathrm{fm})}} \cos \gamma \cos(\alpha - \beta)$
	LMOKE	$Bt^{(\mathrm{fm})}\varepsilon_{m}\cos\gamma\sin\beta$	$-Bt^{(\mathrm{fm})}\varepsilon_m\cos\gamma\sin\beta$
structural	PMOKE	$At_s \tfrac{1}{2} (\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy}) \sin 2\alpha$	$-At_s\frac{1}{2}(\varepsilon_{xx}-\varepsilon_{yy})\sin2\alpha$
	VISMOKE	$-At_s\frac{\varepsilon_s^2}{2\varepsilon_0^{(\mathrm{fm})}}\sin2\alpha$	$At_s \frac{\varepsilon_s^2}{2\varepsilon_0^{(\mathrm{fm})}} \sin 2\alpha$
	LMOKE	$Bt_sarepsilon_s\coslpha$	$Bt_sarepsilon_s\coslpha$

Table 6.2: Contributions structurales et magnétiques au MOKE généralisé pour la couche FM déposée sur une surface vicinale et protégée par une couche de couverture. Les coefficients A et B sont définis par l'Éq. (6.7). Notez que le VISMOKE "magnétique" provient d'une épaisseur FM mémoire t_s , tandis que les PMOKE et LMOKE "magnétique" sont associés à l'épaisseur totale $t^{\text{(fm)}}$ de la couche FM.

- Le nouveau "VISMOKE magnétique" provient à la fois des parties structurale ε_s et magnétique ε_m des permittivités non-diagonales. Par la suite on appellera VISMOKE uniquement sa partie "magnétique".
- Les deux effets PMOKE et VISMOKE sont présents sous incidence normale ($\varphi = 0$) et ont la même dépendance avec φ . La séparation entre ces deux contributions peut seulement être obtenue en faisant tourner l'échantillon d'un angle α autour de sa normale (Table 6.2).
- Le VISMOKE (magnétique) varie comme $\cos(\alpha \beta)$. En conséquence:
 - il est nul pour $\alpha \beta = \pm \pi/2$, c-à-d. lorsque l'aimantation est parallèle au bord des marches vicinales. Comme nous le démontrerons par la suite, c'est aussi l'axe d'aimantation facile pour le système Co/Au(322). En conséquence, aucun VISMOKE n'est attendu dans l'état rémanent,
 - pour une orientation de l'aimantation fixée par rapport au référentiel de la lumière (β , γ fixés), le VISMOKE a une périodicité 2π lorsqu'on fait tourner le film autour de sa normale (axe \hat{z}). Ceci signifie que l'inversion du signe du VISMOKE est attendu pour une rotation de l'échantillon de π , c-à-d. $\alpha \to \alpha + 180^{\circ}$.
- Les coefficients $V_{s/p}$, Q et A (et donc le PMOKE et le VISMOKE) sont des fonctions paires de l'angle d'incidence φ , et sont quasi-constantes dans l'intervalle $\langle -30^{\circ}; 30^{\circ} \rangle$. Le coefficient B (et donc le LMOKE) est impair avec φ et varie quasi-linéairement avec φ dans la gamme $\langle -30^{\circ}; 30^{\circ} \rangle$.

6.2 Résultats expérimentaux pour le Co déposé sur une surface vicinale Au(322)

Pour une couche de Co déposée sur une surface vicinale Au (322), l'aimantation se réoriente de manière continue de la direction perpendiculaire à parallèle au plan du film lorsqu'on augmente l'épaisseur de la couche de Co, $t^{\rm (Co)}$, entre 2 Plans Atomiques (PA) et 5 PA. Lorsque le Co est déposé sur une surface vicinale d'or, on trouve que l'anisotropie magnétique diminue si on augmente l'angle de "miscut". Ces résultats ont été obtenus dans le cadre d'une collaboration entre notre équipe et le groupe groupe de Physique des Solides de l'Université Paris Sud. Ils seront discutés en détail dans la thèse de G. Baudot.

Pour étudier le VISMOKE, une structure en couches ultra-minces Au(7 PA)/Co(5 PA)/Au(322) fut sélectionnée afin d'obtenir une anisotropie planaire suffisamment grande, de manière à obtenir une faible aimantation rémanente hors plan. Toutes les mesures MOKE présentées dans ce chapitre ont été obtenues sur cet échantillon et ont été réalisées avec le dispositif expérimental MO utilisant un modulateur photoélastique [7].

6.2.1 Préparation et structure de Au/Co/Au(322)

Le cristal de Au(322) étudié est un disque de 2 mm d'épaisseur et de 4 mm de diamètre. Il a été poli de manière à obtenir une surface miroir. La surface a été préparée in-situ dans une chambre à ultra-vide poussé (pression de base de 3×10^{-11} mbar), par des cycles répétés de pulvérisation de ${\rm Ar}^+$ à 900 eV, puis recuits à 800 K. La morphologie obtenue pour ce cristal est représentée sur la Figure 6.2(a). Elle montre des marches régulièrement espacées séparant des terrasses distribuées en largeur avec une valeur moyenne de 1,2 nm. La propreté de cette surface initiale a été testée par spectroscopie électronique Auger. Intrinsèquement, la surface vicinale Au(322) est désorientée par un angle de "miscut" $\psi=11,4^\circ$ par rapport à la direction [111], et est constituée idéalement par des terrasses de largeur 1,17 nm. L'épaisseur de ces marches est monoatomique, c-à-d. de hauteur 0,235 nm [59].

L'évaporation du Co $(0.5\,\mathrm{PA/min})$ est réalisée à partir d'un barreau de Co de diamètre 2 mm chauffé directement par bombardement électronique $(I_{em}=12~\mathrm{mA},~U=900~\mathrm{V})$. La pression durant l'évaporation est maintenue au-dessous de $2\times10^{-10}~\mathrm{mbar}$. La morphologie de la surface de Co est presentée sur la Figure $6.2(\mathrm{b})$; elle permet de mettre en évidence que la croissance du Co n'est pas pseudomorphe sur cette surface Au(322). Tandis qu'il est toujours possible de distinguer une réminiscence des marches vicinales, la surface de Co est rugueuse et beaucoup plus isotrope que celle de la surface initiale Au(322). Ceci est dû au fait que le Co ne croit pas couche par couche car il a une énergie de surface plus grande que Au. Pour cette raison, on considère que l'interface Co/Au(322) est la source de brisure de symétrie pour les calculs VISMOKE. La croissance plus isotrope de la couche de Co justifie l'introduction d'une profondeur mémoire t_s (section 6.1.2 et Table 6.2). Finalement, la couche de Co $(5\,\mathrm{PA})$ est couverte par une couche de Au $(7\,\mathrm{PA})$ afin de pouvoir effectuer des mesures MO ex-situ.

6.2.2 Cycle MOKE en configuration polaire, $H \parallel \hat{z}$

La Figure 6.3 représente les cycles d'hystérésis MOKE ($\mathbf{H} \parallel \hat{z}$) de l'échantillon Au(7 PA)/Co(5 PA)/Au(322) sous incidence normale ($\varphi = 0$). Dans cette configuration on mesure uniquement le PMOKE, c-à-d. la composante d'aimantation m_z . Le LMOKE est nul

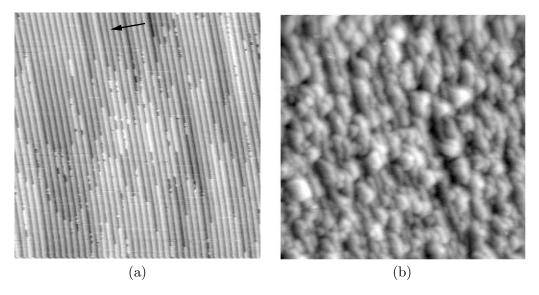


Figure 6.2: Image STM (50 nm \times 50 nm) (a) de la surface vicinale Au(322) (b) d'une couche de Co(4 PA), déposée sur cette surface Au(322). La flèche indique la direction [$2\bar{1}\bar{1}$] de pas descendant. Les deux images sont prises selon la même orientation [59].

car $\varphi=0$. Aucun VISMOKE n'est présent car, comme nous le montrerons plus tard, l'aimantation rémanente dans le plan s'oriente selon les bords de marches de Au(322) (c-à-d. $\alpha-\beta=\pm\pi/2$).

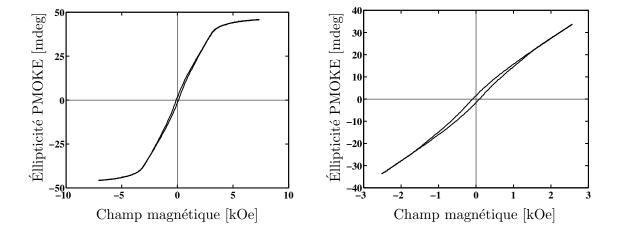


Figure 6.3: Cycle d'hystérésis de l'éllipticité PMOKE ($\boldsymbol{H} \parallel \hat{z}$) de l'échantillon Au(7PA)/Co(5PA)/Au(322), pour une énergie de photons 1,95 eV. La Figure de gauche montre l'ensemble du cycle tandis que la Figure de droite donne le cycle mineur.

La forme du cycle d'hystérésis indique que les spins sont majoritairement dans le plan. Cependant, on observe un cycle d'hystérésis très légèrement ouvert donnant une faible aimantation rémanente (Fig. 6.3). Ceci signifie que l'axe de facile aimantation n'est plus exactement orienté dans le plan, mais sort du plan d'un angle $\gamma_0 = 1, 4^{\circ}$. Cette valeur est déterminée à partir du rapport des signaux PMOKE dans l'état rémanent et à saturation; ce rapport est égal à sin γ_0 .

6.2.3 Cycle MOKE en champ transverse, $H \parallel \hat{x}$

Nous discutons ici des cycles d'hystérésis MOKE mesurés en champ transverse, $\mathbf{H} \parallel \hat{x}$. Cette configuration ne doit pas être confondue avec le MOKE transverse, ou TMOKE, qui provient de la variation du coefficient de réflexion r_{pp} avec m_x , et qui est nul ici pour $\varphi = 0$ (voir section 2.2). Le terme transverse signifie ici que le champ magnétique externe est appliqué perpendiculairement au vecteur d'onde de la lumière incidente et réfléchie.

Les cycles MOKE pour $\varphi = 0$ sont présentés sur la Figure 6.4, pour un champ transverse appliqué selon l'axe x, et pour plusieurs valeurs de l'angle de rotation α . La Figure 6.4 montre que l'on obtient des cycles d'hystérésis idéalement carrés pour $\alpha = \pm 90^{\circ}$ (c-à-d. lorsque $H \parallel \hat{Y}$, qui est la direction des bords de marches). Le fait que ces cycles soient très carrés démontre que l'axe de facile anisotropie est orienté dans la direction des contremarches, ce qui correspond à \hat{Y} . Ces cycles carrés sont seulement liés au PMOKE car à la fois le LMOKE ($\varphi = 0$) et le VISMOKE ($\beta = 0$ à saturation, et donc $\cos(\alpha - \beta) = 0$) sont nuls dans cette configuration (voir Table 6.2). Pour $\alpha = \pm 90^{\circ}$, le faible signal PMOKE observé provient d'une faible désorientation hors plan de l'axe facile, d'un angle $\gamma_0 = 1, 4^{\circ}$ (voir section précédente 6.2.2 et Fig. 6.3). Comme prévue, la valeur de l'ellipticité rémanente PMOKE (1,1 mdeg) dans la configuration en champ transverse correspond exactement à l'inclinaison des spins $\gamma_0 = 1, 4^{\circ}$, déterminée précédemment à partir du PMOKE mesuré sous champ $H \parallel \hat{z}$.

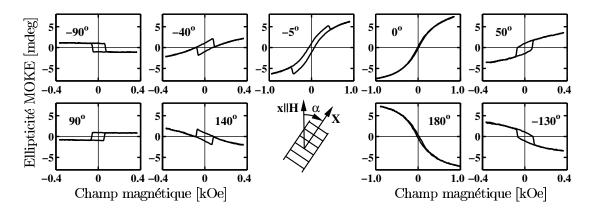


Figure 6.4: Cycles d'hystérésis de l'éllipticité MOKE mesurés sur l'échantillon $\operatorname{Au}(7\operatorname{PA})/\operatorname{Co}(5\operatorname{PA})/\operatorname{Au}(322)$ pour plusieurs angles de rotation $\alpha=(\hat{x},\hat{X})$. Les mesures sont effectuées sous incidence nulle, le champ magnétique est appliqué dans la direction transverse $(\boldsymbol{H}\parallel\hat{x})$.

Considérant les arguments de symétrie d'un plan miroir, le PMOKE en champ transverse devrait s'annuler à cause de l'équivalence des deux axes d'anisotropie orientés à $\gamma_0 = \pm 1, 4^{\circ}$ [Fig. 6.5(a)]. Cependant, dans notre cas, une autre perturbation structurale de faible amplitude lève cette dégénérescence, ce qui permet de sélectionner un seul axe [Fig. 6.5(b)]. L'image STM de la surface vicinale Au(322) (Fig. 6.2) montre que la normaleaux marches est très faiblement désorienté par rapport à la direction [$2\bar{1}\bar{1}$], ce qui provoque des brisures atomiques toujours orientées dans la même direction. Cet effet explique bien une telle brisure de symétrie additionnelle. L'absence d'un second axe facile est confirmée par la similitude des cycles d'hystérésis mesurés lorsque H est appliqué quasi-transversalement mais plus ou moins légèrement désorienté hors plan.

Les cycles d'hystérésis MOKE, mesurés en champ transverse $(\mathbf{H} \parallel \hat{x})$ pour $\varphi = 0$ (Fig. 6.4), peuvent être décomposés en un cycle carré auquel s'ajoute une conposante liée

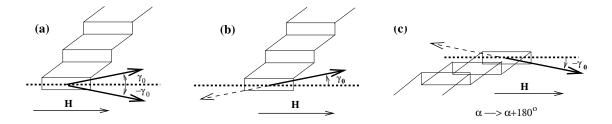


Figure 6.5: (a) Axes de facile aimantation pour la couche de Co(5 PA), déposée sur la surface vicinale Au(322), déterminés à partir d'arguments de symétrie pure. (b) Seul subsiste un seul axe d'aimantation lorsque la symétrie miroir est supprimée. Ceci provient probablement des protubérances atomiques à la surface Au(322) (voir Fig. 6.2). (c) Même situation que (b), mais après rotation de l'échantillon autour de l'axe z par un angle de 180°. Si un seul axe facile est présent, une rotation de l'échantillon du type $\alpha \to \alpha + 180^\circ$ inverse le sens de l'aimantation (c.à.d $\gamma_0 \to -\gamma_0$).

à la variation sous champ en forme de S. Les dépendances des amplitudes maximales du cycle carré et du signal sous champ en forme de S avec l'angle de rotation α sont présentées sur la Figure 6.6. Rappelons que le cycle carré est associé au PMOKE. L'amplitude du PMOKE à saturation (Fig. 6.6, \triangle) ne dépend pas de l'angle α , mais change de signe lorsque α passe par 0° ou 180°. Ceci est toujours en accord avec la présence d'un seul axe de facile aimantation, comme le montrent les Figures 6.5(b) et (c). Lorsque l'échantillon est tourné de α à $\alpha + 180$ °, le cycle est inversé, c-à-d. que γ_0 change de signe.

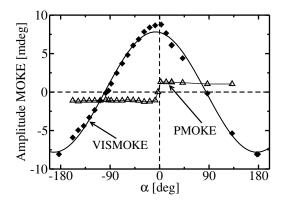


Figure 6.6: Dépendance de l'ellipticité maximale s-MOKE du cycle carré (\triangle) et du signal en forme de S (\blacklozenge), les contributions MOKE sont déterminées à partir des cycles d'hystérésis tels que ceux qui sont presentés sur la Figure 6.4. La contribution en forme de S est bien approximée par une fonction cosinus (ligne continue).

La contribution en forme de S à l'ellipticité MOKE induite sous champ est le VISMOKE (Fig. 6.6, \spadesuit). Elle atteint un maximum, bien plus grand que l'amplitude maximale du cycle carré, lorsque l'aimantation est perpendiculaire aux bords de marche, c-à-d. pour $(\alpha - \beta) = 0$ ou 180° . Ce signal VISMOKE maximal est observé lorsque les cycles d'hystérésis sont mesurés pour $\alpha = 0$ ou 180° (Fig. 6.4). Comme nous l'avons prédit théoriquement (Table 6.2), et pour $\beta = 0$, le VISMOKE dépend de α comme $\cos \alpha$. En définitive, la basse symétrie miroir des marches vicinales fixe une périodicité 2π pour le VISMOKE, c-à-d. que ce dernier change de signe lorsqu'on tourne l'échantillon de 180° . A notre connaissance, ce comportement inusuel n'a jamais été trouvé expérimentalement

pour d'autres films FM ultra-minces déposés sur une surface vicinale.

La dépendance du champ coercitif H_c dans le plan avec l'angle de rotation α (Figure 6.7) fournit la principale preuve que l'axe d'anisotropie est orienté dans le plan des contremarches. En accord avec le modèle de l'anisotropie uniaxiale [67], le champ coercitif varie comme $H_c = H_{c0}/\sin\alpha$, et diverge pour $\alpha = 0^{\circ}$, 180° , c-à-d. lorsque H devient perpendiculaire aux bords de marches. En d'autres termes, ce modèle prédit que la projection du champ coercitif H_c sur l'axe facile reste constant.

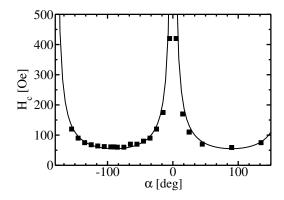


Figure 6.7: Dépendance du champ coercitif H_c pour un cycle planaire avec l'angle de rotation α . L'origine $\alpha = 0$ correspond à $\mathbf{H} \parallel \hat{X}$. La ligne pleine montre l'ajustement des résultats avec la fonction $H_c = H_{c0}/|\sin\alpha|$, avec $H_{c0} = 55$ Oe.

6.2.4 Détermination de ε_s à partir de mesures MOKE

Le VISMOKE, mesuré à une énergie de photons $E=1,95\,\mathrm{eV}$, pour $\varphi=0$, vaut $(0-9\mathrm{i})$ mdeg à saturation. Le PMOKE saturé pour $\boldsymbol{H}\parallel\hat{z}$ $(\gamma=90^\circ)$ vaut $(-23+48\mathrm{i})$ mdeg En comparant les expressions analytiques du s-PMOKE $(\mathsf{A}\chi V_{\mathsf{s}}Q\,t^{(\mathrm{Co})}\varepsilon_m)$ avec celui du s-VISMOKE $(\mathsf{A}\chi V_{\mathsf{s}}Q\,t_s\varepsilon_s\varepsilon_m/\varepsilon_0^{(\mathrm{fm})})$, la valeur de ε_s peut être estimée à partir du rapport VISMOKE/PMOKE. Nous déduisons alors $\varepsilon_s t_s/\varepsilon_d t^{(\mathrm{Co})} = (-0,15+0,07\mathrm{i}) \pm 0,02\,\mathrm{mdeg}$. Supposant une épaisseur mémoire $t_s=2\,\mathrm{PA}$, et utilisant la permittivité diagonale pour le Co, $\varepsilon_0^{(\mathrm{fm})}=-12,6+18,5\mathrm{i}$ [68], nous avons déduit une assez grande valeur pour l'élément structural non diagonal $\varepsilon_s=1,42-9,38\mathrm{i}$. Cette valeur doit être comparée avec $\varepsilon_0^{(\mathrm{nf})}=-13,47+1,27\mathrm{i}$ pour l'Au et $\varepsilon_0^{(\mathrm{fm})}=-12,56+18,53\mathrm{i}$ pour la couche de Co.

6.3 Détermination expérimentale optique de ε_s

Comme l'élément structural non-diagonal ε_s a une origine purement optique, nous pouvons déterminer sa valeur à partir de mesures opto-structurales. Par exemple, ε_s peut être déterminé à partir de la dépendance du signal MOKE avec la rotation de l'échantillon, c-à-d. $\Phi^{(\text{struc})}(\alpha)$ (Table 6.2).

Afin d'obtenir la meilleure précision sur ε_s , nous avons préféré garder une position fixe pour l'échantillon et fait tourner tous les éléments optiques par un angle μ . Par cette méthode, le faisceau réfléchi est maintenu dans la même position à travers tous les éléments optiques et la lumière teste toujours la même partie de l'échantillon. À cet effet, nous avons utilisé le montage optique suivant : laser – polariseur(p) – échantillon – modulateur photoélastique (0°) – analyseur (45°) – détecteur. Le signal détecté à la

fréquence de modulation f du modulateur photo-élastique, et pour $\mu=0$, est proportionnel à l'ellipticité Kerr, c.à.d. $S=\Im(r_{\rm sp}/r_{\rm pp})$ [7]. Lorsque les éléments optiques sont tournés d'un angle μ , les coefficients de la matrice de réflexion initiale sont remplacés par des coefficients effectifs r'_{ij} , $i,j=\{{\tt s},{\tt p}\}$

$$\mathbf{R}' = \begin{bmatrix} r'_{\mathtt{s}\mathtt{s}} & r'_{\mathtt{s}\mathtt{p}} \\ r'_{\mathtt{p}\mathtt{s}} & r'_{\mathtt{p}\mathtt{p}} \end{bmatrix} = \mathbf{K}(\mu)\mathbf{R}\mathbf{K}(\mu)$$

$$= \begin{bmatrix} c^2 r_{\mathtt{s}\mathtt{s}} - s^2 r_{\mathtt{p}\mathtt{p}} + cs(r_{\mathtt{p}\mathtt{s}} - r_{\mathtt{s}\mathtt{p}}) & c^2 r_{\mathtt{s}\mathtt{p}} + s^2 r_{\mathtt{p}\mathtt{s}} + cs(r_{\mathtt{p}\mathtt{p}} + r_{\mathtt{s}\mathtt{s}}) \\ c^2 r_{\mathtt{p}\mathtt{s}} + s^2 r_{\mathtt{s}\mathtt{p}} - cs(r_{\mathtt{p}\mathtt{p}} + r_{\mathtt{s}\mathtt{s}}) & c^2 r_{\mathtt{p}\mathtt{p}} - s^2 r_{\mathtt{s}\mathtt{s}} + cs(-r_{\mathtt{s}\mathtt{p}} + r_{\mathtt{p}\mathtt{s}}) \end{bmatrix},$$

$$(6.8)$$

où c, s sont des abréviations de $\cos \mu$, $\sin \mu$. $\mathbf{K}(\mu)$ est la matrice rotation 2×2 . Comme nous pouvons le voir sur l'équation (6.8), la plus grande contribution au signal réfléchi, $S(\mu) = \Im(r'_{\mathsf{sp}}/r'_{\mathsf{pp}})$, n'est pas liée à ε_s mais à la somme des coefficients de réflexion $(r_{\mathsf{ss}} + r_{\mathsf{pp}})$ sous incidence oblique. Notez que pour $\varphi = 0$, $r_{\mathsf{ss}} = -r_{\mathsf{pp}}$ (voir Table 2.1 et 3.1). Cette contribution doit s'annuler après soustraction entre deux mesures successives effectuées à $\alpha = 0^\circ$ et $\alpha = 90^\circ$. Tenant compte du fait que $\Delta S = (S_{\alpha=90^\circ} - S_{\alpha=0})$ dépend peu de r_{sp} et r_{ps} dans nos conditions expérimentales, c-à-d. pour $\varphi = 10^\circ$, la dépendance de ΔS avec ε_s est principalement reliée à $\rho_{\mathsf{ss}}^{(2)}$, $\rho_{\mathsf{pp}}^{(2)}$, ce qui conduit à

$$\Delta S(\mu) \approx \frac{\rho_{\rm pp}^{(2)} - \rho_{\rm ss}^{(2)}}{r_{\rm pp}^{(0)} - r_{\rm ss}^{(0)}} \, \varepsilon_s^2 \, t_s \, \sin 2\mu, \tag{6.9}$$

où $r_{\rm ss}^{(0)}$, $r_{\rm pp}^{(0)}$ et $\rho_{\rm pp}^{(2)}$, $\rho_{\rm ss}^{(2)}$ sont les coefficients diagonaux de la matrice réflexion au premier et au second ordre en ε_{ij} , avec $i \neq j$. Ces coefficients sont définis dans la Table 3.1. Notez que $\Delta S \sim \varepsilon_s^2$.

Les données expérimentales relatives à la variation de $S(\mu)$ pour un échantillon dans son état rémanent, pour $\varphi = 10^{\circ}$ et $\alpha = 0^{\circ}$ ou 90° , et de leur différence ΔS sont représentées sur la Figure 6.8.

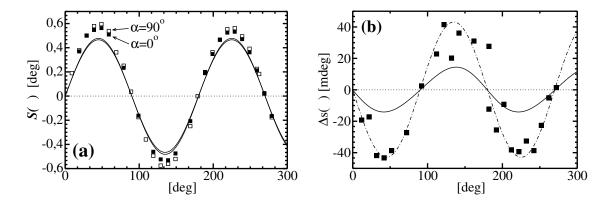


Figure 6.8: (a) Dépendance de la réflectivité différentielle optique mesurée entre les axes s et p, $S=\Im(r'_{\rm sp}/r'_{\rm pp})$, pour $\varphi=10^\circ$ et $\alpha=0^\circ$ (\square) ou $\alpha=90^\circ$ (\blacksquare), avec l'angle d'orientation μ des éléments optiques par rapport à l'échantillon [voir Éq. (6.8)]. Les courbes calculées $S(\mu)\sim\sin2\mu$ sont représentées par les lignes. (b) La différence $\Delta S(\mu)=S_{\alpha=90^\circ}(\mu)-S_{\alpha=0^\circ}(\mu)$ est reliée à ε_s^2 . La ligne continue montre la valeur de $\Delta S(\mu)$ calculée par le formalisme matriciel 4×4 , où l'on substitue ε_s par la valeur trouvée pour le rapport VISMOKE/PMOKE. La ligne en tirets-pointillés montre une variation en $-\sin 2\mu$ et sert de guide pour l'oeil.

Les résultats sont bien repreduits par la courbe théorique $S(\mu)$. On peut en déduire la courbe différentielle $\Delta S(\mu)$ [Fig. 6.8(b)] qui montre une dépendance du type $C \sin 2\mu$ avec C=40 mdeg. En substituant la valeur complexe de ε_s , obtenue à partir de mesures MOKE dans l'Équation (6.9), et en supposant que $t_s=2$ PA, nous déduisons C=15 mdeg. Donc, comme $\Delta S(\mu) \sim \varepsilon_s^2$, les présentes mesures de réflectivité donnent une valeur de ε_s plus grande d'un facteur 1,6 que celle qui fut déduite précédemment du rapport VISMOKE/PMOKE. Cependant on doit considérer que les erreurs de mesure et de calibration peuvent atteindre 20%.

Ceci ne permet toute fois pas d'expliquer le désaccord entre les déterminations de ε_s par MOKE et par mesure différentielle de réflectivité. Une raison à ce désaccord doit être plutôt cherchée dans notre modèle trop simplifié qui suppose un profil abrupt selon z pour ε_s (sur une épaisseur t_s) et ε_m (sur une épaisseur $t^{(\mathrm{fm})}$).

Considérant les profils $\varepsilon_s(z)$ et $\varepsilon_m(z)$, on doit noter que nos mesures sont sensibles à différentes quantités intégrales: le VISMOKE est proportionnel à $\int \varepsilon_s(z)\varepsilon_m(z)\mathrm{d}z$, le PMOKE à $\int \varepsilon_m(z)\mathrm{d}z$ et $\Delta S \sim \int \varepsilon_s^2(z)\mathrm{d}z$ (voir chapitre 4 ou la [22]). Donc, en l'absence d'une connaisance des profils en profondeur de ε_s et ε_m , il n'est pas raisonnable de donner une quelconque interprétation sur l'origine de ces désaccords entre détermination optique et MO de ε_S . D'un autre côté de telles mesures pourraient donner des informations sur les profils en profondeur de ε_s ou ε_m .

6.4 Modèle phénoménologique pour ε_s : application à l'interface Co/Au(322)

L'origine microscopique de la perturbation magnéto-structurale ε_s est certainement associée en partie à la différence entre les structures de bandes associées aux interfaces vicinale et planaire. Comme je l'ai déjà discuté au chapitre 4, l'évaluation de cette contribution requiert le dévelopement de calculs *ab-initio*. Une autre contribution provient de la différence des conditions aux limites présentées par le champ électrique, attendue entre une surface vicinale et une interface planaire. Je présente ici un modèle phénoménologique qui permet d'expliquer ε_s comme étant dû à cet effet. Ce modèle est présenté et détaillé dans la version anglaise du mémoire. Pour une faible vicinalité, il permet d'exprimer la

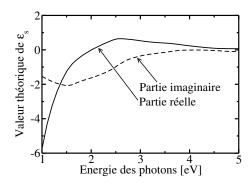


Figure 6.9: Partie réelle (ligne continue) et imaginaire (ligne en tirets) de la dépendance spectrale de ε_s au voisinage d'une interface Co/Au(322) (angle de 'miscut' $\psi = 11, 4^{\circ}$), calculées à partir de l'Éq. (6.10).

58

valeur de ε_s comme:

$$\varepsilon_s = \frac{1}{4} \left(\varepsilon_0^{\text{(Au)}} - \varepsilon_0^{\text{(Co)}} \right) \sin 2\psi. \tag{6.10}$$

C'est à dire que ε_s varie comme l'angle de "miscut" ψ s'il est suffisament faible.

La Fig. 6.9 représente la dépendance spectrale de ε_s calculée pour une couche de Co au voisinage de la surface vicinale [Expression (6.10)]. Pour $E=1,95\,\mathrm{eV}$, on trouve: $\varepsilon_s=0,09+1,67\mathrm{i}$. Cette valeur peut être comparée à celle qui a été déterminée expérimentalement à partir des mesures MOKE, c.à.d. $\varepsilon_s=1,42-9,38\mathrm{i}$. Cette valeur théorique vaut seulement 18% de la valeur expérimentale trouvée à partir du VISMOKE, et seulement 30% de celle déduite des mesures de réflectivité. En conséquence, pour obtenir un accord plus quantitatif, on doit certainement invoquer la modification des fonctions d'onde électroniques à l'interface vicinale. D'un point de vue expérimental, la connaissance de la variation spectrale de ε_s pourrait permettre de tirer des informations plus précises sur l'interface.

"... Faire ensuite le portrait de l'arbre en choisissant la plus belle de ses branches pour l'oiseau ..."

Chapitre 7

Génération de seconde harmonique (SHG) par une structure multicouche

La Génération de Seconde Harmonique (SHG), aussi appelée MO non-linéaire, est particulièrement bien adaptée pour étudier les surfaces et les interfaces enterrées dans des structures multicouches (pour une revue, voir [1, 2]). De plus, le signal de SHG dépend linéairement de l'aimantation et peut fournir des informations sur l'état d'aimantation en surface ou aux interfaces. Dans ce cas, on parle de MO sur Génération Optique de Seconde Harmonique (MOSHG). Comme nous le verrons plus loin, cette technique est complémentaire de l'effet Kerr en profondeur étudié précédemment (chapitre 5). Les propriétés spécifiques au MOSHG, comparées au MOKE, sont les suivantes:

- aucun SHG n'est généré dans des matériaux massifs centro-symétriques. Par contre, dans les multicouches métalliques, le MOSHG provient des surfaces et interfaces, où la symétrie d'inversion est brisée. Le MOSHG est alors sélectif à l'aimantation des surfaces et interfaces. C'est très différent du MOKE qui résulte d'une intégration des proprietés MO sur toute l'épaisseur de la structure FM,
- comme pour le MOKE, le MOSHG mesuré dans différentes configurations, teste différentes composantes d'aimantation (point discuté en section 8.3). Par exemple, les configurations ss et pp, définies plus loin, sont respectivement sensibles aux composantes longitudinale et transverse de l'aimantation. Comme nous le verrons plus loin, contrairement au MOKE, le MOSHG n'est jamais relié à la seule composante normale de l'aimantation,
- dans le cas du MOKE, les contributions des différentes couches FM sont simplement additives [15]. Au contraire, les contributions MOSHG issues des différentes interfaces interfèrent les unes avec les autres, conduisant à un comportement souvent complexe. Comme la phase du signal de MOSHG est opposée lorsque l'on renverse l'ordre des métaux aux interfaces métalliques [1], une couche FM prise en sandwich entre deux couches non-FM de même composition donne seulement naissance à un faible effet MOSHG résultant. Par exemple, dans la structure Au/Co/Au, où la

couche de Co est très fine, la contribution résultante des deux interfaces Au/Co est beaucoup plus faible que le signal MOSHG mesuré sur une seule interface [69].

De plus, nous avons vu (section 5.4) qu'il est aisé de déterminer la profondeur d'une couche FM avec le MOKE car il contient une information sur la phase. Dans le cas du MOSHG, la situation n'est pas aussi simple car on mesure usuellement l'intensité lumineuse qui ne contient pas l'information sur cette phase.

Le but de ce chapitre est de développer un nouveau formalisme, permettant de calculer le SHG et le MOSHG d'une structure multicouche. Ce travail fut essentiellement motivé par le fait qu'il n'existait pas de formalisme général sur ces effets.

L'originalité de mon approche est basée sur une description du SHG par une assemblée de dipôles électriques ponctuels placés sur les interfaces. Ceux-ci modifient les conditions limites à la frontière entre les deux matériaux, c'est à dire les composantes tangentielles de $E^{(2\omega)}$, $H^{(2\omega)}$. Ceci permet de calculer l'intensité émise par une distribution quelconque de dipôles. Ces dipôles sont supposés émettre une radiation soit cohérente, soit incohérente. De plus, ce formalisme est capable de traiter le cas de multicouches optiquement anisotropes.

Le formalisme qui existait précédemment fut proposé par Wierenga et al. [4]. Il supposait que le SHG était généré par une surface polarisée de manière homogène. La détermination rigoureuse des conditions limites fut proposée récemment par R. Atkinson et N.F. Kubrakov [70]. Les formules analytiques pour le MOSHG d'une interface air/FM furent dérivées par A.K. Zvezdin et N.F. Kubrakov [71].

Le formalisme présenté dans ce chapitre a été récemment soumis pour publication (J. Hamrle $et\ al.\ [72]$).

7.1 Démarche utilisée pour traiter le formalisme du SHG

Le formalisme du SHG présenté ici fait intervenir plusieurs étapes successives. Certaines d'entre elles sont soutendues par des considérations mathématiques. La démarche utilisée est schématisée sur la Fig. 7.1.

• La détermination du champ électrique au niveau de la $\nu^{\text{ième}}$ interface, à la fréquence fondamentale ω , $\boldsymbol{E}_{\nu}^{(\omega)}$, a déjà été résolue (section 3.2.5 de la version anglaise ou [72]). Il s'exprime sous la forme matricielle suivante: $\boldsymbol{E}_{\nu}^{(\omega)} = \boldsymbol{\mathsf{X}}_{\nu}^{(\omega)} \boldsymbol{J}_{0,+}^{(\omega)}$, où $\boldsymbol{\mathsf{X}}_{\nu}^{(\omega)}$ est la matrice des éléments de Fresnel généralisés pour la lumière pénétrant le système, et

$$\boldsymbol{J}_{0,+}^{(\omega)} = [\mathcal{E}_{0,s,-}^{(\omega)}, \mathcal{E}_{0,p,-}^{(\omega)}]^{\mathrm{T}}$$

$$(7.1)$$

est le vecteur de Jones correspondant.

• L'expression du moment du dipole électrique ponctuel situé sur la $\nu^{\text{ième}}$ interface est:

$$\boldsymbol{\mu}_{\nu}^{(2\omega)} = \chi_{\nu} \otimes \boldsymbol{E}_{\nu}^{(\omega)} \boldsymbol{E}_{\nu}^{(\omega)}, \tag{7.2}$$

où χ_{ν} est le tenseur de susceptibilité de rang trois (aussi appelé tenseur de susceptibilité non-linéaire, ou tenseur de susceptibilité du second ordre, ou tenseur- χ). Sa symétrie est discutée en section 8.1.

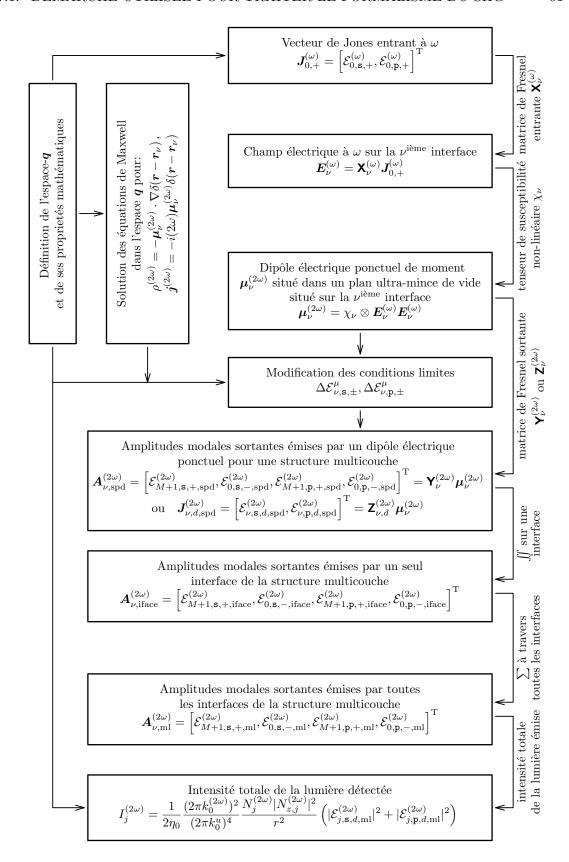


Figure 7.1: Schéma du formalisme SHG développé. Pour plus de détails voir la section 7.1.

- La présence du moment dipolaire $\mu_{\nu}^{(2\omega)}$ modifie les conditions limites qui doivent d'abord être déterminées. Pour cela, il est nécessaire de considérer certains aspects mathématiques. J'ai proposé de définir et de travailler dans un nouvel espace, l'espace-q, dans lequel la radiation émise par le dipôle électrique ponctuel est décrite par une fonction non divergente. Par contre, ce n'est pas le cas dans l'espace-k transformé de Fourier de l'espace-r réel.
- Les conditions limites aux interfaces, modifiées par la présence de dipôles, sont introduites dans le formalisme des matrices 4×4 afin de déterminer les amplitudes modales émises sortantes. La relation entre les amplitudes modales émises et le moment dipolaire s'exprime sous la forme matricielle suivante: $\mathbf{A}_{\nu,\mathrm{spd}}^{(2\omega)} = \mathbf{Y}_{\nu}^{(2\omega)} \boldsymbol{\mu}_{\nu}^{(\omega)}$, ou par $\mathbf{J}_{\nu,d,\mathrm{spd}}^{(2\omega)} = \mathbf{Z}_{\nu,d}^{(2\omega)} \boldsymbol{\mu}_{\nu}^{(2\omega)}$, où $\mathbf{Y}_{\nu}^{(2\omega)}$, $\mathbf{Z}_{\nu,d}^{(2\omega)}$ représentent les matrices de Fresnel généralisées sortantes.
- Le vecteur $A_{\nu,\text{iface}}^{(2\omega)}$ des amplitudes modales émises par une interface est alors déterminé par intégration sur tous les dipôles situés sur toute l'interface

$$\mathbf{A}_{\nu,\text{iface}}^{(2\omega)} = \iint d\mathbf{\rho}_{\nu} \, \mathbf{A}_{\nu,\text{spd}}^{(2\omega)}(\mathbf{\rho}_{\nu}). \tag{7.3}$$

Le vecteur des amplitudes émises par toute la structure multicouche est alors donné par la sommation sur toutes les intefaces:

$$\mathbf{A}_{\text{ml}}^{(2\omega)} = \sum_{\nu=1}^{M+1} \mathbf{A}_{\nu,\text{iface}}^{(2\omega)},\tag{7.4}$$

οù

$$\boldsymbol{A}_{\mathrm{ml}}^{(2\omega)} \equiv [\mathcal{E}_{M+1,\mathbf{s},+,\mathrm{ml}}^{(2\omega)}, \mathcal{E}_{0,\mathbf{s},-,\mathrm{ml}}^{(2\omega)}, \mathcal{E}_{M+1,\mathbf{p},+,\mathrm{ml}}^{(2\omega)}, \mathcal{E}_{0,\mathbf{p},-,\mathrm{ml}}^{(2\omega)}]^{\mathrm{T}}, \tag{7.5}$$

représente les amplitudes des modes polarisés ${\tt s}$ ou ${\tt p}$ qui se propagent dans le milieu du dessus (exposant 0), et dans le milieu du dessous (exposant M+1), dans une direction définie par ${\bm q}^{(2\omega)}=k_0^{(2\omega)}[0,N_y^{(2\omega)}]$, liée à l'ensemble de la structure.

 \bullet Enfin, j'exprime l'intensité totale $I_j^{(2\omega)}({\pmb r})$ émise en champ lointain. Après calcul on arrive à

$$I_j^{(2\omega)}(\mathbf{r}) \sim \frac{N_j^{(2\omega)} |N_{z,j}^{(2\omega)}|^2}{r^2} \left(|\mathcal{E}_{j,s,d,ml}^{(2\omega)}|^2 + |\mathcal{E}_{j,p,d,ml}^{(2\omega)}|^2 \right),$$
 (7.6)

où $\mathcal{E}_{j,\mathbf{s},d,\mathrm{ml}}^{(2\omega)}$, $\mathcal{E}_{j,\mathbf{p},d,\mathrm{ml}}^{(2\omega)}$ sont les amplitudes modales émises par toute la structure, $N_{z,j}^{(2\omega)}$ est la composante z du vecteur d'onde réduit (Table 3.1) et N_j est l'indice de réfraction.

"... peindre aussi le vert feuillage et la fraîcheur du vent la poussière du soleil et le bruit des bêtes de l'herbe dans la chaleur de l'été

et puis attendre que l'oiseau se décide à chanter . . . '

Chapitre 8

Sensibilité en profondeur du SHG

Dans ce chapitre, j'utilise le formalisme que j'ai introduit précédemment pour traiter de la sensibilité en profondeur du SHG, en particulier sur sa sélectivité aux interfaces enterrées, situées à différentes profondeurs dans une structure multicouche. Dans une structure multicouche magnétique deux questions fondamentales se posent sur le SHG et le MOSHG:

• Quelle est l'épaisseur de la couche testée au voisinage de chaque interface, et ceci en relation avec l'élément du tenseur de susceptibilité χ impliqué?

Comme nous l'avons dit, pour une structure multicouche composée de matériaux centro-symétriques (comme les métaux), le SHG est généré aux interfaces. Cependant, les arguments de symétrie ne prédisent en rien l'épaisseur active au voisinage de l'interface qui génére la SHG.

A .V. Pethukov et al. [73] ont montré, dans le cas d'une surface Al(111), que le SHG émis par des courants normaux à celle-ci (c.à.d. par un dipôle $\mu_z^{(2\omega)}$), émane d'une région très localisée à l'interface, tandis que pour des courants transverses (c.à.d. par un dipôle $\mu_x^{(2\omega)}$ ou $\mu_y^{(2\omega)}$), cette région est plus diffuse. Ils ont montré que χ_{zzz} est actif sur une épaisseur ultra-mince ~ 0.1 nm à l'interface, tandis que χ_{xxx} provient d'une zone estimée à 2 nm d'épaisseur. Ces deux éléments du tenseur χ sont reliés à différentes modifications de la structure électronique près de l'interface, χ_{zzz} étant plus sensible aux charges de surface et non à la corrugation, tandis que χ_{xxx} dépend plutôt de la diffusion des électrons et de la corrugation à la surface [73].

Ces prédictions furent aussi confirmées par Güdde et al. [74, 75] pour des films ultra-minces de Co et de Ni déposés sur Cu(001).

• Dans quelle mesure le SHG est il plus sélectif à une interface qu'à une autre dans une structure multicouche? En d'autres termes, quelle est la configuration SHG la mieux adaptée pour tester une interface donnée?

Je vais répondre à cette question en tenant compte des éléments de Fresnel généralisés pour une lumière entrant ou sortant de la multicouche. Les éléments de Fresnel entrant (de la matrice $\mathbf{X}_{\nu}^{(2\omega)}$) relient le vecteur de Jones incident au champ électrique sur chaque interface. D'un autre côté, les éléments de Fresnel sortant (de la matrice

 $\mathbf{Y}_{\nu}^{(2\omega)}$), ou plus tard définis à partir de la matrice $\mathbf{Z}_{\nu}^{(2\omega)}$ [Éq. 8.8], relient les composantes du dipôle $\mu_{j,\nu}^{(2\omega)}$, $j=\{x,y,z\}$ au vecteur de Jones émis $\mathbf{J}_{\nu,d}^{(2\omega)}$ à l'extérieur de la structure. À ma connaissance, il n'existe pas actuellement de traitement général du SHG et du MOSHG incluant ces éléments de Fresnel.

A. Kirilyuk et al. ont récemment déterminé les valeurs de certains éléments du tenseur de susceptibilité χ_{ijk} pour les interfaces air/Pt et Pt/CoNi de la structure Pt/CoNi/Pt en ajustant la dépendance angulaire du SHG pour plusieurs échantillons ayant différentes épaisseurs de Co [3]. Cependant, la plupart des travaux publiés (par exemple [76]) ne tiennent pas compte de ces éléments de Fresnel.

Les expériences de MOSHG qui illustrent ce chapitre ont été effectuées par L. Sampaio pendant son séjour dans notre groupe à Orsay, sur un montage expérimental situé à l'Institut d'Optique d'Orsay (Laboratoire Charles Fabry). Dans ce chapitre, je développe des calculs afin d'interpréter ces résultats expérimentaux. Le montage expérimental utilisé a été décrit précédemment [77]. Il permet d'effectuer des expériences de MOSHG et de MOKE dans les mêmes conditions optiques et thermiques (échauffement de l'échantillon par le faisceau laser).

La polarisation du faisceau incident à la fréquence ω et l'état de polarisation à la détection, définissent les configurations de base du SHG et du MOSHG. Il s'agit des configurations pp, ps, sp et ss. Par exemple, sp signifie que le faisceau incident est polarisé selon s (à ω) et que la détection s'effectue suivant une polarisation p (à 2ω).

8.1 Tenseur de susceptibilité non-linéaire χ et sa dépendance avec l'aimantation

Dans cette section, je discute de la forme du tenseur de susceptibilité non-linéaire χ et de sa dépendance avec l'aimantation d'interface. Je me limite à des interfaces ayant des symétries d'ordre 4, 6 ou infini, et à la SHG permise par des transitions dipolaires électriques. Je ne considère pas les faibles contributions au SHG, dûes aux mécanismes quadripolaire électrique et dipolaire magnétique. De plus, je suppose que la structure multicouche est constituée de couches et d'interfaces optiquement isotropes.

Le moment dipolaire électrique ponctuel $\mu_{\nu}^{(2\omega)} = \chi_{\nu} \otimes E_{\nu}^{(\omega)} E_{\nu}^{(\omega)}$ est déterminé pour chaque interface de la structure multicouche. Il peut être exprimé sous la forme matricielle

$$\begin{bmatrix}
\mu_x^{(2\omega)} \\
\mu_y^{(2\omega)} \\
\mu_z^{(2\omega)}
\end{bmatrix} = \begin{bmatrix}
\chi_{xxx} & \chi_{xyy} & \chi_{xzz} & \chi_{xyz} & \chi_{xxz} & \chi_{xxy} \\
\chi_{yxx} & \chi_{yyy} & \chi_{yzz} & \chi_{yyz} & \chi_{yxz} & \chi_{yxy} \\
\chi_{zxx} & \chi_{zyy} & \chi_{zzz} & \chi_{zyz} & \chi_{zxz} & \chi_{zxy}
\end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix}
(E_x^{(\omega)})^2 \\
(E_y^{(\omega)})^2 \\
(E_z^{(\omega)})^2 \\
(E_z^{(\omega)})^2 \\
(E_z^{(\omega)})^2 \\
E_z^{(\omega)} E_y^{(\omega)} \\
E_z^{(\omega)} E_x^{(\omega)} \\
E_x^{(\omega)} E_y^{(\omega)}
\end{bmatrix}, (8.1)$$

où le tenseur de susceptibilité non-linéaire χ de rang 3 est exprimé par une matrice 3×6 . Le tenseur χ peut être séparé en deux parties, l'une paire et l'autre impaire en aimantation. Son développement sera limité aux termes linéaires en aimantation [78]. Les termes impairs sont linéaires avec l'aimantation et sont répertoriés par l'exposant (m). De plus, les termes pairs en aimantation ou non-magnétiques sont supposés constants; l'exposant (nm) sera utilisé. Le tenseur de susceptibilité non-linéaire peut alors être décomposé en

$$\chi = \chi^{(nm)} + \chi^{(m)}.\tag{8.2}$$

Comme cela a été indiqué dans la plupart des articles traitant du MOSHG [1, 2, 79], ou en considérant des arguments de symétrie [14] le tenseur de susceptibilité $\chi^{(\text{tra})}$ pour une interface aimantée transversalement, $M \parallel \hat{x}$, a la forme

$$\chi^{\text{(tra)}} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & \chi_{xzx}^{(nm)} & \chi_{xxy}^{(m)} \\ \chi_{yxx}^{(m)} & \chi_{yyy}^{(m)} & \chi_{yzz}^{(m)} & \chi_{yzy}^{(nm)} & 0 & 0 \\ \chi_{zxx}^{(nm)} & \chi_{zyy}^{(nm)} & \chi_{zzz}^{(nm)} & \chi_{zzy}^{(m)} & 0 & 0 \end{bmatrix},$$
(8.3)

où les éléments $\chi^{(m)}_{ijk}$ sont linéaires avec l'aimantation, et $\chi^{(nm)}_{ijk}$ indépendants ou quadratiques avec celle-ci. De manière similaire, pour une interface aimantée longitudinalement, $M \parallel \hat{y}$,

$$\chi^{(\text{lon})} = \begin{bmatrix}
\chi_{xxx}^{(m)} & \chi_{xyy}^{(m)} & \chi_{xzz}^{(m)} & 0 & \chi_{xzx}^{(nm)} & 0 \\
0 & 0 & 0 & \chi_{yzy}^{(nm)} & 0 & \chi_{yxy}^{(m)} \\
\chi_{zxx}^{(nm)} & \chi_{zyy}^{(nm)} & \chi_{zzz}^{(nm)} & 0 & \chi_{zzx}^{(m)} & 0
\end{bmatrix}$$
(8.4)

et pour une aimantation polaire, $M \parallel \hat{z}$

$$\chi^{(\text{pol})} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & \chi_{xzy}^{(m)} & \chi_{xzx}^{(nm)} & 0\\ 0 & 0 & 0 & \chi_{yzy}^{(nm)} & -\chi_{xzy}^{(m)} & 0\\ \chi_{zxx}^{(nm)} & \chi_{zyy}^{(nm)} & \chi_{zzz}^{(nm)} & 0 & 0 \end{bmatrix}.$$
(8.5)

Lorsque l'on fait tourner l'échantillon de 90° autour de l'axe z, l'aimantation transverse devient longitudinale. En conséquence, certains éléments χ , induits par une aimantation transverse, sont identiques à ceux qui proviennent d'une aimantation longitudinale, comme on peut le prévoir après rotation du tenseur χ de 90°. Les relations entre éléments χ sont résumées sur la Table 8.1, aussi bien pour les éléments χ magnétiques que nonmagnétiques.

8.2 Formalisme de la SHG faisant intervenir les éléments de Fresnel généralisés

Dans cette section, je résume d'abord le formalisme du SHG présenté au chapitre 6, en introduisant les éléments de Fresnel généralisés sortants et entrants qui font intervenir les matrices $\mathbf{X}_{\nu}^{(\omega)}$ et $\mathbf{Z}_{\nu,d}^{(2\omega)}$. Lorsque ces matrices de Fresnel sont connues, les réponses du SHG et du MOSHG peuvent être calculées pour l'ensemble de la multicouche après 4 étapes, définies par les Éqs.(8.6),(8.7),(8.8) et (8.9). Je suppose encore que la structure multicouche est composée de couches isotropes. Ceci permet de simplifier considérablement les matrices $\mathbf{X}_{\nu}^{(\omega)}$ and $\mathbf{Z}_{\nu,d}^{(2\omega)}$, car la moitié de leurs éléments s'annulent. Cette approximation est justifiée dans le cas de structures métalliques FM car les perturbations optiques induites par l'aimantation sont généralement faibles. De plus, on suppose que les tenseurs χ ne dépendant pas des coordonnées latérales x et y.

	transvers	e → lo	ongitudinal
е	$\chi_{yzz}^{(m)}$	\rightarrow	$-\chi_{xzz}^{(m)}$
magnétique	$\chi_{yxx}^{(m)}$	\rightarrow	$-\chi_{xyy}^{(m)}$
ıgné	$\chi_{yyy}^{(m)}$	\rightarrow	$-\chi_{xxx}^{(m)}$
ms	$\chi_{zzy}^{(m)}$	\rightarrow	$-\chi_{zzx}^{(m)}$
	$\chi_{xxy}^{(m)}$	\rightarrow	$-\chi_{yxy}^{(m)}$
non- mag.	$\chi_{zxx}^{(nm)}$	\rightarrow	$\chi_{zyy}^{(nm)}$
	$\chi_{yzy}^{(nm)}$	\rightarrow	$\chi_{xzx}^{(nm)}$

Table 8.1: Relations entre certains éléments magnétiques et non-magnétiques du tenseur de susceptibilité non-linéaire, provenant d'arguments de symétrie.

L'état de polarisation et l'intensité du faisceau lumineux incident à la fréquence ω sont décrits par le vecteur de Jones entrant $\boldsymbol{J}_{0,+}^{(\omega)} = [\mathcal{E}_{0,s,+}^{(\omega)},\mathcal{E}_{0,p,+}^{(\omega)}]^{\mathrm{T}}$. Après avoir pénétré dans la structure multicouche, le faisceau lumineux produit un champ électrique $\boldsymbol{E}_{\nu}^{(\omega)} = [E_{x,\nu}^{(\omega)}, E_{y,\nu}^{(\omega)}, E_{z,\nu}^{(\omega)}]^{\mathrm{T}}$ à chaque interface ν . $\boldsymbol{J}_{0,+}^{(\omega)}$ et $\boldsymbol{E}_{\nu}^{(\omega)}$ sont reliés par la matrice de Fresnel entrante $\boldsymbol{X}_{\nu}^{(\omega)}$ [Équation (7.1)]

$$\begin{bmatrix} E_{x,\nu}^{(\omega)} \\ E_{y,\nu}^{(\omega)} \\ E_{z,\nu}^{(\omega)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} X_{xs,\nu}^{(\omega)} & 0 \\ 0 & X_{yp,\nu}^{(\omega)} \\ 0 & X_{zp,\nu}^{(\omega)} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \mathcal{E}_{0,s,+}^{(\omega)} \\ \mathcal{E}_{0,p,+}^{(\omega)} \end{bmatrix}.$$
(8.6)

Comme $E_z^{(\omega)}$ n'est pas continu à travers l'interface, on suppose que le champ électrique sur la $\nu^{\text{ième}}$ interface peut être représenté par la moyenne de ses valeurs juste au-dessus et au-dessous de cette interface, c-à-d. $\boldsymbol{E}_{\nu}^{(\omega)} = (\boldsymbol{E}_{\nu+\epsilon}^{(\omega)} + \boldsymbol{E}_{\nu-\epsilon}^{(\omega)})/2$, avec $\epsilon \to 0$.

Le champ électrique $\boldsymbol{E}_{\nu}^{(\omega)}$ permet l'émission d'un dipôle sur la $\nu^{\text{ième}}$ interface, oscillant à la fréquence 2ω et ayant un moment complexe $\boldsymbol{\mu}_{\nu}^{(2\omega)}$

$$\begin{bmatrix}
\mu_{x,\nu}^{(2\omega)} \\
\mu_{y,\nu}^{(2\omega)} \\
\mu_{z,\nu}^{(2\omega)}
\end{bmatrix} = \chi_{\nu} \cdot \begin{bmatrix}
(E_{x,\nu}^{(\omega)})^{2} \\
(E_{y,\nu}^{(\omega)})^{2} \\
(E_{z,\nu}^{(\omega)})^{2} \\
E_{y,\nu}^{(\omega)} E_{z,\nu}^{(\omega)} \\
E_{x,\nu}^{(\omega)} E_{z,\nu}^{(\omega)} \\
E_{x,\nu}^{(\omega)} E_{y,\nu}^{(\omega)}
\end{bmatrix},$$
(8.7)

comme cela a déjà été exprimé par l'Équation (8.1) dans le calcul général. La radiation dipolaire se propage alors à travers la structure multicouche pour finalement traverser le milieu du dessus ou du dessous. Le vecteur de Jones, décrivant la lumière émise par un

dipôle ponctuel (abrégé par "spd"), situé sur le $\nu^{\text{ième}}$ interface, est $\boldsymbol{J}_{\nu,d,\text{spd}}^{(2\omega)} = [\mathcal{E}_{\nu,\mathbf{s},d,\text{spd}}^{(2\omega)},\mathcal{E}_{\nu,\mathbf{p},d,\text{spd}}^{(2\omega)}]^{\text{T}}$, où (j=0,d=-) s'adresse à la lumière dans le milieu du dessus et (j=M+1,d=+) au dessous. Rappelons que l'indice d rappelle la direction de propagation, et donc que +, - sont liés à la propagation de la lumière selon z dans les directions positive ou négative. Le vecteur de Jones sortant $\boldsymbol{J}_{\nu,d,\text{spd}}^{(2\omega)}$ est lié au moment dipolaire complexe $\boldsymbol{\mu}_{\nu}^{(2\omega)}$, au travers de la matrice de Fresnel sortante $\boldsymbol{Z}_{\nu,d}^{(2\omega)}$

$$\begin{bmatrix} \mathcal{E}_{\nu,\mathbf{s},d,\mathrm{spd}}^{(2\omega)} \\ \mathcal{E}_{\nu,\mathbf{p},d,\mathrm{spd}}^{(2\omega)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{\mathbf{s}x,\nu,d}^{(2\omega)} & 0 & 0 \\ 0 & Z_{\mathbf{p}y,\nu,d}^{(2\omega)} & Z_{\mathbf{p}z,\nu,d}^{(2\omega)} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \mu_{x,\nu}^{(2\omega)} \\ \mu_{y,\nu}^{(2\omega)} \\ \mu_{z,\nu}^{(2\omega)} \end{bmatrix}. \tag{8.8}$$

La forme de la matrice $\mathbf{Z}_{\nu,d}^{(2\omega)}$ montre que la composante $\mu_x^{(2\omega)}$ du dipôle électrique émis donne naissance à de la lumière polarisée \mathbf{s} , et que les composantes $\mu_y^{(2\omega)}$ et $\mu_z^{(2\omega)}$ sont liées à une polarisation \mathbf{p} . Ceci reflète le fait que l'orientation du vecteur des amplitudes modales émises $\boldsymbol{\mathcal{E}}^{(2\omega)}$ se trouve dans le plan déterminé par le moment $\boldsymbol{\mu}^{(2\omega)}$ et le vecteur $\boldsymbol{k}^{(2\omega)} \times (\boldsymbol{k}^{(2\omega)} \times \boldsymbol{\mu}^{(2\omega)})$, c-à-d. dans le plan perpendiculaire à $\boldsymbol{k}^{(2\omega)}$ et contenant $\boldsymbol{\mu}^{(2\omega)}$.

L'Équation (8.8) détermine le vecteur de Jones $J_{\nu,d,\mathrm{spd}}^{(2\omega)}$ qui décrit la radiation émise par le dipôle ponctuel localisé sur la $\nu^{\mathrm{ième}}$ interface. En supposant que χ_{ν} ne dépend pas des coordonnées latérales $[\chi(x,y)=\mathrm{const.}]$, la radiation de tous les dipôles ponctuels est décrite par $J_{\nu,d,\mathrm{spd}}^{(2\omega)}$ pour de la lumière émise dans la direction $q^{(2\omega)}=k_0^{(2\omega)}[0,N_y^{(2\omega)}]$ où $N_y^{(\omega)}=N_y^{(2\omega)}$ (section 7.4 de la version anglaise ou [72]). Ceci signifie que la loi de Snell est encore valable pour de la lumière SHG à 2ω , c-à-d. que le faisceau lumineux émis à 2ω est encore localisé dans le plan d'incidence, en conservant la même composante y du vecteur d'onde normalisé N_y que pour la lumière incidente à la fréquence ω .

Finalement, l'intensité de la lumière sortante $I_j^{(2\omega)}$ est donnée par les Équations (7.6)

$$I_{j}^{(2\omega)} \sim N_{j}^{(2\omega)} |N_{z,j}^{(2\omega)}|^{2} \left(\left| \sum_{\nu=1}^{M+1} \mathcal{E}_{\nu,s,d,\text{spd}}^{(2\omega)} \right|^{2} + \left| \sum_{\nu=1}^{M+1} \mathcal{E}_{\nu,p,d,\text{spd}}^{(2\omega)} \right|^{2} \right).$$
(8.9)

Rappelons que $(j=M+1,\,d=+)$ pour le milieu du dessus et $(j=0,\,d=-)$ pour le milieu du dessous. L'incorporation de $N_{z,j}^{(2\omega)}$ dans l'Équation (8.9) est un point important, sans cela la dépendance angulaire de l'intensité lumineuse émise devient incorrecte.

8.3 Règles de sélection du MOSHG

Comme nous l'avons déjà discuté dans l'introduction de ce chapitre, le MOSHG est usuellement mesuré dans les configurations pp, ps, sp, ss (entrant-sortant).

Différentes polarisations incidentes donnent naissance à différentes composantes du champ électrique $E_{\nu}^{(\omega)}$ aux interfaces. Le moment associé $\mu_{\nu}^{(2\omega)}$ est alors déterminé par le tenseur de susceptibilité non-linéaire χ_{ν} et par $E_{\nu}^{(\omega)}$. Il est alors très important de déterminer les règles de sélection reliées à l'expression des composantes $\mu_{\nu}^{(2\omega)}$ en fonction des composantes du champ électrique incident pour différentes composantes d'aimantation testées aux interfaces [Table 8.2, Éq. (8.3) à (8.5)].

	polaire $M z $	longitudinale $M y$	transverse $M x$	non-magnétique
pp				$\mu_y = \chi_{yzy}^{(nm)} E_z E_y$ $\mu_z = \chi_{zyy}^{(nm)} E_y^2 + \chi_{zzz}^{(nm)} E_z^2$
ps	$\mu_x = \chi_{xzy}^{(m)} E_y E_z$	$\mu_x = \chi_{xyy}^{(m)} E_y^2 + \chi_{xzz}^{(m)} E_z^2$		
sp			$\mu_y = \chi_{yxx}^{(m)} E_x^2$	$\mu_z = \chi_{zxx}^{(nm)} E_x^2$
ss		$\mu_x = \chi_{xxx}^{(m)} E_x^2$		

Table 8.2: Composantes de $\mu^{(2\omega)}$ émises en SHG exprimées en fonction des composantes du champ electrique $E_{\nu}^{(\omega)}$ pour toutes les configurations MOSHG et pour des composantes d'aimantation interfaciales différentes. Pour simplifier, on omet les indices (ω) , (2ω) , ν .

La Table 8.3 donne les mêmes résultats que la Table 8.2 mais tient compte de l'égalité entre certains éléments χ induits par des aimantations transverses et longitudinales (section 8.1 et Table 8.1). Dans la Table 8.3 les éléments χ identiques sont identifiés par la même notation, c-à-d. χ_a , χ_b , etc.... De plus, la Table 8.3 souligne les contributions dominantes au MOSHG pour chaque configuration optique et orientation de l'aimantation. Ces contributions seront déterminées plus tard pour les structures FeSi/DyFeCo et Co/NiO/FeNi.

8.4 Signal magnétique MOSHG

Comme celà a été discuté dans la précédente section, le dipôle électrique ponctuel $\mu_{\nu}^{(2\omega)}$ donne des contributions magnétiques et non-magnétiques.

Les relations entre les amplitudes modales pour les faisceaux incident $\mathcal{E}_{0,s,+}^{(\omega)}$, $\mathcal{E}_{0,p,+}^{(\omega)}$ et émis $\mathcal{E}_{\nu,s,d,\mathrm{spd}}^{(2\omega)}$, $\mathcal{E}_{\nu,p,d,\mathrm{spd}}^{(2\omega)}$ sont exprimées quantitativement dans la Table 8.4. Ces relations dépendant des éléments de Fresnel des matrices $\mathbf{X}_{\nu}^{(\omega)}$ et $\mathbf{Z}_{\nu,d}^{(2\omega)}$ [Équations (8.6)(8.8)], et des éléments du tenseur de susceptibilité, décrits par les Équations (8.3) à (8.5). La relation finale est déterminée pour chaque orientation de l'aimantation et pour toutes les contributions structurales (c-à-d. non magnétiques).

Comme dans les Tables 8.2 à 8.4, les amplitudes modales qui proviennent des sources magnétiques et non-magnétiques sont exprimées de manière séparée, la sommation des amplitudes modales émises est effectuée sur toutes les interfaces (appelées "tot") et ceci pour les contributions magnétiques et non magnétiques.

$$\mathcal{E}_{\text{tot,s,d,spd}}^{(2\omega,m+nm)} = \sum_{\nu} \mathcal{E}_{\nu,s,d,\text{spd}}^{(2\omega,m)} + \sum_{\nu} \mathcal{E}_{\nu,s,d,\text{spd}}^{(2\omega,nm)} = \mathcal{E}_{\text{tot,s,d,spd}}^{(2\omega,m)} + \mathcal{E}_{\text{tot,s,d,spd}}^{(2\omega,nm)}.$$

$$\mathcal{E}_{\text{tot,p,d,spd}}^{(2\omega,m+nm)} = \sum_{\nu} \mathcal{E}_{\nu,p,d,\text{spd}}^{(2\omega,m)} + \sum_{\nu} \mathcal{E}_{\nu,p,d,\text{spd}}^{(2\omega,nm)} = \mathcal{E}_{\text{tot,p,d,spd}}^{(2\omega,m)} + \mathcal{E}_{\text{tot,p,d,spd}}^{(2\omega,nm)}, \qquad (8.10)$$

où $\mathcal{E}_{\text{tot,s,d,spd}}^{(2\omega,m)}$, $\mathcal{E}_{\text{tot,p,d,spd}}^{(2\omega,m)}$ expriment les contributions magnétiques émises à partir de toutes les interfaces.

	polaire $M z $	longitudinale $M y$	transverse $M x$	non-magnétique
pp			$\mu_y = \chi_c^{(m)} E_y^2 + \chi_b^{(m)} E_z^2$ $\mu_z = \underline{\chi_{zzy}^{(m)} E_y E_z}$	$\mu_y = \chi_{yzy}^{(nm)} E_z E_y$ $\mu_z = \chi_g^{(nm)} E_y^2 + \chi_{zzz}^{(nm)} E_z^2$
ps	$\mu_x = \underline{\chi_{xzy}^{(m)} E_y E_z}$	$\mu_x = -\chi_a^{(m)} E_y^2 - \chi_b^{(m)} E_z^2$		
sp			$\mu_y = \underline{\chi_a^{(m)} E_x^2}$	$\mu_z = -\chi_g^{(nm)} E_x^2$
ss		$\mu_x = \underline{-\chi_c^{(m)} E_x^2}$		

nouvelle notation	notation usuelle	
$\chi_a^{(m)}$ (dominante)	$\chi_{yxx}^{(m)} = -\chi_{xyy}^{(m)}$	
$\chi_b^{(m)}$ (faible)	$\chi_{yzz}^{(m)} = -\chi_{xzz}^{(m)}$	
$\chi_c^{(m)}$ (faible)	$\chi_{yyy}^{(m)} = -\chi_{xxx}^{(m)}$	
$\chi_g^{(nm)}$	$\chi_{zyy}^{(nm)} = -\chi_{zxx}^{(m)}$	

Table 8.3: Même situation que dans la Table 8.2, mais (i) les contributions magnétiques dominantes sont soulignées pour toutes les configurations optiques [voir sections 8.9 et 8.10]. (ii) Les éléments χ identiques sont désignés par les même paramètres $\chi_a^{(m)}$, $\chi_b^{(m)}$, $\chi_c^{(m)}$ ou $\chi_g^{(nm)}$ (voir Table 8.1). Ici, on omet les indices (ω) , (2ω) et ν .

Finalement, l'intensité totale de la lumière émise est proportionnelle au carré des amplitudes totales [Équations (7.6)(8.9)]

$$I_{\text{tot},\mathbf{s},d}^{(2\omega,m+nm)} \sim N_{j}^{(2\omega)} |N_{z,j,d}^{(2\omega)} \mathcal{E}_{\text{tot},\mathbf{s},d,\text{spd}}^{(2\omega,m+nm)}|^{2}$$

$$= N_{j}^{(2\omega)} |N_{z,j,d}^{(2\omega)}|^{2} \left[|\mathcal{E}_{\text{tot},\mathbf{s},d,\text{spd}}^{(2\omega,nm)}|^{2} + \sum_{\nu} 2 \Re \left(\mathcal{E}_{\nu,\mathbf{s},d,\text{spd}}^{(2\omega,m)} \left(\mathcal{E}_{\text{tot},\mathbf{s},d,\text{spd}}^{(2\omega,nm)} \right)^{\dagger} \right) + |\mathcal{E}_{\text{tot},\mathbf{s},d,\text{spd}}^{(2\omega,m)}|^{2} \right]$$

$$\approx I_{\text{tot},\mathbf{s},d}^{(2\omega,nm)} + \sum_{\nu} I_{\nu,\mathbf{s},d}^{(2\omega,m)}$$
(8.11)

et de manière similaire pour l'intensité $I_{\text{tot,p,d}}^{(2\omega,m+nm)}$ de la lumière polarisée p. Le terme quadratique en aimantation $|\mathcal{E}_{\text{tot,s,d,spd}}^{(2\omega,m)}|^2$, est négligé car il est usuellement beaucoup plus faible que le terme croisé $I_{\nu,s,d}^{(2\omega,m)} \sim 2 \Re \left(\mathcal{E}_{\nu,s,d,\text{spd}}^{(2\omega,m)} (\mathcal{E}_{\text{tot,s,d,spd}}^{(2\omega,nm)})^{\dagger} \right)$. Ce dernier est appellé signal magnétique dans la suite. Le signe \dagger précise la forme complexe conjuguée. $N_{z,j,d}^{(2\omega)}$ est la composante z du vecteur d'onde réduit dans l'état du dessus (j=1,d=-) ou dans le milieu du dessous (j=M+1,d=+), et $N_j^{(2\omega)}$ représente l'indice de réfraction de l'un de ces deux milieux. L'équation (8.11) précise le fait bien connu que l'aimantation est détectée au travers du produit des termes croisés magnétiques et non-magnétiques [1]. Ceci signifie que la présence d'un terme non-magnétique émis par les interfaces est nécessaire à l'observation d'une variation du MOSHG avec l'aimantation. La forme du signal magnétique dû à la

ique	pp	$\mathcal{E}_{\nu,p,d,spd}^{(2\omega,nm)} = \left[Z_{py,\nu,d}^{(2\omega)} \chi_{yzy,\nu}^{(nm)} X_{yp,\nu}^{(\omega)} X_{zp,\nu}^{(\omega)} + Z_{pz,\nu,d}^{(2\omega)} \chi_{zyy,\nu}^{(nm)} (X_{yp,\nu}^{(\omega)})^2 + Z_{pz,\nu,d}^{(2\omega)} \chi_{zzz,\nu}^{(nm)} (X_{zp,\nu}^{(\omega)})^2 \right] \left[\mathcal{E}_{0,p,+}^{(\omega)} \right]^2$
non-magnétique	ps	
non-1	sp	$\mathcal{E}_{\nu,\mathrm{p},d,\mathrm{spd}}^{(2\omega,nm)} = \left[Z_{\mathrm{p}z,\nu,d}^{(2\omega)} \ \chi_{zxx,\nu}^{(nm)} \ (X_{x\mathrm{s},\nu}^{(\omega)})^2 \right] \left[\mathcal{E}_{0,\mathrm{s},+}^{(\omega)} \right]^2$
	ss	
	pp	
polaire $M z $	ps	$\mathcal{E}_{\nu, \mathbf{s}, d, \mathrm{spd}}^{(2\omega, m)} = \left[Z_{\mathbf{s}x, \nu, d} \; \chi_{xzy}^{(m)} X_{y\mathbf{p}, \nu}^{(\omega)} X_{z\mathbf{p}, \nu}^{(\omega)} \right] \left[\mathcal{E}_{0, \mathbf{p}, +}^{(\omega)} \right]^2$
polair	sp	
	ss	
f y	pp	
longitudinale $M y$	ps	$\mathcal{E}_{\nu, s, d, \mathrm{spd}}^{(2\omega, m)} = \left[Z_{sx, \nu, d}^{(2\omega)} \ \chi_{xyy, \nu}^{(m)} \ (X_{yp, \nu}^{(\omega)})^2 + Z_{sx, \nu, d}^{(2\omega)} \ \chi_{xzz, \nu}^{(m)} \ (X_{zp, \nu}^{(\omega)})^2 \right] \left[\mathcal{E}_{0, p, +}^{(\omega)} \right]^2$
ngitudi	sp	
lo	ss	$\mathcal{E}_{\nu, s, d, \mathrm{spd}}^{(2\omega, m)} = \left[Z_{sx, \nu, d}^{(2\omega)} \ \chi_{xxx, \nu}^{(m)} \ (X_{xs, \nu}^{(\omega)})^2 \right] \left[\mathcal{E}_{0, s, +}^{(\omega)} \right]^2$
x x	pp	$\mathcal{E}_{\nu,p,d,\text{spd}}^{(2\omega,m)} = \left[Z_{py,\nu,d}^{(2\omega)} \chi_{yyy,\nu}^{(m)} (X_{yp,\nu}^{(\omega)})^2 + Z_{py,\nu,d}^{(2\omega)} \chi_{yzz,\nu}^{(m)} (X_{zp,\nu}^{(\omega)})^2 \right. \\ \left. + Z_{pz,\nu,d}^{(2\omega)} \chi_{zzy,\nu}^{(m)} X_{yp,\nu}^{(\omega)} X_{zp,\nu}^{(\omega)} \right] \left[\mathcal{E}_{0,p,+}^{(\omega)} \right]^2$
transverse M	ps	
	sp	$\mathcal{E}_{\nu,\mathrm{p},d,\mathrm{spd}}^{(2\omega,m)} = \left[Z_{\mathrm{p}y,\nu,d}^{(2\omega)} \; \chi_{yxx,\nu}^{(m)} (X_{x\mathrm{s},\nu}^{(\omega)})^2 \right] \left[\mathcal{E}_{0,\mathrm{s},+}^{(\omega)} \right]^2$
	SS	

Table 8.4: Amplitudes modales $\mathcal{E}_{\nu,s,d,\mathrm{spd}}^{(2\omega)}$, $\mathcal{E}_{\nu,p,d,\mathrm{spd}}^{(2\omega)}$, émises dans le milieu du dessus (d=-) ou du dessous (d=+) par une interface ν .

 $u^{i\grave{e}me}$ interface FM, $I^{(2\omega,m)}_{\nu,\mathbf{s},d}$, est donné par le produit de l'amplitude modale "magnétique", $\mathcal{E}^{(2\omega,m)}_{\nu,\mathbf{p},d}$, et de l'amplitude modale totale "non-magnétique", $\mathcal{E}^{(2\omega,nm)}_{tot,\mathbf{p},d}$, qui provient de toutes les interfaces, c-à-d. que des amplitudes modales magnétiques sont reliées à la même onde "non-magnétique".

8.5 Contraste magnétique

Dans la pratique, il est judicieux d'exprimer le contraste magnétique ρ à partir du rapport entre les contributions magnétiques et non-magnétiques au SHG [1]. Plus précisément, ρ est égal au rapport entre la différence des intensités magnétiques MOSHG pour les deux aimantations à saturation opposées, et l'intensité non-magnétique SHG

$$\rho = \frac{I(M+) - I(M-)}{I(M+) + I(M-)} = \frac{I_{\mathsf{s/p,tot}}^{(2\omega,m)}}{I_{\mathsf{s/p,tot}}^{(2\omega,nm)}} = \frac{2 \Re \left[\mathcal{E}_{\mathsf{tot,s/p},d}^{(2\omega,nm)} \left(\mathcal{E}_{\mathsf{tot,s/p},d}^{(2\omega,m)} \right)^{\dagger} \right]}{|\mathcal{E}_{\mathsf{tot,p},d}^{(2\omega,nm)}|^2} = 2 \Re \left(\frac{\mathcal{E}_{\mathsf{tot,s/p},d}^{(2\omega,m)}}{\mathcal{E}_{\mathsf{tot,s/p},d}^{(2\omega,nm)}} \right). \tag{8.12}$$

Par exemple, dans le cas particulier d'une configuration pp, et pour un échantillon possédant trois interfaces FM, toutes ayant des aimantations transverses (Table 8.4):

$$\rho_{pp} = \frac{I_{\text{tot,p,d}}^{(2\omega,m)}}{I_{\text{tot,p,d}}^{(2\omega,nm)}} = \frac{2 \Re \left[\mathcal{E}_{\text{tot,p,d}}^{(2\omega,nm)} \left(\mathcal{E}_{\text{tot,p,d}}^{(2\omega,nm)} \right)^{\dagger} \right]}{|\mathcal{E}_{\text{tot,p,d}}^{(2\omega,nm)}|^2}$$
(8.13)

où la contribution non-magnétique à l'amplitude modale émise, qui est présente au dénominateur de l'équation (8.12), est:

$$\mathcal{E}_{\text{tot,p,d}}^{(2\omega,nm)} = \sum_{\nu=0}^{2} \mathcal{E}_{\nu,p,d}^{(2\omega,nm)} =$$

$$= (\mathcal{E}_{0,p,-}^{(\omega)})^{2} \sum_{\nu=0}^{2} \left[Z_{py,\nu,d}^{(2\omega)} \chi_{yzy,\nu}^{(nm)} X_{yp,\nu}^{(\omega)} X_{zp,\nu}^{(\omega)} + Z_{pz,\nu,d}^{(2\omega)} \chi_{zyy,\nu}^{(nm)} (X_{yp,\nu}^{(\omega)})^{2} + Z_{pz,\nu,d}^{(2\omega)} \chi_{zzz,\nu}^{(nm)} (X_{zp,\nu}^{(\omega)})^{2} \right].$$

$$(8.14)$$

La contribution magnétique au numérateur s'écrit:

$$\mathcal{E}_{\text{tot,p,d}}^{(2\omega,m)} = \sum_{\nu=0}^{2} \mathcal{E}_{\nu,p,d}^{(2\omega,m)} =$$

$$= (\mathcal{E}_{0,p,-}^{(\omega)})^{2} \sum_{\nu=0}^{2} \left[Z_{py,\nu,d}^{(2\omega)} \chi_{yyy,\nu}^{(m)} (X_{yp,\nu}^{(\omega)})^{2} + Z_{py,\nu,d}^{(2\omega)} \chi_{yzz,\nu}^{(m)} (X_{zp,\nu}^{(\omega)})^{2} + Z_{pz,\nu,d}^{(2\omega)} \chi_{zzy,\nu}^{(m)} X_{yp,\nu}^{(\omega)} X_{zp,\nu}^{(\omega)} \right].$$
(8.15)

Ceci montre que dans le cas particulier de 3 interfaces aimantées, le contraste magnétique ρ_{pp} est exprimé par un rapport de 2 quantités chacune comprenant 18 termes. Par conséquent, même dans le cas où il y a peu d'interfaces, le MOSHG total implique de nombreux termes. Par conséquent, pour interpréter les résultats expérimentaux, il est très important de déterminer d'abord quelles sont les contributions négligeables ou dominantes. Ceci est discuté en sections 8.9 et 8.10 pour interpréter les résultats du MOSHG sur les structures FeSi/DyFeCo et Co/NiO/FeNi.

8.5.1 Signal magnétique dans la configuration ps-MOSHG

Dans les sections précédentes, il a été montré que le champ SHG émis par des sources "non-magnétiques" est nécessaire pour pouvoir mesurer un signal magnétique MOSHG, et donc un contraste magnétique. Cependant, comme on peut le voir dans la Table 8.2, les configurations ps et ss ne donnent pas naissance à une SHG non-magnétique. Pour mesurer un signal magnétique suffisamment grand, par exemple dans une configuration ps, l'analyseur à la sortie du montage doit être faiblement désorienté de la direction s par un angle ζ_a , afin de transmettre une onde partiellement polarisée p qui contient la SHG non-magnétique. L'intensité lumineuse résultante I_{ps} , dans la configuration appelée ps-MOSHG, mesurée par le détecteur placé dans le milieu du dessus est (Équation (8.11), Table 8.2):

$$I_{ps,-}^{(2\omega)} \sim \left| \mathcal{E}_{tot,s,-}^{(2\omega,m)} \right|^2 m_y^2 \cos^2 \zeta_a + 2 \Re \left[\mathcal{E}_{tot,s,-}^{(2\omega,m)} \left(\mathcal{E}_{tot,p,-}^{(2\omega,nm)} \right)^{\dagger} \right] m_y \sin \zeta_a \cos \zeta_a$$

$$+ 2 \Re \left[\mathcal{E}_{tot,p,-}^{(2\omega,m)} \left(\mathcal{E}_{tot,p,-}^{(2\omega,nm)} \right)^{\dagger} \right] m_x \sin^2 \zeta_a + \left| \mathcal{E}_{tot,p,-}^{(2\omega,nm)} \right|^2 \sin^2 \zeta_a,$$

$$(8.16)$$

où $\mathcal{E}_{\text{tot},\mathbf{s},-}^{(2\omega,m)}$ est la composante magnétique émise suivant la polarisation \mathbf{s} et $\mathcal{E}_{\text{tot},\mathbf{p},-}^{(2\omega,nm)}$, $\mathcal{E}_{\text{tot},\mathbf{p},-}^{(2\omega,nm)}$ sont les composantes magnétiques et non-magnétiques émises en polarisation \mathbf{p} . L'Équation (8.16) montre que la contribution dominante au \mathbf{ps} -MOSHG est $2\Re[\mathcal{E}_{\text{tot},\mathbf{s},-}^{(2\omega,nm)}(\mathcal{E}_{\text{tot},\mathbf{p},-}^{(2\omega,nm)})^{\dagger}]m_y$ $\sin \zeta_0 \cos \zeta_a$, car ζ_a est usuellement petit, et donc $\sin^2 \zeta_a \ll \sin \zeta_a \cos \zeta_a$.

En conséquence, dans la configuration ps, le signal magnétique dominant est relié à la composante d'aimantation m_y , mais les signaux magnétiques linéaires en m_x et quadratique en m_y sont aussi présents. Ces deux derniers sont loin d'être négligeables à cause de la lumière transmise en polarisation p. Ces composantes additionnelles peuvent modifier la forme du cycle d'hystérésis sp-MOSHG comme on peut le voir pour Co/NiO/FeNi (section 8.10) ou pour pt-Co/Pt [77].

8.6 Principe de base contrôlant la résolution MOSHG en profondeur

Comme nous l'avons discuté dans le précédent chapitre 7, ou en section 8.2, le rayonnement SHG émis par une interface donnée à l'intérieur d'une structure multicouche, dépend des 3 facteurs suivants:

• du profil en profondeur du champ électrique $\boldsymbol{E}_{\nu}^{(\omega)}$ entrant: les composantes tangentielles $E_x^{(\omega)}$, $E_y^{(\omega)}$ sont conservées à chaque interface, c'est à dire pour l'ensemble des couches ultra-minces dans la structure multicouche. La composante normale de l'induction électrique $D_z^{(\omega)}$ est aussi conservée. Ceci signifie que la composante $E_z^{(\omega)}$ n'est, par contre, pas conservée et que son profil peut être estimé à partir de la relation simple

$$\varepsilon_{0,\nu}^{(\omega)} E_z^{(\omega)} \approx \text{const},$$
 (8.17)

où $\varepsilon_{0,\nu}^{(\omega)}$ est l'élément de permittivité diagonal de la $\nu^{\text{ième}}$ couche. En conséquence, pour la lumière entrante, l'excitation dipolaire dûe à la composante $E_z^{(\omega)}$ peut différer

de manière significative pour différentes interfaces, contrairement à ce qui se passe pour l'excitation par $E_x^{(\omega)}$ et $E_y^{(\omega)}$.

La relation entre le vecteur de Jones rentrant $J_{0,+}^{(\omega)} = [\mathcal{E}_{0,s,+}^{(\omega)}, \mathcal{E}_{0,p,+}^{(\omega)}]^{\mathrm{T}}$ et le champ électrique aux interfaces $\boldsymbol{E}_{\nu}^{(\omega)}$ implique les éléments de Fresnel généralisés entrant $X_{xs}^{(\omega)}, X_{yp}^{(\omega)}, X_{zp}^{(\omega)}$ [voir Équation (8.6)]. L'intensité finale de la lumière SHG émise dépend de la puissance $4^{\text{ème}}$ du champ électrique à l'interface,

- sauf dans de rares cas [2], les valeurs des éléments $\chi_{ijk,\nu}$ à chaque interface ν sont généralement inconnues. L'intensité SHG émise dépend alors quadratiquement des éléments $\chi_{ijk,\nu}$,
- l'intensité lumineuse $I_j^{(2\omega)}$ émise par un dipôle électrique ponctuel, ayant un moment unité $|\boldsymbol{\mu}_{\nu}^{(2\omega)}|=1$, peut être calculée à partir de deux étapes successives. D'abord le vecteur de Jones $\boldsymbol{J}_{\nu,d}^{(2\omega)}$ de la lumière émise est calculé à partir de la connaissance du dipôle $\boldsymbol{\mu}_{\nu}^{(2\omega)}$, en utilisant la matrice de Fresnel sortante $\mathbf{Z}_{\nu,d}^{(2\omega)}$, c-à-d. $\boldsymbol{J}_{\nu,d}^{(2\omega)}=\mathbf{Z}_{\nu,d}^{(2\omega)}\boldsymbol{\mu}_{\nu}^{(2\omega)}$. Ensuite, à partir de ce vecteur de Jones sortant, on détermine l'intensité de la lumière émise, $I_j^{(2\omega)}$, à partir de l'équation (8.9). Dans les sections suivantes, on démontre que la radiation issue des composantes dipolaires tangentielles, $\boldsymbol{\mu}_{x,\nu}^{(2\omega)}$ et $\boldsymbol{\mu}_{y,\nu}^{(2\omega)}$, dans l'air est plus dépendante de la profondeur à laquelle est placé le dipôle que pour une composante $\boldsymbol{\mu}_z^{(2\omega)}$ (Figures 8.2, 8.7, 8.11, 8.17). Dans le cas d'une radiation dans un milieu optique plus dense (par exemple dans le milieu du dessous: verre), la situation devient plus complexe. Comme nous le montrerons plus tard, différents comportements apparaissent, lorsque la lumière est émise à des angles plus grands ou plus faibles que l'angle de reflexion totale de l'interface air/verre.

8.7 Cas d'une interface air/verre

Le profil en profondeur de la valeur maximale du champ électrique en un point donné de l'espace mais au voisinage de l'interface air/verre, est présenté sur la Figure 8.1. Elle donne le profil des valeurs absolues des composantes du champ électrique $|E_x^{(\omega)}|$, $|E_y^{(\omega)}|$ et $|E_z^{(\omega)}|$ à l'interface qui détermine la force des dipôles $\mu_{\nu}^{(2\omega)}$ qui émettent la lumière. Le profil des composantes du champ électrique à un instant t s'écrit: $\Re(E_j^{(\omega)} \exp[-i\omega t])$, avec $j = \{x, y, z\}$ [Équation (2.1)], mais nous ne présentons pas ici ce profil.

8.7.1 Profil de $E^{(\omega)}$ à l'interface air/verre

Comme prévu, les composantes tangentielles $E_x^{(\omega)}$, $E_y^{(\omega)}$ sont continues à travers les interfaces (Figure 8.1, à droite). La forte valeur du champ électrique dans l'air est dû aux interférences entre les faisceaux incidents et réfléchis. Le saut marqué du profil de $E_z^{(\omega)}$ à l'interface (Figure 8.1, à gauche) provient de la continuité de la composante normale de l'induction électrique $D_z^{(\omega)} = \varepsilon_{0,\nu}^{(\omega)} E_{z,\nu}^{(\omega)}$ à l'interface. En général, les dipôles situés dans un milieu optique plus dense sont plus efficacement excités par les composantes $E_z^{(\omega)}$. Les valeurs de $E_z^{(\omega)}$ à chaque interface déterminent l'efficacité du SHG.

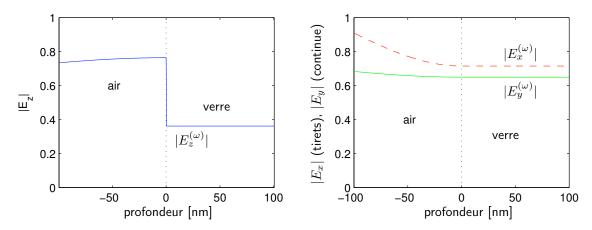


Figure 8.1: Profils en profondeur des amplitudes du champ électrique $|E_x^{(\omega)}|$ (pour une polarisation incidente $\mathfrak s$) et $|E_y^{(\omega)}|$, $|E_z^{(\omega)}|$ (pour une polarisation incidente $\mathfrak p$) pour le système air/verre et pour l'énergie de photons $E^{(\omega)}=1,55\,\mathrm{eV}$. L'angle d'incidence est fixé à $\varphi=45^\circ$. Les amplitudes des ondes incidentes $\mathfrak s$ et $\mathfrak p$ sont prises égales à 1.

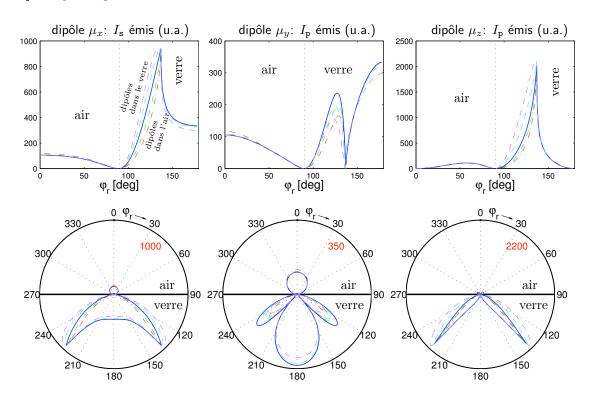
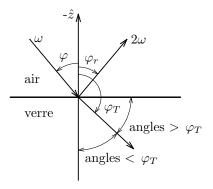


Figure 8.2: Dépendances angulaires des intensités $I_{\rm s}^{(2\omega)}$ et $I_{\rm p}^{(2\omega)}$ émises en polarisation s et p par les dipôles unitaires $\mu^{(2\omega)}$, orientés selon x,y ou z, pour le système air/verre et une énergie des photons $E^{(2\omega)}=3,1\,{\rm eV}$. Elles sont issues de 4 dipôles localisés à des profondeurs différentes. Un des dipôles est situé exactement sur l'interface air/verre (ligne bleue continue), deux dipôles sont situés dans l'air à 10 et 20 nm au-dessus de l'interface (ligne en tirets-pointillés verte et rouge) et dans le verre à 10 et 20 nm au-dessous de l'interface (ligne en tirets bleue claire et magenta). Les deux figures dans une même colonne contiennent les mêmes informations, mais elles sont présentées dans des référentiels soit cartesiens, soit polaires. L'intensité de la lumière sur le cercle frontière au graphe polaire, est indiquée par un numéro rouge à l'intérieur.



 φ_T : l'angle de réflexion totale pour l'interface verre/air

Figure 8.3: L'angle de la lumière émise à 2ω est défini par φ_r . L'angle d'incidence est φ et φ_T est l'angle de réflexion totale pour l'interface verre/air: $\varphi_T = 180^\circ - \arcsin(N_{\rm air}^{(2\omega)}/N_{\rm glass}^{(2\omega)}) \approx 137^\circ$.

- L'intensité lumineuse totale émise à 2ω dépend de la puissance $4^{\text{ème}}$ du champ électrique excitateur, c-à-d. $I^{(2\omega)} \sim |E_i^{(\omega)} E_j^{(\omega)}|^2$.
- Dans le cas de multicouches métalliques les métaux peuvent avoir de grandes permittivités, $|\varepsilon_{0,\nu}^{(\omega)}| \simeq 20-30$, spécialement pour $E=1,55\,\mathrm{eV}$ (800 nm), correspondant au laser utilisé pour les mesures de SHG. Dans ce cas, les propriétés optiques sont très influencées par la queue de dispersion de Drude de l'indice.

8.7.2 Radiation dipolaire de l'interface air/verre

Le but de cette partie est de discuter la variation de l'intensité lumineuse avec la position en profondeur du dipôle qui émet la lumière à 2ω . L'intensité lumineuse émise par différents dipôles ponctuels ayant le même moment et la même orientation, mais localisés à cinq profondeurs différentes au voisinage de l'interface air/verre, est representée sur la Figure 8.2. Un dipôle est situé sur l'interface air/verre, deux dipôles sont situés 10 et 20 nm au-dessus, dans l'air, et 2 dipôles sont situés 10 et 20 nm au-dessous, dans le verre. La radiation émise est calculée pour des dipôles de module unité $(|\boldsymbol{\mu}_{\nu}^{(2\omega)}| = 1)$ et pour des orientations x, y, z. La Figure 8.2 représente la dépendance angulaire de la lumière émise, c-à-d. pour un angle d'émission φ_r , comme défini sur la Figure 8.3 [80].

- La radiation émise dans l'air ne varie pas de manière significative avec la position des dipôles ou avec leur orientation (notez que les graphiques présentés sur la Figure 8.2 ont des échelles différentes). Les maxima de la radiation émise par les composantes dipolaires $\mu_x^{(2\omega)}$, $\mu_y^{(2\omega)}$ ont lieu pour $\varphi_r = 0$, c-à-d. lorsque l'on observe le dipôle le long de la normale à l'interface. Par ailleurs, la composante $\mu_z^{(2\omega)}$ n'émet pas de lumière pour $\varphi = 0$ et présente un maximum pour $\varphi_r \simeq 60^{\circ}$.
- La radiation émise dans le verre, c-à-d. dans un milieu optique plus dense est plus importante que dans l'air. Pour les composantes dipolaires $\mu_x^{(2\omega)}$, $\mu_y^{(2\omega)}$, un maximum prononcé est observé au voisinage de l'angle de réflexion totale φ_T pour l'interface verre/air, $\varphi_T = 180^\circ \arcsin(N_{\rm air}^{(2\omega)}/N_{\rm verre}^{(2\omega)}) \approx 137^\circ$.

• La radiation émise dans l'air a presque la même amplitude quelle que soit la position en profondeur du dipôle. D'un autre côté, la radiation émise dans le verre est beaucoup plus sensible à cette position, particulièrement au-dessus de l'angle de réflexion totale de l'interface verre/air, c-à-d. pour $90^{\circ} < \varphi_r < 137^{\circ}$ (Figure 8.2). Ceci peut être interprété en considérant que dans cet intervalle, $N_y^{(2\omega)} > 1$, et que $N_{z,\text{air}}^{(2\omega)}$ dans l'air est purement imaginaire, ce qui donne naissance à une onde évanescente dans l'air. De plus, dans le verre pour la même valeur de $N_y^{(2\omega)}$, la composante z du vecteur d'onde normalisé $N_{z,\text{verre}}^{(2\omega)}$ est réel, ce qui donne naissance à l'émission d'une onde EM. Ceci peut être compris par une conversion entre l'onde évanescente dans l'air et l'onde émise dans le verre.

Cette onde évanescente peut être utilisée pour étudier des modifications dans la structure multicouche, par exemple de la distance séparant le dipôle de l'interface. Naturellement, les perturbations de cette onde évanescente modifient la propagation de l'onde à l'intérieur du verre. Cette onde évanescente permet d'expliquer pourquoi l'émission obtenue pour un angle supérieur à l'angle de réflexion totale (90° < φ < 137°) dépend beaucoup de la position en profondeur du dipôle, mais pas pour un angle inférieur à l'angle de réflexion totale 137° < φ_r < 180°.

Notons encore que la variation d'intensité lumineuse émise avec la position du dipôle est plus sensible pour une radiation associée à la composante $\mu_z^{(2\omega)}$ (Fig. 8.2).

8.8 Un système modèle: air/Fe/verre

Dans cette section, je considère un système modèle plus compliqué consistué d'une couche FM de 30 nm de Fe déposée sur du verre. Je considère ici quatre positions pour les dipôles, deux étant localisés sur les interfaces air/Fe et Fe/verre et les deux autres étant situés dans la couche de Fe à des distances de 5 et 10 nm de l'interface air/Fe.

Le but est de montrer l'influence d'une onde évanescente sur la radiation d'un dipôle. Nous considérerons ci-dessous deux cas pour cette structure air/Fe(30 nm)/verre. On suppose d'abord que la partie imaginaire de la permittivité diagonale du Fe est nulle, c-à-d. $\Im(\varepsilon_0^{(\omega,2\omega)}) = 0$ (Fig. 8.4, 8.5). Dans un second cas, on suppose que cette permittivité diagonale est non-nulle (Figures 8.6, 8.7). Pour les valeurs des constantes optiques utilisées, voir l'Appendice 8.11.

8.8.1 Cas d'une couche de Fe non-absorbante, $\Im(\varepsilon_0) = 0$

Le profil du champ électrique dans cette structure est présenté sur la Figure 8.4. Les composantes transverses du champ électrique sont encore continues aux interfaces. La décroissance du champ électrique dans l'air et dans Fe est encore dûe à l'interférence entre les faisceaux incidents et réfléchis. Comme prévu, la composante $E_z^{(\omega)}$ a un profil abrupt aux interfaces, et sa valeur reste presque constante dans chaque couche.

Le rayonnement des 4 dipôles définis précédemment est présentée sur la Figure 8.5. Dans l'air, il ne dépend pas de manière significative de leurs positions en profondeur. Le rayonnement de dipôles localisés près de l'interface air/verre et émettant dans le verre montre un comportement similaire à celui d'un dipôle placé sur l'interface air/verre dans la structure simple décrite en section 8.7. L'intensité émise dépend de manière significative

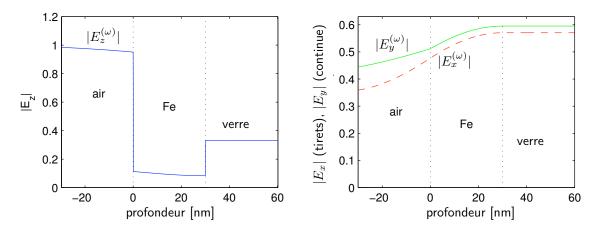


Figure 8.4: Profils en profondeur des modules des composantes des champs électriques $|E_x|$ (onde incidente \mathbf{s} unitaire), $|E_y|$, $|E_z|$ (onde incidente \mathbf{p} unitaire) pour la structure air/Fe(30 nm)/verre, à l'énergie des photons $E^{(\omega)} = 1,55\,\mathrm{eV}$ et à un angle d'incidence $\varphi = 45^\circ$. $\Im(\varepsilon_0^{(\omega)})$ du Fe est supposé nul.

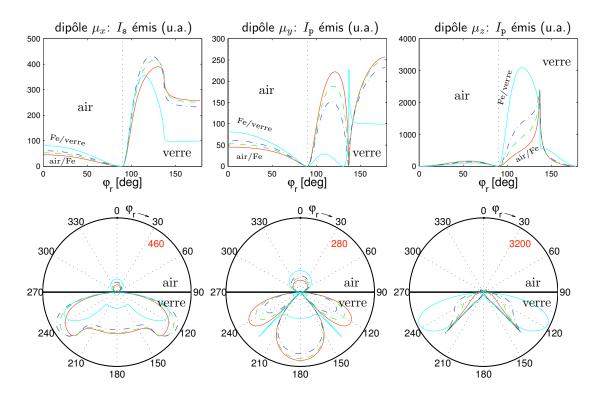


Figure 8.5: Dépendances angulaires des intensités $I_{\rm s}^{(2\omega)}$ et $I_{\rm p}^{(2\omega)}$ émises par des dipôles unitaires $\mu^{(2\omega)}$, orientés selon x,y ou z, pour la structure air/Fe(30 nm)/verre à une énergie de photons $E^{(2\omega)}=3,1\,{\rm eV}$. Les dipôles sont situés sur l'interface air/Fe (ligne rouge continue), sur l'interface Fe/verre (ligne bleue claire continue), et 5 et 10 nm au-dessous de l'interface air/Fe (lignes en tirets verte et bleue). $\Im(\varepsilon_0^{(2\omega)})$ du Fe est supposé nul.

de la position des dipôles lorsqu'ils émettent à des angles $\varphi_r > \varphi_T$ (90° $< \varphi_r < 137°$) et peu pour $\varphi_r < \varphi_T$ (137° $< \varphi_r < 180°$). Les raisons en sont les suivantes:

- les modes qui émettent dans le verre à des angles supérieurs à φ_T deviennent évanescents dans l'air,
- la décroissance de l'onde évanescente dépend de manière importante de la distance du dipôle à l'interface air/verre.

8.8.2 Cas d'une couche de Fe absorbante, $\Im(\varepsilon_0) \neq 0$

La différence principale avec le cas précédent est que maintenant toutes les ondes se propageant dans le Fe sont en partie évanescentes. Le profil du champ électrique dans cette situation est présenté sur la Figure 8.6. $E_z^{(\omega)}$ montre encore un profil discontinu aux interfaces (Figure 8.6). Pour les composantes tangentielles du champ électrique $E_x^{(\omega)}$, $E_y^{(\omega)}$, la situation diffère de celle trouvée précédement (Figure 8.4), car le champ électrique est évanescent et décroit rapidement dans la couche de Fe et la lumière est essentiellement réfléchie par l'interface air/Fe.

Le rayonnement des quatre dipôles précédents présents à l'intérieur de la structure air/Fe/verre est présentée sur la Figure 8.7. Par opposition aux cas précédents (Figure 8.5), les amplitudes des ondes émettant dans l'air sont maintenant sensibles à la localisation des dipôles en profondeur. Ceci provient du fait que tous les modes sont évanescents dans la couche de Fe, car $\Im(\varepsilon_0^{(\omega)})$ est fini. Toutes les ondes émises par des dipôles localisés dans le Fe sont aussi fortement dépendantes de la distance des dipôles à l'interface air/Fe.

Par contre, la Figure 8.7 montre que le rayonnement des trois dipôles supérieurs dans le verre ne dépend pas de manière significative de leur position en profondeur. Ceci peut s'expliquer car tous ces dipôles sont trop éloignés de l'interface Fe/verre et par conséquent l'onde évanescente dans Fe est amortie avant de sortir du verre. Ceci peut être démontré à partir d'un calcul où les dipôles sont situés dans la couche de Fe, près de l'interface Fe/verre. Dans ce cas, l'émission dans le verre des dipôles est dépendante de la profondeur tandis que ceux qui émettent dans l'air n'en dépendant pas.

Discutons maintenant des résultats expérimentaux obtenus dans deux structures en couches FM intéressantes pour les applications, FeSi/DyFeCo et Co/NiO/NiFe.

8.9 MOSHG de la structure FeSi/DyFeCo

Dans cette section, on présente et discute des résultats sur le MOSHG et le LMOKE du système FeSi/DyFeCo. On met en évidence la sensibilité en profondeur du MOSHG aux interfaces enterrées.

8.9.1 Propriétés de l'échantillon

La structure $SiO_2(10 \text{ nm})/Fe_{0,96}Si_{0,04}(5 \text{ nm})/Dy_{0,30}Fe_{0,58}Co_{0,12}(30 \text{ nm})/verre [présentée sur la Figure 8.8(a)] fut préparé dans le groupe du Professeur Le Gall (Université de Brest). Les conditions de préparation et les propriétés structurales de ce système sont présentées dans la thèse de R. Sbiaa [81]. <math>Dy_{0,30}Fe_{0,58}Co_{0,12}$ est un ferrimagnétique amorphe avec une température de Curie $T_c = 200^{\circ}C$ et une température de compensation $T_{\text{comp}} = 60^{\circ}C$.

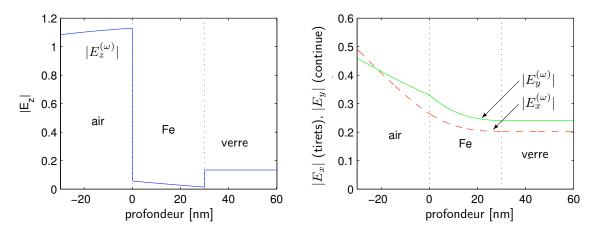


Figure 8.6: Profils en profondeur des modules des composantes des champs électriques $|E_x|$ (onde incidente \mathfrak{s} unitaire), $|E_y|$, $|E_z|$ (onde incidente \mathfrak{p} unitaire) pour la structure air/Fe(30 nm)/verre, pour une énergie de photons $E^{(\omega)} = 1,55\,\mathrm{eV}$, et à un angle d'incidence $\varphi = 45^{\circ}$. $\Im(\varepsilon_0^{(\omega)})$ du Fe est supposé non nul.

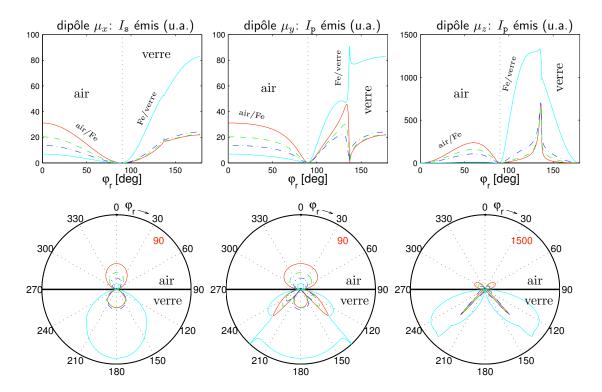


Figure 8.7: Dépendances angulaires des intensités $I_{\rm s}^{(2\omega)}$ et $I_{\rm p}^{(2\omega)}$ émises par des dipôles unitaires $\mu^{(2\omega)}$, orientés selon les directions x,y ou z pour la structure air/Fe(30 nm)/verre, pour une énergie de photons $E^{(2\omega)}=3,1\,{\rm eV}$. Les dipôles sont situés sur l'interface air/Fe (ligne rouge continue), sur l'interface Fe/verre (ligne bleue claire continue), 5 et 10 nm au-dessous de l'interface air/Fe (lignes en tirets verte ou bleue). $\Im(\varepsilon_0^{(2\omega)})$ du Fe est supposé $non\ nul$ (Appendice 8.11).

DyFeCo présente une grande anisotropie perpendiculaire et un champ coercitif élevé. Fe $_{0,97}$ Si $_{0,03}$ est un matériau ferromagnétique polycristallin avec une température de Curie élevée $T_c = 700$ °C qui présente une faible coercivité et une anisotropie planaire.

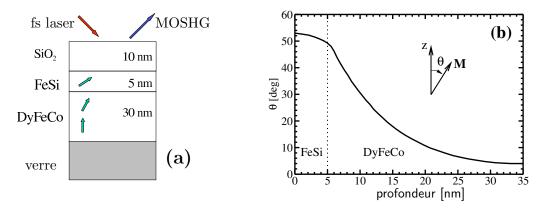


Figure 8.8: (a) Schéma de la structure FeSi/DyFeCo étudiée. (b) Calcul 2D du profil en profondeur de la désorientation de l'aimantation par rapport à la normale à l'échantillon.

Dans cette bicouche FeSi/DyFeCo, les spins des deux couches ferromagnétique et ferrimagnétique (FeSi et DyFeCo) sont couplés mais présentent des anisotropies compétitives dans le plan et hors plan. Par LMOKE nous avons demontré la faiblesse de l'anisotropie planaire du film. Dans la structure FeSi/DyFeCo on mesure un cycle d'hystérésis LMOKE presque carré pour la couche FeSi (Figure 8.14) avec un champ coercitif $H_c = 20$ Oe à température ordinaire. Ce champ coercitif est plus grand que celui qui a été trouvé pour une couche de FeSi isolée, pour laquelle H_c est seulement de quelques Oe. Ceci est attendu, car dans cette structure la couche de FeSi est couplée à DyFeCo. Par contre, une couche isolée de DyFeCo, ne présente aucun LMOKE en champ faible, ce qui confirme sa grande anisotropie perpendiculaire. Sous champ magnétique perpendiculaire DyFeCo, dans la structure FeSi/DyFeCo, présente un cycle d'hystérésis PMOKE carré avec un grand champ coercitif $H_c = 2000$ Oe.

Par symétrie, en l'absence de toute anisotropie planaire, l'anisotropie des spins est supposée être la même à l'intérieur d'un plan horizontal. Le résultat des calculs 2D du profil en profondeur de cet état d'équilibre des spins en champ nul, qui résulte des anisotropies compétitives, est présenté sur la Figure 8.8(b) [82]. En champ nul, l'aimantation de la couche FeSi de couverture est orientée à 52° du plan du film, c-à-d. loin de l'état planaire prévu pour une couche isolée.

8.9.2 Calcul des coefficients de Fresnel pour la structure FeSi/DyFeCo

Le profil en profondeur du champ électrique dans la structure FeSi/DyFeCo est présenté sur la Fig. 8.9, pour $E=1,55\,\mathrm{eV}$ et pour un angle d'incidence $\varphi=45^\circ$. Comme d'habitude, le profil des composantes tangentielles $E_x^{(\omega)},\,E_y^{(\omega)}$ décroit très lentement quand on s'enfonce dans la multicouche. Le profil de la composante normale, $E_z^{(\omega)}$, présente encore des sauts aux interfaces et $E_z^{(\omega)}$ a une faible valeur à l'interface FeSi/DyFeCo car les couches sont toutes deux métalliques et possèdent donc des valeurs de permittivité plutôt élevées. Pour les constantes optiques impliquées, voir l'Appendice 8.11.

Pour être plus explicite, les valeurs calculées des éléments de Fresnel entrant généralisés $X_{xs,\nu}^{(\omega)}, X_{yp,\nu}^{(\omega)}$ et $X_{zp,\nu}^{(\omega)}$, sont représentées sur la Fig. 8.10 sous forme polaire. Cette repré-

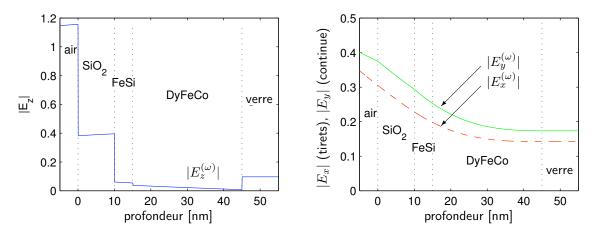


Figure 8.9: Profils en profondeur des modules des champs électriques $|E_x^{(\omega)}|$ (onde incidente s unitaire), $|E_y|$, $|E_z|$ (onde incidente p unitaire) dans la structure air/SiO₂(10 nm)/FeSi(5 nm)/DyFeCo(30 nm)/verre, pour un angle d'incidence $\varphi = 45^{\circ}$, et à l'énergie de photons $E^{(\omega)} = 1,55 \,\text{eV}$.

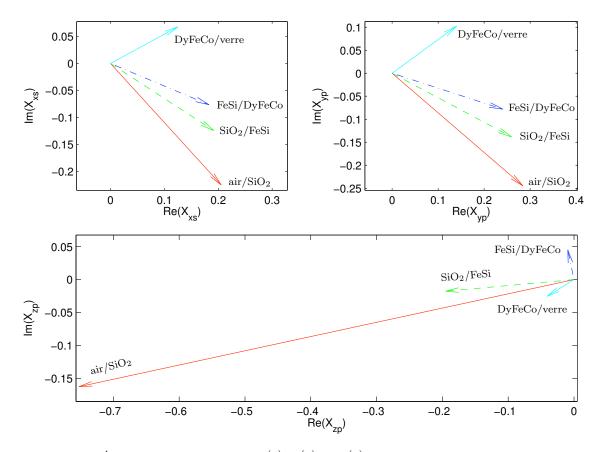


Figure 8.10: Élements de Fresnel entrant $X_{xs}^{(\omega)}$, $X_{yp,\nu}^{(\omega)}$ et $X_{zp,\nu}^{(\omega)}$ pour toutes les interfaces de la structure air/SiO₂(10 nm)/FeSi(5 nm)/DyFeCo(30 nm)/verre, pour un angle d'incidence $\varphi=45^{\circ}$, et pour une énergie de photons $E^{((\omega))}=1,55\,\mathrm{eV}$. $X_{zp,\nu}^{(\omega)}$ est calculé comme étant la moyenne entre les deux champs électriques de part et d'autre de l'interface. Les modules de $X_{xs,\nu}^{(\omega)}$, $X_{yp,\nu}^{(\omega)}$ et $X_{zp,\nu}^{(\omega)}$ sont identiques au champ électrique présenté ici pour les différentes interfaces (Fig.8.9).

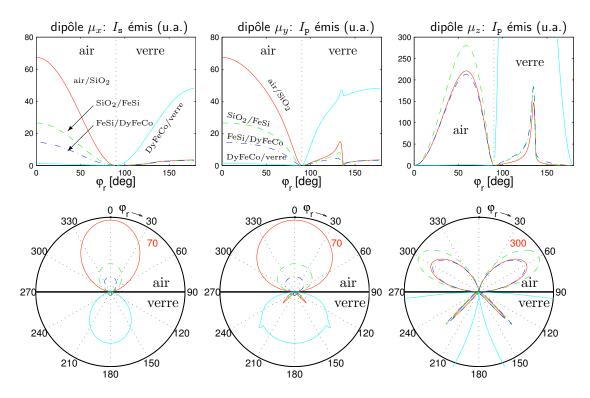


Figure 8.11: Dépendances angulaires des intensités $I_{\mathtt{s}}^{(2\omega)}$ et $I_{\mathtt{p}}^{(2\omega)}$ émises par des dipôles unitaires $\boldsymbol{\mu}^{(2\omega)}$ orientés selon les directions $x,\ y$ ou z. Ces dipôles sont localisés sur les interfaces de la structure air/SiO₂(10 nm)/FeSi(5 nm)/DyFeCo(30 nm)/verre, et l'on prend l'énergie des photons $E^{(2\omega)}=3,1\,\mathrm{eV}$.

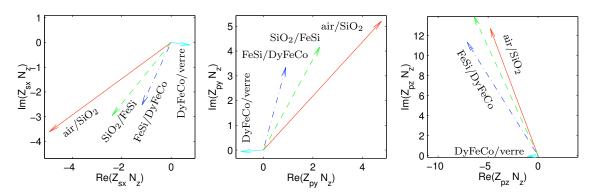


Figure 8.12: Valeurs des éléments de Fresnel sortant $Z_{\mathrm{s}x,\nu,-}^{(2\omega)}, Z_{\mathrm{p}y,\nu,-}^{(2\omega)}$ et $Z_{\mathrm{p}z,\nu,-}^{(2\omega)}$ pour la structure air/SiO₂(10 nm)/FeSi(5 nm)/DyFeCo(30 nm)/verre, pour l'angle d'émission $\varphi_r=45^\circ$, et pour l'énergie de photons $E^{(2\omega)}=3,1\,\mathrm{eV}$. La quantité portée sur l'axe des ordonnées est $N_{z,0}^{(2\omega)}Z_{ij,\nu,-}^{(2\omega)}$, car l'intensité de la lumière émise vaut $I_0^{(2\omega)}\sim |N_{z,0}^{(2\omega)}Z_{ij,\nu,-}^{(2\omega)}|$.

sentation contient aussi l'information sur la phase de $E^{(\omega)}$ à l'interface (rappelons que si l'amplitude du champ incident $|\mathcal{E}_{0,\Pi,+}^{(\omega)}|=1$, le champ électrique aux interfaces valent $|E_x^{(\omega)}|=|X_{x\mathbf{s},\nu}^{(\omega)}|,\ |E_y^{(\omega)}|=|X_{y\mathbf{p},\nu}^{(\omega)}|,\ |E_z^{(\omega)}|=|X_{z\mathbf{p},\nu}^{(\omega)}|$). Sur la Fig. 8.10 on peut voir que si l'on augmente la profondeur de l'interface, les modules et les phases de $X_{x\mathbf{s},\nu}^{(\omega)}$ et de $X_{y\mathbf{p},\nu}^{(\omega)}$ décroissent lentement. La plus grande valeur de $X_{z\mathbf{p},\nu}^{(\omega)}$ est évidemment obtenue à l'interface air/SiO₂, et est négligeable pour les interfaces FeSi/DyFeCo et DyFeCo/verre plus profondes.

Le rayonnement SHG émis par des dipôles electriques ponctuels localisés sur chaque interface de la structure est représenté sur la Fig. 8.11. On peut voir que la SHG est générée par les composantes dipolaires $\mu_x^{(2\omega)}$ et $\mu_y^{(2\omega)}$ qui dépendant de la position du dipôle. Comparée à l'interface FeSi/DyFeCo, l'interface SiO₂/FeSi émet une intensité plus élevée d'un facteur 2 pour $\mu_x^{(2\omega)}$ et 1,6 pour $\mu_y^{(2\omega)}$. La radiation émise par l'interface la plus profonde, DyFeCo/verre, est négligeable dans l'air; elle ne sera pas prise en considération par la suite. D'un autre côté, la radiation émise par le dipôle $\mu_z^{(2\omega)}$ dans l'air est beaucoup plus intense, par un facteur 3, que celles provenant de $\mu_x^{(2\omega)}$ et $\mu_y^{(2\omega)}$. De plus, la radiation émise par la composante $\mu_z^{(2\omega)}$ dépend peu de la profondeur du dipôle.

Les résultats précédents sont aussi nets sur la Fig. 8.12, où les éléments de Fresnel sortant généralisés $Z_{\mathrm{s}x,\nu,-}^{(2\omega)}$, $Z_{\mathrm{p}y,\nu,-}^{(2\omega)}$ et $Z_{\mathrm{p}z,\nu,-}^{(2\omega)}$, décrivent la radiation émise dans l'air à partir des composantes dipolaires $\mu_x^{(2\omega)}$, $\mu_y^{(2\omega)}$ et $\mu_z^{(2\omega)}$. La Fig. 8.12 représente les éléments de Fresnel sous forme polaire pour la structure FeSi/DyFeCo, pour $\varphi_r=45^\circ$ et une énergie de photons $E^{(2\omega)}=3$, 1 eV. Notons que la relation entre l'intensité de la lumière émise (unité arbitraire) et les coefficients $Z_{ij,\nu,d}^{(2\omega)}$ s'écrit: $I_{\mathrm{s}}=N_0^{(2\omega)}|N_{z,0}^{(2\omega)}Z_{\mathrm{s}x,\nu,-}|^2$, $I_{\mathrm{p}}=N_0^{(2\omega)}|N_{z,0}^{(2\omega)}Z_{\mathrm{p}y,\nu,-}|^2$ et $I_{\mathrm{p}}=N_0^{(2\omega)}|N_{z,0}^{(\omega)}Z_{\mathrm{p}z,\nu,-}|^2$, où $N_0^{(2\omega)}$ représente l'indice de réfraction de l'air à la fréquence 2ω , et $N_{z,0}^{(2\omega)}$ la composante z du vecteur d'onde dans l'air. C'est pourquoi j'ai préféré représenter la quantité $N_{z,0}^{(2\omega)}Z_{ij,\nu,-}^{(2\omega)}$, plutôt que $Z_{ij,\nu,-}^{(2\omega)}$ sur la Fig. 8.12. Le module et la phase des éléments $Z_{\mathrm{s}x,-}^{(2\omega)}$ et $Z_{\mathrm{p}y,-}^{(2\omega)}$ décroissent de manière continue avec la profondeur. La situation n'est pas aussi évidente pour les éléments $Z_{\mathrm{p}z,\nu,-}^{(2\omega)}$ (associés avec $\mu_{z,\nu}^{(2\omega)}$), où toutes les contributions de la première des trois interfaces ont approximativement le même module et la même phase. L'élément $Z_{\mathrm{p}z,\nu,-}^{(2\omega)}$ décroit plus lentement avec la profondeur que les éléments $Z_{\mathrm{s}x,-}^{(2\omega)}$ et $Z_{\mathrm{p}y,-}^{(2\omega)}$.

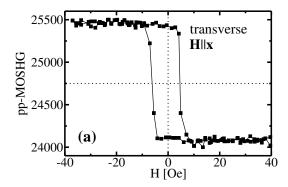
En conclusion, l'ingrédient le plus actif sur la sensibilité en profondeur du MOSHG dans la structure FeSi/DyFeCo est le profil de $E_z^{(\omega)}$ lorsque l'on s'enfonce dans la structure.

8.9.3 Résultats et discussion du MOSHG pour la structure FeSi/DyFeCo

Les résultats obtenus en MOSHG sur la structure FeSi/DyFeCo sont présentés sur les Figs. 8.13 et 8.14. Les expériences furent effectuées sous incidence oblique ($\varphi = 45^{\circ}$), le faisceau incident entrant par la face SiO₂.

Comparons les cycles d'hystérésis MOSHG transverses $(\boldsymbol{H} \parallel \hat{x})$, obtenus en polarisations pp et sp, présentés sur la Fig. 8.13.

La coercivité présentée par les deux cycles est nettement différente (6 Oe en configu-



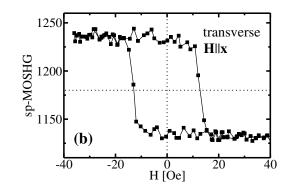


Figure 8.13: Cycles d'hystérésis MOSHG en champ transverse ($H \parallel \hat{x}$) pour la structure FeSi/DyFeCo mesuré (a) dans configuration pp, (b) dans configuration sp. L'angle d'incidence vaut $\varphi = 45^{\circ}$.

ration pp et 13 Oe en sp). Notons que l'intensité de la lumière incidente est comparable dans les deux cas, c.à.d. que l'on prévoit le même échauffement par le faisceau laser. La différence de coercivité est expliquée ainsi: les spins localisés près de la interface SiO₂/FeSi se renversent très facilement sous champ appliqué dans le plan du film car ils ne sont pas très couplés aux spins de la couche de DyFeCo. Donc, lorsque l'on augmente le champ, les spins se renversent d'abord à la surface de FeSi. Sous faible champ, on génère donc une structure des spins en spirale entre la surface de FeSi et l'interface FeSi/DyFeCo, donnant naissance à une pseudo-paroi de Bloch en épaisseur. Ce comportement magnétique permet d'expliquer la forme et la coercivité des cycles pp et sp-MOSHG. Ceci signifie que:

- (i) le pp-MOSHG transverse est sélectif à l'aimantation de l'interface supérieure,
- (ii) le sp-MOSHG transverse est sensible à l'ensemble des deux premières interfaces $SiO_2/FeSi$ et FeSi/DyFeCo, probablement d'extension en profondeur plus importante.

Le point (i) est en accord avec les régles de sélection (Table 8.2) et l'estimation du champ électrique aux interfaces en configuration pp. Le champ électrique à la fréquence fondamentale ω , polarisé selon p, dépend des composantes $E_y^{(\omega)}$ et $E_z^{(\omega)}$. La sélectivité du MOSHG à l'interface SiO₂/FeSi s'explique simplement par l'allure du profil de $E_z^{(\omega)}$ (Fig. 8.9), qui est beaucoup plus marquée à cet interface.

Considérons maintenant la relation entre les composantes des dipôles et le champ électrique à ω , issue des règles de sélection (Table 8.2). Le signal magnétique en configuration transverse pp est relié à $\mu_y^{(2\omega)} = \chi_{yyy}(E_y^{(\omega)})^2 + \chi_{yzz}(E_z^{(\omega)})^2$ and $\mu_z^{(2\omega)} = \chi_{zzy}E_y^{(\omega)}E_z^{(\omega)}$. Comme les résultats expérimentaux prouvent que l'on est principalement sensible à l'interface supérieure, ceci veut dire que χ_{yyy} est négligeable par rapport à χ_{yzz} et χ_{zzy} . De plus, de la comparaison entre les cycles pp et ps, on montrera plus loin que χ_{yzz} est faible par rapport à χ_{zzy} . On peut en conclure que le signal magnétique observé en configuration transverse pp provient du terme $\mu_z^{(2\omega)} = \chi_{zzy}E_y^{(\omega)}E_z^{(\omega)}$. Ceci est confirmé par le fait que la radiation dipolaire provient essentiellement de la composante $\mu_z^{(2\omega)}$ (et donc de χ_{zzy}) qui est environ 3 fois plus élevée que celle qui provient de $\mu_y^{(2\omega)}$ (Figs. 8.11 and 8.12). De plus, comme l'ont déjà mentionné Pethukov et al. [73] pour Al(111), et si nous étendons leurs résultats à notre système, on s'attend à ce que la radiation due à $\mu_z^{(2\omega)}$ provienne d'une région interfaciale beaucoup plus fine (\sim 0,1 nm) que pour les composantes $\mu_x^{(2\omega)}$ et $\mu_y^{(2\omega)}$

 $(\sim 1 \text{ nm})$. Cet argument conforte la forte sélectivité de la configuration pp à l'interface FM supérieur SiO₂/FeSi. Des résultats similaires furent obtenus par Güdde *et al.* [74] pour des couches ultra-minces de Co et de Ni déposées sur Cu(001).

Le point (ii) est en accord avec les propriétés caractéristiques de la configuration transverse sp. La composante du champ électrique $E_x^{(\omega)}$ garde approximativement la même valeur aux deux interfaces FM SiO₂/FeSi et FeSi/DyFeCo (Fig. 8.9). En conséquence, les dipôles localisés sur les deux interfaces FM sont excités de manière presque similaire. Le signal magnétique est relié à $\mu_y^{(2\omega)} = \chi_{yxx}(E_x^{(\omega)})^2$ (voir Table 8.2). L'intensité de la lumière émise par la composante $\mu_y^{(2\omega)}$ est plus forte d'un facteur 1,6 pour l'interface FM supérieure SiO₂/FeSi que pour celle du dessous, FeSi/DyFeSi. En première approximation, les deux contributions sont donc comparables (Fig. 8.11 et 8.12). Si l'on suppose que χ_{yxx} est identique pour les deux interfaces, la contribution de l'interface supérieure SiO₂/FeSi devient à peu près deux fois celle de l'autre interface FeSi/DyFeCo. Ce résultat est encore renforcé par le fait que $\mu_y^{(2\omega)}$ concerne une zone étendue au voisinage de l'interface plus que $\mu_z^{(2\omega)}$ [73].

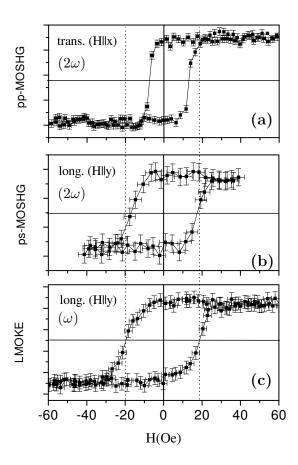


Figure 8.14: Cycles d'hystérésis MOSHG et LMOKE pour la structure FeSi/DyFeCo mesurés dans: (a) la configuration pp, $\boldsymbol{H}\parallel\hat{x}$; (b) la configuration ps, $\boldsymbol{H}\parallel\hat{y}$. (c) Cycles d'hystérésis LMOKE mesurés dans les mêmes conditions thermiques. L'angle d'incidence est toujours $\varphi=45^{\circ}$.

Commentons maintenant les cycles d'hystérésis présentés sur la Fig. 8.14. Des cycles d'hystérésis mesurés en LMOKE et en MOSHG ont été enregistrés en utilisant le même

flux lumineux incident ; c.à.d. dans les mêmes conditions thermiques. Le cycle MOSHG mesuré en configuration longitudinale ps, est très similaire à celui qui a été mesuré en configuration transverse sp. Le terme responsable du signal magnétique en configuration ps est: $\mu_x^{(2\omega)} = \chi_{xyy}(E_y^{(\omega)})^2 + \chi_{xzz}(E_z^{(\omega)})^2$. La grande coercitivité présentée par le cycle ps signifie que les deux interfaces sont ici concernées. Donc, la contribution $\chi_{xzz}(E_z^{(\omega)})^2$ doit être plus faible que celle qui provient du terme $\chi_{xyy}(E_y^{(\omega)})^2$. Ce résultat, associé à la relation de symétrie $\chi_{xzz} = -\chi_{yzz}$ (Table 8.1 ou 8.3) permet de montrer que le terme $\mu_z = \chi_{zzy}E_y^{(\omega)}E_z^{(\omega)}$ est dominant dans la configuration pp. Cette propriété a été utilisée précédemment. Par contre, le LMOKE testant l'aimantation de manière plus uniforme en profondeur, donne un cycle d'hystérésis ayant un fort champ coercitif et présentant une pente moins abrupte que le MOSHG en configuration longitudinale ps. Cette plus faible pente résulte d'une distribution plus large de champs coercitifs sur une plus forte épaisseur.

8.10 MOSHG de la structure tricouches Co/NiO/NiFe

Dans cette section, nous comparons les résultats de MOSHG et de MOKE pour la structure tricouche Co(FM)/NiO(AFM)/NiFe(FM), et discutons de la sensibilité en profondeur du MOSHG par rapport aux interfaces.

8.10.1 Propriétés des échantillons étudiés

En général le couplage d'échange unidirectionnel à l'interface entre une couche ferromagnétique (FM) et une couche antiferromagnétique (AFM), discuté dans la littérature depuis les années 60, se manifeste en particulier par un décalage du cycle d'hystérésis en champ et une augmentation de la coercivité de la couche FM [83].

Les multicouches FeNi/NiO/Co utilisées correspondent plus exactement à la structure $CoO(2\,\mathrm{nm})/Co(2\,\mathrm{nm})/NiO(t^{\mathrm{(NiO)}})/NiFe(2\,\mathrm{nm})/Cu(5\,\mathrm{nm})/SiO_2(80\,\mathrm{nm})/Si$, et ont été fabriquées et étudiées précédemment dans l'équipe de B. Dieny, SPINTEC, Grenoble [84, 85]. La multicouche était initialement couverte par une couche de Co. En accord avec des résultats obtenus à Grenoble, on suppose que le Co est oxydé sous la forme de CoO sur une épaisseur de 2 nm. La préparation de l'échantillon et ses propriétés structurales et magnétiques ont déjà été publiées [84, 85]. Ici, nous mentionnons seulement quelques uns de ces résultats qui sont importants pour l'interprétation de nos données.

On présente des études de MOSHG sur des échantillons Co/NiO/FeNi ayant deux épaisseurs différentes de NiO, $t^{\rm (NiO)}=4\,\mathrm{nm}$ et 8 nm. Dans ce système, le couplage entre Co et FeNi s'effectue via la couche séparatrice AFM NiO. La couche de Co présente une anisotropie uniaxiale résultant de la déposition sous incidence oblique de la couche de NiO [84]. Les deux couches FM présentent entre elles un couplage d'échange unidirectionnel négligeable, comme cela est attendu pour des systèmes à faible anisotropie, comme le NiO [86, 84]. La couche NiFe ne présente pas d'axe de facile aimantation dans le plan de manière intrinsèque. Le couplage entre ces deux couches FM est réduit lorsqu'on augmente l'épaisseur de la couche séparatrice de NiO. Pour $t^{\rm (NiO)}=8\,\mathrm{nm}$, les aimantations dans les couches de NiFe et Co sont parallèles, tandis que pour $t^{\rm (NiO)}=4\,\mathrm{nm}$, le couplage entre ces couches FM est à 90°. Ce couplage à 90° provient certainement de la rugosité d'interface associé à une faible valeur de l'anisotropie effective de NiO [84, 85].

Discutons maintenant les résultats expérimentaux obtenus en MOSHG. La lumière entre toujours par la face CoO, sous un angle d'incidence $\varphi = 45^{\circ}$, et une énergie $E^{(\omega)} = 1,54\,\mathrm{eV}\ (\lambda^{(\omega)} = 800\,\mathrm{nm})$.

8.10.2 Éléments de Fresnel entrant pour la structure Co/NiO/FeNi

Le profil du champ électrique $E^{(\omega)}$ dans la structure Co/NiO(4 nm)/FeNi est présenté sur la Figure 8.15.

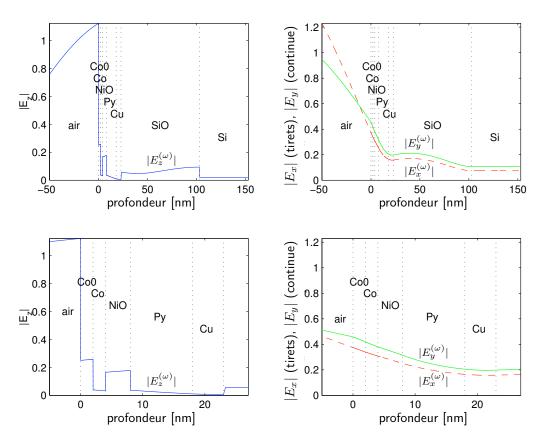


Figure 8.15: Profil des modules des composantes du champ électrique dans la structure Co/NiO(4 nm)/FeNi. Les deux graphiques du bas montrent un "zoom" des graphiques du dessus. Py (permalloy) désigne la couche FeNi.

Comme dans les cas précédents, le profil des composantes transverses du champ électrique $E_x^{(\omega)}$, $E_y^{(\omega)}$ est continu au travers des interfaces et leurs amplitudes décroissent lentement lorsqu'on rentre plus profondément dans la structure. Le rapport entre les amplitudes $E_x^{(\omega)}$ (ou $E_y^{(\omega)}$) présenté par la première interface FM (CoO/Co) et la dernière interface FM (NiFe/Cu) est approximativement égal à 2. La décroissance lente des amplitudes $E_x^{(\omega)}$, $E_y^{(\omega)}$ est aussi révélée sur la Figure 8.16 pour les éléments $X_{xs,\nu}^{(\omega)}$ et $X_{yp,\nu}^{(\omega)}$. Lorsque l'interface est positionnée en profondeur dans l'échantillon, l'amplitude et la phase des éléments de la matrice $\mathbf{X}_{\nu}^{(\omega)}$ décroissent lentement d'une manière similaire pour $X_{xs,\nu}^{(\omega)}$ et $X_{yp,\nu}^{(\omega)}$.

D'un autre côté, le profil de la composante normale $E_z^{(\omega)}$ présente des discontinuités aux interfaces (Figure 8.15). Comme la couche de Co est prise en sandwich entre 2

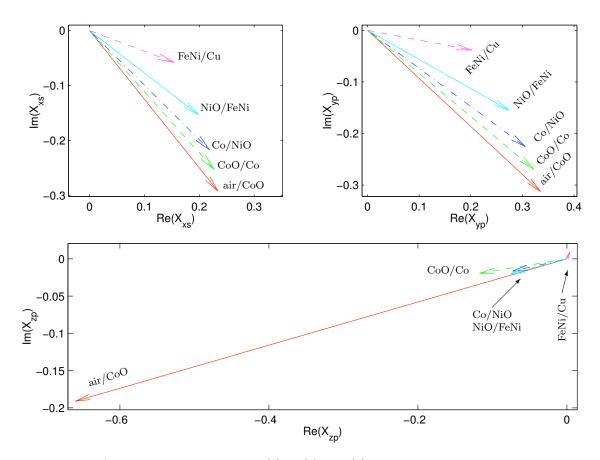


Figure 8.16: Éléments de Fresnel entrant $X_{xs,\nu}^{(\omega)}$, $X_{yp,\nu}^{(\omega)}$ et $X_{zp,\nu}^{(\omega)}$ pour la structure Co/NiO(4 nm)/FeNi. L'élément $X_{zp,\nu}^{(\omega)}$ est calculé comme étant la moyenne des valeurs de $E_z^{(\omega)}$ juste au-dessous et au-dessus de l'interface.

couches d'oxyde NiO et CoO, on constate un saut relativement important de $E_z^{(\omega)}$ des deux côtés de la couche de Co. De plus, la couche FeNi est située entre une couche d'oxyde (NiO) et un métal. Dans ce cas, le saut de $E_z^{(\omega)}$ est principalement présent à l'interface NiO/FeNi mais non à l'interface FeNi/Cu. Ces comportement sont aussi visibles sur $X_{zp,\nu}^{(\omega)}$ (Figure 8.16). La plus grande valeur de $X_{zp,\nu}^{(\omega)}$ est associée à l'interface air/Co. Toutes les interfaces FM/oxyde (CoO/Co, Co/NiO, NiO/FeNi) donnent approximativement les mêmes amplitudes et phases. Au contraire, la valeur de $X_{zp,\nu}^{(\omega)}$ pour la dernière interface FM est plutôt faible.

8.10.3 Éléments de Fresnel sortant pour la structure Co/NiO/FeNi

La Figure 8.17 montre l'intensité émise par un dipôle unitaire orienté selon l'une des directions x, y ou z, et placé sur l'une des cinq premiers interfaces (jusqu'à l'interface NiO/Cu). Le rayonnement issu des composantes $\mu_x^{(2\omega)}, \mu_y^{(2\omega)}$ est plus faible pour des dipôles situés plus profondément dans la multicouche. L'intensité lumineuse émise à 2ω par des dipôles situés sur l'interface NiO/NiFe est à peu près 30% plus faible que pour des dipôles situés à l'interface CoO/Co. Le même résultat est représenté pour les composantes

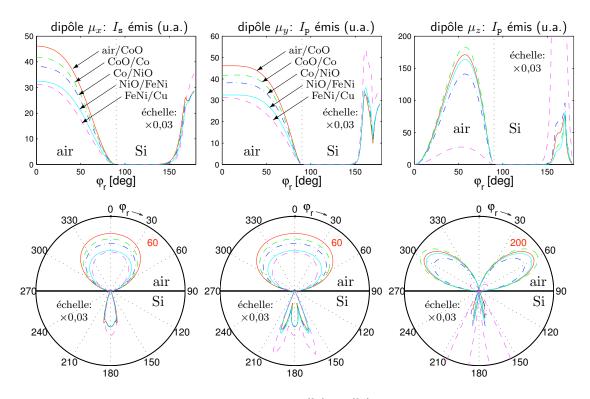


Figure 8.17: Dépendances angulaires des intensités $I_{\mathtt{s}}^{(2\omega)}$ et $I_{\mathtt{p}}^{(2\omega)}$ émises par des dipôles unitaires $\mu^{(2\omega)}$ orientés selon des directions $x,\ y,\ z$ et situés sur les interfaces de la structure Co/NiO(4 nm)/FeNi. L'énergie des photons est $E^{(2\omega)}=3,1\,\mathrm{eV}$.

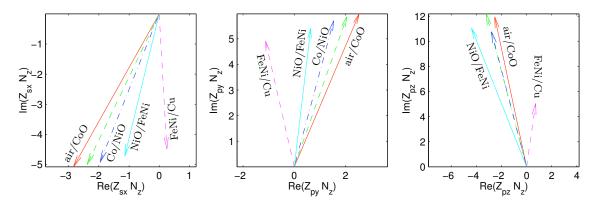


Figure 8.18: Eléments de Fresnel sortant $Z_{\mathrm{sx},\nu,-}^{(2\omega)}, Z_{\mathrm{py},\nu,-}^{(2\omega)}$ et $Z_{\mathrm{pz},\nu,-}^{(2\omega)}$ pour la structure Co/NiO(4 nm)/FeNi, pour l'angle d'émission $\varphi_r=45^\circ$ et pour l'énergie $E^{(2\omega)}=3,1\,\mathrm{eV}$. La quantité présentée est $N_{z,0}^{(2\omega)}Z_{ij,\nu,-}^{(2\omega)}$, car l'intensité de la lumière est $I_0^{(2\omega)}\sim |N_{z,0}^{(2\omega)}Z_{ij,\nu,-}^{(2\omega)}|$.

 $Z_{sx,\nu}^{(2\omega)}$ et $Z_{py,\nu}^{(2\omega)}$ (Figure 8.18). Pour des interfaces de plus en plus enterrées, les amplitudes et les phases décroissent.

La radiation émise par la composante $\mu_z^{(2\omega)}$ est de nature différente. Pour des dipôles unitaires localisés sur différentes interfaces, elle garde approximativement la même intensité. Ces résultats sont représentés sur la Figure 8.18, où il est montré que toutes les interfaces présentent des valeurs similaires de $Z_{\mathrm{pz},\nu}^{(2\omega)}$.

8.10.4 Résultats sur le MOSHG du système Co/NiO(8 nm)/NiFe

Les résultats expérimentaux en MOSHG pour l'échantillon Co/NiO(8 nm)/NiFe sont représentés sur la Figure 8.19 pour des configurations transverses pp, sp et longitudinales ps.

Dans tous ces cas, le champ magnétique est appliqué le long de l'axe facile du Co; il est appelé a (b est l'axe difficile pour le Co, c-à-d. $a \perp b$). Ce champ est appliqué dans la direction transverse, ($\mathbf{H} \parallel \hat{x}$) dans le cas des configurations \mathbf{pp} et \mathbf{sp} , et longitudinalement, $\mathbf{H} \parallel \hat{y}$, pour la configuration \mathbf{ps} . Les composantes de l'aimantation détectées sont toujours selon la direction du champ appliqué, c-à-d. dans la direction de l'axe facile du Co (Table 8.2).

La Figure 8.19 montre que les interfaces Co et NiFe donnent des cycles d'hystérésis carrés avec des champs coercitifs de 130 et 12 Oe. Des résultats similaires ont été obtenus à partir du LMOKE. Ceci signifie, qu'en champ nul, l'aimantation des couches de Co et de FeNi s'alignent selon l'axe a, et des configurations de spin similaires sont certainement présentes à leurs interfaces. On peut voir que la configuration pp est beaucoup plus sensible à l'une des interfaces les plus profondes de la couche FeNi (par opposition au cas précédent de FeSi/DyFeCo, où le MOSHG était plus sélectif à l'interface FM du dessus). Par contre, les configurations sp et ps MOSHG sont sensibles à toutes les interfaces (Co/Co, Co/NiO, NiO/FeNi, FeNi/Cu). Interprétons maintenant ces résultats.

Configuration transverse sp: D'un point de vue théorique, la configuration sp est seulement sensible à l'aimantation transverse m_x , car $\mu_x^{(2\omega)} = \chi_{zxx}^{(m)} (E_x^{(\omega)})^2$ (Table 8.2). Comme $E_x^{(\omega)}$ est approximativement identique pour toutes les interfaces FM, la configuration sp est sensible à toutes ces interfaces, en accord avec les résultats obtenus.

Configuration longitudinale ps: La configuration ps est sensible à la fois aux composantes d'aimantation polaire, m_z , et longitudinale, m_y . Comme l'aimantation de l'échantillon est toujours planaire (ceci a été testé par PMOKE), on est seulement sensible à m_y .

Le signal magnétique lié à l'aimantation m_y est donné par $\mu_x^{(2\omega)} = \chi_{xyy}(E_y^{(\omega)})^2 + \chi_{xzz}(E_z^{(\omega)})^2$ (Table 8.2). Le signal magnétique provient de toutes les interfaces, comme en configuration sp. Le dipôle $\mu_x^{(2\omega)}$ doit être relié principalement au terme $\chi_{xyy}(E_y^{(\omega)})^2$, ce qui conduit à $|\chi_{xyy}| \gg |\chi_{xzz}|$.

La similarité entre les cyles sp et ps-MOSHG est fortement soutenue par les arguments de symétrie qui prédisent $\chi_a=\chi_{yxx}=-\chi_{xyy}$ (Table 8.1 et 8.3). D'où, si l'on néglige le terme $\mu_x^{(2\omega)}=\chi_{xzz}(E_z^{(\omega)})^2$ en configuration ps, les configurations ps et sp sont données de manière analogue par $\mu_x^{(2\omega)}=\chi_a(E_y^{(\omega)})^2$ et $\mu_y^{(2\omega)}=\chi_a(E_x^{(\omega)})^2$.

Comme les profils en profondeur de $E_x^{(\omega)}$ et $E_y^{(\omega)}$ sont pratiquement identiques (Fig. 8.15), les deux configurations fournissent quasiment les mêmes moments dipolaires et produisent une émission similaire (Fig. 8.17 et 8.18).

Cependant, les cycles d'hystérésis expérimentaux mesurés en configuration sp et ps ne sont pas tout à fait identiques (Fig. 8.19). Le cycle ps est plus carré et contient une contribution quadratique en aimantation (les sauts dans le cycle du Co ont différentes amplitudes pour H < 0 et H > 0).

L'origine de la contribution quadratique peut être expliquée de la manière suivante: comme il a été discuté en section 8.5.1, une configuration purement ps n'est pas sensible au signal SHG non-magnétique, comme cela est requi pour observer un sig-

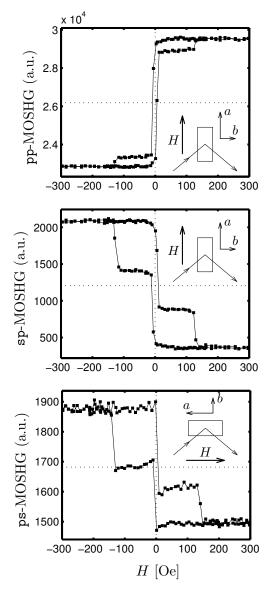


Figure 8.19: Cycles d'hystérésis MOSHG pour l'échantillon $CoO(2 \text{ nm})/Co(2 \text{ nm})/NiO(8 \text{ nm})/FeNi(10 \text{ nm})/SiO_2(80 \text{ nm})/Si.$ Le champ magnétique est apliqué le long de l'axe facile du Co. Pour H=0, les aimantations du Co et du FeNi sont situées le long de l'axe a.

nal magnétique [Table 8.2, Équation(8.16)]. Donc, l'analyseur du montage doit être légèrement désorienté par rapport à l'orientation s pour transmettre une lumière partiellement polarisée selon p, qui contient une partie de lumière émise par des sources non-magnétiques. Le signal magnétique résultant peut alors dépendre de m_x . La forme très carrée du cycle ps peut résulter de la superposition d'un cycle lié à m_x [77]. De plus, pour une faible désorientation de l'analyseur par un angle ζ_a , la contribution du terme $|\mathcal{E}_{0,s,-}^{(2\omega,m)}|^2 m_y^2 \cos^2 \zeta_a$, quadratique avec m_y [voir Équation (8.16)], peut être détecté. Ceci explique bien la contribution quadratique observée sur le cycle d'hystérésis en configuration ps (Fig. 8.19).

Configuration pp: Le cycle d'hystérésis en configuration pp, présenté sur la Fig. 8.19 montre clairement que le MOSHG est principalement déterminé par le comportement magnétique des interfaces NiFe, qui sont plus profondes que les interfaces du Co dans la structure.

La configuration pp est seulement sensible à l'aimantation transverse m_x via les expressions $\mu_y^{(2\omega)} = \chi_{yyy}(E_y^{(\omega)})^2 + \chi_{yzz}(E_z^{(\omega)})^2$ et $\mu_z^{(2\omega)} = \chi_{zzy}E_y^{(\omega)}E_z^{(\omega)}$ (Table 8.2). Comme dans la précédente section 8.9.3, le terme dominant est $\mu_z^{(2\omega)} = \chi_{zzy}E_y^{(\omega)}E_z^{(\omega)}$, car le cycle pp dépend principalement de l'état d'aimantation des interfaces FeNi. Le terme prédominant dépend donc de $E_z^{(\omega)}$, ce qui conduit à pouvoir négliger le terme $\chi_{yyy}(E_y^{(\omega)})^2$. De plus, $\chi_{yzz}(E_z^{(\omega)})^2$ est certainement faible car il apparaît aussi en configuration ps comme $\chi_{xzz}(E_z^{(\omega)})^2$, et ne donne pas de MOSHG.

Expliquons maintenant pourquoi la configuration pp est plus sensible aux interfaces de la couche FM la plus profonde (NiO/FeNi ou FeNi/Cu), contrairement à la situation trouvée précédemment pour la structure FeSi/DyFeCo (section 8.9). La raison est liée au profil en profondeur de $E_z^{(\omega)}$ (Fig. 8.15): la couche de Co est prise en sandwich entre deux couches d'oxyde dont les propriétés optiques sont très similaires. De ce fait, les sauts de $E_z^{(\omega)}$ à chaque interface Co/Co et Co/NiO sont quasiment identiques. De plus, comme les deux interfaces concernent des oxydes, on peut supposer que leurs susceptibilités χ sont comparables. Ces contributions MOSHG pour ces deux interfaces présentent cependant des signes opposés; nous nous attendons donc à une annulation quasi-parfaite du signal MOSHG total pour ces deux interfaces. D'un autre côté, la couche FeNi est prise en sandwich entre un métal (Cu) et un oxyde (NiO). Ceci conduit à une valeur importante de $E_z^{(\omega)}$, mais seulement à l'interface NiO/FeNi. On peut donc conclure que le MOSHG pp provient uniquement de cette dernière interface NiO/FeNi.

8.10.5 Résultats sur le MOSHG du système Co/NiO(4 nm)/NiFe

Les résultats obtenus en LMOKE et PMOKE sur la structure Co/NiO(4 nm)/NiFe sont présentés sur la Fig. 8.20. Le champ magnétique est appliqué selon l'axe a de facile aimantation du Co (colonne de gauche) ou perpendiculaire à celui-ci (colonne de droite). Pour cet échantillon, contrairement à celui ayant $t^{(NiO)} = 8$ nm, l'aimantation de FeNi en champ nul est à 90° de l'axe facile du Co, a.

Discutons d'abord le cas où $\boldsymbol{H} \parallel a$ (colonne de gauche). En accord avec un couplage à 90° entre les deux couches FM, le cycle d'hystérésis LMOKE du Co est carré tandis que celui de la couche de FeNi présente une forme en S. Comme dans le cas précédent, pour

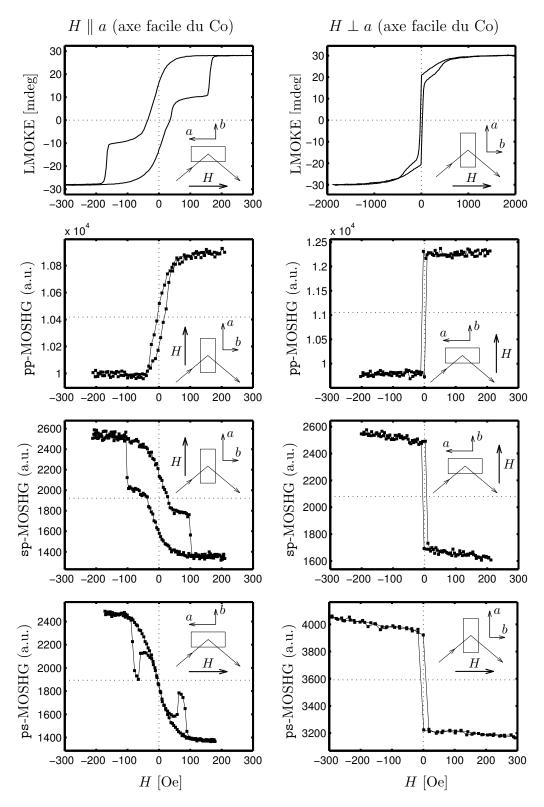


Figure 8.20: Cycles d'hystérésis du LMOKE ($1^{i\text{ère}}$ rangée) et du MOSHG pour l'échantillon CoO(2 nm)/Co(2 nm)/NiO(4 nm)/FeNi(10 nm)/Cu(5 nm)/SiO₂(80 nm)/Si.

l'échantillon avec $t^{(NiO)} = 8 \text{ nm}$, la configuration MOSHG transverse pp est plus sensible aux interfaces avec FeNi (la contribution dominante provient de l'interface NiO/FeNi). Par contre, les configurations transverse sp et longitudinale ps sont sensibles à l'aimantation de toutes les interfaces. Comme nous l'avons discuté précédemment, les configurations sp et ps donnent des cycles assez similaires, en accord avec le fait que les effets MOSHG sont dûs à des sources analogues. Cependant, la configuration longitudinale ps donne un cycle additionnel de signe opposé aux contributions principales, qui présente un champ coercitif de 60 Oe. Ce dernier effet est probablement lié à la faible désorientation de l'analyseur par rapport à la direction s (section 8.5.1) qui permet une composante p, sensible à m_x [Éq. (8.16)]. Comme pour des champs appliqués inférieurs à 80 Oe, l'aimantation du Co reste saturée le long de l'axe a, les sauts inverses de MOSHG apparaissant pour des valeurs opposées du champ, sont dûs uniquement aux interfaces associées à la couche de FeNi. Ceci correspond à des sauts d'aimantation seulement visibles selon l'axe b. Cet effet pourrait s'expliquer par la présence de deux axes faciles équivalents pour FeNi, symétriques par rapport à l'axe a, ou par une possible coexistence de deux types de domaines d'aimantation planaire. Dans ce dernier cas, les sauts correspondraient à une transition vers un état monodomaine à plus fort champ.

Lorsque H est appliqué le long de l'axe d'anisotropie facile de FeNi ($H \perp a$) (colonne de droite de la Fig. 8.20), le cycle d'hystérésis LMOKE du Co a la forme d'un S. Cependant, lorsque l'on mesure le MOSHG sous $H \perp a$, le champ appliqué reste trop faible pour modifier la direction de l'aimantation aux interfaces liées à la couche de Co. Sur la partie droite de la Fig. 8.20, on peut voir que la sélectivité du MOSHG aux différentes interfaces est similaire à celle trouvée précédemment pour la structure avec $t^{(\text{NiO})} = 8 \,\text{nm}$: la configuration pp est plus sensible aux interfaces de la couche de FeNi, et le cycle d'hystérésis est parfaitement carré avec un faible champ coercitif. D'autre part, les configurations ps et sp sont sensibles à l'aimantation de toutes les interfaces liées aux couches de Co et FeNi, les interfaces du Co donnant seulement une variation linéaire sous champ. La non-symétrie du cycle par rapport à l'inversion du champ en configuration ps est encore liée à la supperposition d'un terme quadratique en m_x^2 [Éq. (8.16)].

95

8.11 Appendice de chapitre 8

Dans cet Appendice je reporte les constantes optiques utilisées dans ce chapitre. Elles sont principalement tirées de [87]. Les constantes optiques pour $\mathrm{Dy_{0,30}Fe_{0,58}Co_{0,12}}$ ne sont connues que pour $E=1,47\,\mathrm{eV}$ [81]; j'ai donc été obligé, de manière artificielle, de prendre ces valeurs mêmes pour d'autres énergies de photons.*

materiau	E = 1,55 eV	E = 1,55 eV	E = 3, 1 eV	$\varepsilon_0^{(2\omega)}$ $E = 3, 1 \text{eV}$
air	1	1	1	1
CoO	2,12	4,49	2,26 + 0,027i	5,12+0,12i
Со	2,48 + 4,79i	-16,77 +23,75i	1,58 + 2,96i	-6,24 + 9,33i
NiO	2,37 + 0,0012i	5,59 + 0,0055i	2,55 + 0,0003i	6,48 + 0,0013i
NiFe (Py)	2,18 + 4,68i	-17,13 +20,35i	1,69 + 3,34i	-8,32 +11,30i
Cu	0,25 + 5,08i	-25,69 + 2,55i	1,18 + 2,21i	-3,50 + 5,22i
SiO_2	1,74	3,03	1,76	3,11
Si	3,68 + 0,0063i	13,55 + 0,046i	5,56 + 0,29i	30,88 + 3,22i
Fe (also for $Fe_{0,96}Si_{0,04}$)	2,90 + 3,36i	-2,85 +19,50i	2,26 + 2,60i	-1,61 +11,74i
$Dy_{0,30}Fe_{0,58}Co_{0,12}^{\star}$	3,67 + 3,85i	-1,35 +28,26i	3,67 + 3,85i	-1,35 +28,26i
verre	1,45	2,11	1,47	2,16

Table 8.5: Constantes optiques des matériaux étudiés dans le chapitre 8.

"... Si l'oiseau ne chante pas
c'est mauvais signe
signe que le tableau est mauvais
mais s'il chante c'est bon signe
signe que vous pouvez signer
Alors vous arrachez tout doucement
une des plumes de l'oiseau
et vous écrivez votre nom dans un coin du tableau."

Chapitre 9

Jacques PRÉVERT

Conclusion

Dans ce travail, j'ai traité des problèmes posés concernant l'interprétation et l'investigation des propriétés magnétiques de multicouches en couches minces à partir de la Magnéto-Optique (MO). Cette contribution est vitale pour mieux comprendre le comportement complexe de l'aimantation dans des multicouches magnétiques et aux interfaces. Ce travail pourra aider à l'interprétation de problèmes reliés à l'enregistrement magnétique et aux matériaux destinés à l'électronique de spin.

Il est bien connu que les interfaces entre une couche ferromagnétique (FM) et une couche non-ferromagnétique (non-FM) jouent un rôle majeur sur les propriétés magnétiques des structures multicouches. Pour une structure où la couche FM est prise en sandwich autre deux couches non-FM, j'ai introduit une nouvelle technique permettant de séparer les contributions MO provenant des interfaces de la contribution de la couche FM elle-même. Cette technique repose sur la variation expérimentale de l'effet Kerr, $\Phi = A + Bt^{\text{(fm)}}$, avec l'épaisseur de la couche FM, $t^{\text{(fm)}}$. J'ai montré que si l'on peut déterminer expérimentalement les parties réelle et imaginaire de A et B, le rapport A/B est directement lié aux propriétés MO de l'interface seule, indépendamment des autres propriétés de la multicouche et des caractéristiques du faisceau lumineux. J'ai appliqué avec succès cette méthode pour étudier les interfaces dans la structure Au/Co/Au(111). Comparant la dispersion de la quantité expérimentale A/B avec l'énergie des photons à des calculs de plusieurs contributions MO, j'ai montré que l'effet MO provenait essentiellement des modifications de la structure électronique aux interfaces.

Un problème pratique, difficile à traiter, est aussi de séparer les contributions magnétiques des couches FM individuelles dans une structure multicouche. À cet effet, j'ai regardé comment l'Effet Kerr MO (MOKE) peut mesurer sélectivement les contributions MO provenant seulement d'une seule couche FM, après avoir annulé les contributions de toutes les autres couches. Dans ce but, j'ai introduit une nouvelle présentation de l'effet Kerr dans un plan complexe $\theta\epsilon$, et montré que le signal MO peut être interprété comme étant la projection du vecteur Kerr sur un axe de projection bien défini. Dans le cadre de ce formalisme, j'ai unifié des solutions proposées précédemment pour séparer le MOKE d'une seule couche FM dans une structure bicouche FM. De plus, j'ai proposé deux nouvelles techniques, la méthode des "vecteurs Kerr parallèles" et la méthode par "projection numérique en cascade", pour séparer les signaux FM issus des différentes couches individuelles FM dans un système composé de nombreuses couches FM. J'ai aussi proposé une procédure simple pour déterminer la profondeur de la couche FM associée à

une composante Kerr donnée, à condition que chaque couche FM dans la structure donne un cycle d'hystérésis carré avec des champs coercitifs distincts. Toutes ces techniques ont été testées avec succès sur une double jonction tunnel GaMnAs, sur $(Au/Co)_3$ et sur la structure TbFe/Si₃N₄, c'est-à-dire dans trois systèmes potentiellement applicables à l'électronique de spin ou à l'enregistrement magnéto-optique.

À partir d'investigations MO dans des couches ultra-minces de Co sur une surface vicinale d'or, nous avons découvert un nouvel effet Kerr MO. Celui-ci est présent lorsque la lumière se propage le long de la normale au film. Il varie linéairement avec l'aimantation planaire lorsqu'on applique un champ magnétique dans le plan de l'échantillon. Nous avons appelé cet effet "Vicinal-Induced-Surface-MOKE" (VISMOKE) et l'avons étudié pour la première fois. Cet effet est révélé sur des couches FM déposées sur toute surface de basse symétrie (par exemple sur une surface vicinale), possédant un seul plan de symétrie miroir. On a démontré que le VISMOKE est un effet MO du second ordre qui provient à la fois des perturbations magnétiques et structurales du tenseur de permittivité de la couche FM. On a trouvé que le VISMOKE s'annule lorsque l'aimantation est perpendiculaire au plan de symétrie miroir, c'est-à-dire lorsque l'aimantation est parallèle aux marches vicinales. Le VISMOKE a été mis en évidence sur une couche de Co déposée sur une surface vicinale Au(322). De plus, l'existence d'une perturbation non-magnétique, responsable du VISMOKE, a été aussi révélée à partir de simples mesures de réflectivité.

On a peu de moyens pour étudier le magnétisme d'interfaces enterrées dans des structures multicouches. La Magnéto-Optique sur la Génération de Seconde Harmonique (MOSHG) de la lumière est une méthode élégante pour résoudre ce problème. Cependant, il manquait une théorie exacte capable de prédire le MOSHG dans des structures en couches minces aimantées et non-homogènes. Je propose ici un traitement original, basé sur l'émission de lumière à la fréquence 2ω par un ensemble de dipôles électriques ponctuels. Pour traiter ce problème d'une manière mathématique rigoureuse, j'ai introduit un nouvel espace, appelé espace-q. La présence de ce dipôle ponctuel à l'interface conduit à une modification des conditions limites pour la propagation de la lumière à travers celui-ci. Ces conditions limites sont introduites dans le formalisme matriciel 4×4 classique. Ceci permet d'introduire une distribution latérale et en profondeur des dipôles dans une structure non-isotrope. Une conséquence de cette définition rigoureuse de l'espace-q, est que l'intensité de la lumière émise est égale à $I \sim |k_z \mathcal{E}|^2$, ce qui constitue un point important qui n'avait jamais été noté pour l'émission de lumière en seconde harmonique.

Jusqu'à présent, il n'y avait aucune théorie précisant l'interface qui procure la plus forte contribution MOSHG dans une structure multicouche. Une telle information était attendue pour interpréter le MOSHG de structures destinées à l'électronique de spin ou à l'enregistrement magnétique. C'est pourquoi j'ai apporté ma propre contribution dans ce traitement complexe. J'ai utilisé une démarche numérique basée sur le formalisme SHG que j'ai développé afin d'étudier la sensibilité en profondeur du MOSHG aux interfaces, en tenant compte de coefficients de Fresnel généralisés. Celui-ci consiste en la détermination: (i) du profil du champ électrique de la radiation électromagnétique incidente, à la fréquence fondamentale, à travers la structure, et (ii) du rayonnement émis par des dipôles ponctuels localisés à chaque interface. J'ai déterminé ces coefficients de Fresnel généralisés pour les structures FeSi/DyFeCo et Co/NiO/NiFe ainsi que les règles de sélection pour ces systèmes. Le contraste MOSHG magnétique dans la configuration pp est toujours plus sensible aux interfaces air/métal ou diélectrique/métal qu'aux interfaces métal/métal. Ceci est lié au fait, que dans cette configuration, l'émission de lumière est

principalement générée par les composantes $E_z^{(\omega)}$ du champ électrique, qui est très faible aux interfaces métal/métal, compte tenu des grandes valeurs de la permitivité pour les métaux. D'un autre côté, on a trouvé que les autres configurations ps et sp en SHG étaient induites par les champs $E_x^{(\omega)}$, $E_y^{(\omega)}$. Comme ces derniers ont des profils quasi-constants en profondeur sur toute la structure multicouche, le contraste magnétique devient presque identique pour toutes les interfaces dans la structure multicouche. On trouve que la radiation émise par des dipôles ponctuels dans l'air ne dépend pas de leur position en profondeur dans la structure.

Des parties du présent travail ont été soumises ou acceptées pour publication [22, 47, 66, 72].

Bibliographie

- [1] Non-linear optics in metals, edited by K. Bennemann (Clarendon Press, Oxford, 1998).
- [2] A. Kirilyuk, Nonlinear optics in application to magnetic surfaces and thin films (topical review), J. Phys. D: Appl. Phys. **35**, R189 (2002).
- [3] A. Kirilyuk, T. Rasing, M. A. M. Haast, and J. C. Lodder, Probing structure and magnetism of CoNi/Pt interfaces by nonlinear magneto-optics, Appl. Phys. Lett. 72, 2331 (1998).
- [4] H. A. Wierenga, M. W. J. Prins, and T. Rasing, Magnetization-induced optical secondharmonic generation from magnetic multilayers, Physica B 204, 281 (1995).
- [5] Š. Višňovský, M. Nývlt, V. Prosser, R. Lopušník, R. Urban, J. Ferré, G. Pénissard, D. Renard, and R. Krishnan, *Polar magneto-optics in simple ultrathin-magnetic-film structures*, Phys. Rev. B 52, 1090 (1995).
- [6] M. Nývlt, Optical interactions in ultrathin magnetic film structures, PhD. dissertation, Charles University, Prague, 1996.
- [7] J. Ferré and G. Gehring, Linear optical birefringence of magnetic crystals, Rep. Prog. Phys. 47, 513 (1984).
- [8] J. Ferré, in Linear and non-linear magneto-optical effects: magnetism of thin film structures, in: Magnetism and Synchrotron Radiation, edited by E. Beaurepaire, F. Scheurer, G. Krill, and J.-P. Kappler (Springer, Heidelberg, 2001), p. 316.
- [9] A. Hubert and R. Schäfer, Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures (Springer-Verlag, Berlin, 1998).
- [10] J. Pommier, P. Meyer, G. Pénissard, J. Ferré, P. Bruno, and D. Renard, Magnetization reversal in ultrathin ferromagnetic films with perpendicular anisotropy: domain observation, Phys. Rev. Lett. 65, 2054 (1990).
- [11] T. Ono, H. Miyajima, K. Shigeto, K. Mibu, N. Hosoito, and T. Shinjo, *Propagation of a Magnetic Domain Wall in a Submicrometer Magnetic Wire*, Science **284**, 468 (1999).
- [12] T. Devolder, C. Chappert, Y. Chen, E. Cambuil, H. Bernas, J.-P. Jamet, and J. Ferre, Sub 50 nm magnetic nanostructures fabricated by ion irradiation, Appl. Phys. Lett. 74, 3383 (1999).
- [13] T. Aign, P. Meyer, S. Lemerle, J.-P. Jamet, V. Mathat, C. Chappert, J. Gierak, C. Vieu, F. Rousseaux, H. Launois, and H. Bernas, Magnetization reversal in arrays of perpendicularly magnetized ultrathin dots coupled by dipolar interaction, Phys. Rev. Lett. 81, 5656 (1998).
- [14] R. R. Birss, Symmetry and magnetism (North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1964).
- [15] J. Zak, E. R. Moog, C. Liu, and S. D. Bader, Additivity of the Kerr effect in thin-film magnetic systems, J. Magn. Magn. Mater. 88, L261 (1990).
- [16] Š. Višňovský, Magneto-optical effects in ultrathin structures at longitudinal magnetization, Czech. Jour. of Phys. B48, 1083 (1998).

[17] C. Y. You and S. C. Shin, Generalized analytic formulae for magneto-optical Kerr effect, J. Appl. Phys. 84, 541 (1998).

- [18] A. Hubert and G. Traeger, Magneto-optical sensitivity functions of thin-film systems, J. Magn. Magn. Mater. 124, 185 (1993).
- [19] Z. Qiu, J. Pearson, and S. Bader, Additivity of magneto-optical Kerr signal in ultrathin Fe(110)/Ag(111) superlattices, Phys. Rev. B 45, 7211 (1992).
- [20] R. Osgood III, S. Bader, B. Clemens, R. White, and H. Matsuyama, Second-order magneto-optic effects in anisotropic thin films, J. Magn. Magn. Mat. 182, 297 (1998).
- [21] K. Postava, Light propagation in magneto-optical multilayers: magnetization behavior, Ph.D. thesis, Palacky University, Olomouc, Czech Republic and Institut National des Sciences Appliquées, Toulouse, France, (1997).
- [22] J. Hamrle, M. Nývlt, Š. Višňovský, R. Urban, P. Beauvillain, R. Mégy, J. Ferré, L. Polerecký, and D. Renard, Magneto-optical properties of ferromagnetic/nonferromagnetic interfaces: application to Co/Au(111), Phys. Rev. B 64, 155405 (2001).
- [23] U. Gradmann, Magnetic Surface Anisotropies, J. Magn. Magn. Mater. 54, 733 (1986).
- [24] N. C. Koon, B. T. Jonker, F. A. Volkening, J. J. Krebs, and G. A. Prinz, Direct evidence for perpendicular spin orientations and enhanced hyperfine fields in ultrathin Fe(100) films on Ag(100), Phys. Rev. Lett. 59, 2463 (1987).
- [25] C. Chappert and P. Bruno, Magnetic anisotropy in metallic ultrathin films and related experiments on cobalt films, J. Appl. Phys. 64, 5736 (1988).
- [26] C. Liu, E. R. Moog, and S. D. Bader, Polar Kerr-effect observation of perpendicular surface anisotropy for ultrathin fcc Fe grown on Cu(100), Phys. Rev. Lett. 60, 2422 (1988).
- [27] M. Mansuripur, The physical principles of magneto-optical recording (Cambridge University Press, Cambridge, 1995).
- [28] J. C. S. Kools, Exchange-biased spin-valves for magnetic storage, IEEE Trans. Magn. 32, 3165 (1996).
- [29] S. Tehrani, J. M. Slaughter, E. Chen, M. Durlam, J. Shi, and M. DeHerrera, Program and outlook for MRAM technology, IEEE Trans. Magn. 35, 2814 (1999).
- [30] Š. Višňovský, M. Nývlt, V. Prosser, J. Ferré, G. Pénissard, D. Renard, and G. Sczigel, Magneto-optical effects in Au/Co/Au ultrathin film sandwiches, J. Magn. Magn. Mater. 128, 179 (1993).
- [31] S. T. Purcell, M. T. Johnson, N. W. E. McGee, J. J. de Vries, W. B. Zeper, and W. Hoving, Local structural and polar Kerr effect measurements on an ultrathin epitaxial Co wedge grown on Pd(111), J. Appl. Phys. 73, 1360 (1993).
- [32] N. W. E. McGee, M. T. Johnson, J. J. de Vries, and J. aan de Stegge, Localized Kerr study of the magnetic properties of an ultrathin epitaxial Co wedge grown on Pt(111), J. Appl. Phys. 73, 3418 (1993).
- [33] C. Train, P. Beauvillain, V. Mathet, G. Pénissard, and P. Veillet, Spectroscopic polar magnetooptical Kerr rotation on Co/Pt interface, J. Appl. Phys. 86, 3165 (1999).
- [34] S. D. Bader and J. Erskine, in: Ultrathin Magnetic Structures II, B. Heinrich and J.A.C. Bland Eds. (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1994).
- [35] C. Marlière, D. Renard, and J.-P. Chauvineau, Study of interface roughness and crystallographic structure of Au/Co/Au sandwiches, Thin Solid Films 201, 317 (1991).
- [36] J. Corno, M. Galtier, D. Renard, J. P. Renard, and F. Trigui, In situ resistivity and magnetoresistance studies of Co/Au(111) single layers and bilayers, Eur. Phys. J. B 10, 223 (1999).

[37] C. Chappert, K. L. Dang, P. Beauvillain, H. Hurdequint, and D. Renard, Ferromagnetic resonance studies of very thin cobalt films on a gold substrate, Phys. Rev. B 34, 3192 (1986).

- [38] F. Hakkens, A. De Veirman, W. Coene, and F. den Broeder, *Transmission electron microscopy study of Co/Pd and Co/Au multilayers*, J. Mater. Res. **8**, 1019 (1993).
- [39] N. Mliki, K. Abdelmoula, C. Leroux, and G. Nihoul, Visibility of cobalt ultrathin films in standart bright field electron microscopy: possibilities of qualitative observations, Phil. Mag. B 71, 913 (1995).
- [40] C. Train, M. Nývlt, B. Bartenlian, P. Beauvillain, V. Mathet, R. Mégy, and Š. Višňovský, Spectroscopic PMOKE evidence of Au/Co segragation in Au₅₀Co₅₀ cover layer deposited on Co(0001)/Au(111) with perpendicular anisotropy, J. Magn. Magn. Mater. 165, 417 (1997).
- [41] D. E. Aspnes, in *Handbook of optical constants of solid*, edited by E. Palik (Academic Press Handbook Series, London, 1985).
- [42] M. Abe and M. Gomi, Magneto-optical effect and effective dielectric tensor in composite material containing magnetic fine particles or thin layers, Jpn. J. Appl. Phys. 23, 1580 (1984).
- [43] R. Schäfer, Magneto-optical domain studies in coupled magnetic multilayers, J. Magn. Magn. Mater. 148, 226 (1995).
- [44] G. Pénissard, P. Meyer, J. Ferré, and D. Renard, Magneto-optic depth sensitivity to local magnetization in a simple ultrathin film structure, J. Magn. Magn. Mater. 146, 55 (1995).
- [45] J. Ferré, P. Meyer, M. Nývlt, Š. Višňovský, and D. Renard, Magneto-optical depth sensitivity in a simple ultrathin film structure, J. Magn. Magn. Mater. 165, 92 (1997).
- [46] M. Pufall, C. Platt, and A. Berger, Layer-resolved magnetometry of a magnetic bilayer using the magneto-optical Kerr effect with varying angle of incidence, J. Appl. Phys. 85, 4818 (1999).
- [47] J. Hamrle, J. Ferré, M. Nývlt, and Š. Višňovský, *In-depth resolution of magneto-optical Kerr effect in ferromagnetic multilayers*, Phys. Rev. B **66**, 224423 (2002).
- [48] G. Prinz, Magnetoelectronics, Science **282**, 1660 (1998).
- [49] V. Grolier, D. Renard, B. Bartenlian, P. Beauvillain, C. Chappert, C. Dupas, J. Ferré, M. Galtier, E. Kolb, M. Mulloy, J.-P. Renard, and P. Veillet, Unambiguous evidence of oscillatory magnetic coupling between Co layers in ultrathin vacuum grown Co/Au(111)/Co trilayers, Phys. Rev. Lett. 71, 3023 (1993).
- [50] G. Traeger, L. Wenzel, and A. Hubert, Computer Experiments on the information depth and the figure of merit in magneto-optics, Phys. Stat. Sol. (a) 131, 201 (1992).
- [51] R. Schäfer and A. Hubert, A new magnetooptic effect related to non-uniform magnetization on the surface of a ferromagnet, Phys. Stat. Sol. (a) 118, 271 (1990).
- [52] P. Bruno, G. Bayreuther, P. Beauvillain, C. Chappert, G. Lugert, D. Renard, J. Renard, and J. Seiden, Hysteresis properties of ultrathin ferromagnetic films, J. Appl. Phys. 68, 5759 (1990).
- [53] V. Grolier, Propriétés magnétiques statiques et dynamiques des couches ultra-minces Co/Au: étude magnéto-optique., Ph.D. thesis, Université Paris XI, Orsay, (1994).
- [54] K. Nakagawa, A. Itoh, K. Shimazaki, M. Yoshihiro, and N. Ohta, High SNR readout method for double layered MO disk with single wavelength LASER beam, J. Mag. Soc. Jpn. 23, 221 (1999).
- [55] M. Nývlt, J. Ferré, J. Jamet, P. Houdy, P. Boher, Š. Višňovský, R. Urban, and R. Lopušník, Magneto-optical effects in a stack of magnetic multilayer-dielectric films, J. Magn. Magn. Mater. 156, 175 (1996).

[56] J. Pommier, J. Jamet, J. Ferré, P. Houdy, P. Boher, and F. Pierre, Magnetic and magnetooptical properties of Tb/Fe multilayers, J. Magn. Magn. Mater. 136, 251 (1994).

- [57] N. Saito, R. Sato, N. Kawamura, and M. Kajiura, Multi-valued Magneto-Optical Recording in TbFe/SiO Compositionally Modulated Films, Jap. J. Appl. Phys. 28, 343 (1989).
- [58] J. Tappert, S. Neumann, J. Jungermann, W. Kim, T. Ruckert, R. Brand, W. Keune, and W. Kleemann, Fe spin structure in Tb/Fe multilayers, Phil. Mag. B 80, 257 (2000).
- [59] V. Repain, Auto-organisation sur les surfaces cristallines et applications à la croissance de nanostructures, Ph.D. thesis, Université Paris VII, (2001).
- [60] S. Rousset, F. Pourmir, J. Berroir, J. Klein, J. Lecoeur, P. Hecquet, and B. Salanon, Self-organization on Au(111) vicinal surfaces and the role of surface stress, Surf. Sci. 422, 33 (1999).
- [61] R. Phaneuf, N. Bartelt, E. Williams, W. Scwiech, and E. Bauer, Low-Energy-Electron-Microscopy investigations of orientational phase separation on vicinal Si(111) surfaces, Phys. Rev. Lett. 67, 2986 (1991).
- [62] R.K.Kawakami, E. Escorcia-Aparicio, and Z. Qiu, Symmetry-induced magnetic anisotropy in Fe films grown on a stepped Ag(100), Phys. Rev. Lett. 77, 2570 (1996).
- [63] A. Frank, J. Jorzick, M. Rickart, M. Bauer, J. Fassbender, S. Demokritov, B. Hillebrands, M. Scheib, A. Keen, A. Petukhov, A. Kirilyuk, and T. Rasing, Growth and magnetic properties of Fe films on vicinal TO(001) substrates, J. Appl. Phys. 87, 6092 (2000).
- [64] P. Haibach, M. Huth, and H. Adrian, Step-edge induced anisotropic domain-wall propagation, Phys. Rev. Lett. 84, 1312 (2000).
- [65] A. Pethukov, A. Kirilyuk, and T. Rasing, Surface-induced transverse magneto-optical Kerr effect, Phys. Rev. B 59, 4211 (1999).
- [66] J. Hamrle, J. Ferré, J. Jamet, V. Repain, G. Baudot, and S. Rousset, Vicinal interface sensitive magneto-optical Kerr effect: Application to Co/Au(322), Phys. Rev. B 67, 155411 (2003).
- [67] E. Kondorsky, J. Phys (Moscow) 2, 161 (1940).
- [68] P. B. Johnson and R. W. Christy, Optical constants of transitions metals, Phys. Rev. B 9, 5056 (1974).
- [69] G. Spierings, V. Koutsos, H. Wierenga, M. Prins, D. Abraham, and T. Rasing, Interface magnetism studied by optical second harmonic generation, J. Magn. Magn. Mater 121, 109 (1993).
- [70] R. Atkinson and N. Kubrakov, Boundary conditions in the simplest model of linear and second harmonic magneto-optical effects, Phys. Rev. B 65, 014432 (2002).
- [71] A. Zvezdin and N. Kubrakov, Nonlinear magneto-optical Kerr effects, Zh. Eksp. Teor. Fiz. (J. of Exp. and Theor. Phys.) 89, 77 (1999).
- [72] J. Hamrle, L. Polerecký, and J. Ferré, Theory of SHG from multilayer systems based on electric point-dipole radiation—application to magnetic multilayers, submitted to PRB (2003).
- [73] A. Petukhov and A. Liebsch, Surface anisotropy in optical second harmonic generation I. Al(111), Surface Science 334, 195 (1995).
- [74] J. Güdde, J. Hohlfeld, and E. Matthias, About the depth sensitivity of second-harmonic radiation in ultra-thin metal films, Appl. Phys. B 74, 691 (2002).
- [75] U. Conrad, J. Güdde, V. Jähnke, and E. Matthias, *Phase effects in magnetic second-harmonic generation on ultrathin Co and Ni films on Co(001)*, Phys. Rev. B **63**, 144 417 (2001).

[76] Y. Wu, R. Vollmer, H. Regensburger, X.-F. Jin, and J. Kirschner, Magnetization induced Second Harmonic Generation from the Ni/Cu interface in multilayers on Cu(001), Phys. Rev. B 63, 054401 (2001).

- [77] V. Pavlov, J. Ferré, P. Meyer, G. Tessier, P. Georges, A. Brun, P. Beauvillain, and V. Mathet, Linear and non-linear magneto-optical studies of Pt/Co/Pt thin films, J. Phys.: Condens. Matter 13, 9867 (2001).
- [78] U. Pustogowa, W. Hübner, and K. Bennemann, Theory for the nonlinear magneto-optical Kerr effect at ferromagnetic transition-metal surfaces, Phys. Rev. B 48, 8607 (1993).
- [79] R. Pan, H. Wei, and Y. Shen, Optical second-harmonic generation from magnetized surfaces, Phys. Rev. B 39, 1229 (1989).
- [80] L. Polerecky, J. Hamrle, and B. MacCraith, Theory of radiation of dipoles placed within a multilayer system, Applied Optics 39, 3968 (2000).
- [81] R. Sbiaa, Multicouches magnétooptiques de terres rares et de métaux de transition couplées par échange, Ph.D. thesis, Université Paris 7, (1996).
- [82] R. Sbiaa, private communication (unpublished).
- [83] W. H. Meiklejohn and C. P. Bean, New magnetic anisotropy, Phys. Rev. 102, 1413 (1956).
- [84] J. Camarero, Y. Pennec, J. Vogel, M. Bonfim, S. Pizzini, F. Ernult, F. Fettar, F. Garcia, F. Lancon, L. Billard, B. Dieny, A. Tagliaferri, and N. Brookes, *Perpendicular interlayer coupling in FeNi/NiO/Co trilayers*, not yet published (2003).
- [85] F. Ernult, Anisotrpie d'echange et frustration magnétique dans des bicouches ferro/antiferro et des tricouches ferro/antiferro/ferromagnétique, Ph.D. thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble, France, (2002).
- [86] J. Camarero, Y. Pennec, J. Vogel, M. Bonfim, S. Pizzini, M. Cartier, F. Ernult, F. Fettar, and B. Dieny, Dynamic properties of magnetization reversal in exchange-coupled NiO/Co bilayers, Phys. Rev. B 64, 172402 (2001).
- [87] Handbook of optical constants of solid, edited by E. Palik (Academic Press Handbook Series, London, 1985).