

UNIVERSIDADE FEDERAL DE GOIÁS
INSTITUTO DE FÍSICA

MARCOS ANTONIO DE SOUSA

**ESTUDO DO FENÔMENO DE EXCHANGE BIAS EM BICAMADAS NiFe/IrMn
E TRICAMADAS NiFe/IrMn/Co**

GOIÂNIA

2013

MARCOS ANTONIO DE SOUSA

**ESTUDO DO FENÔMENO DE EXCHANGE BIAS EM BICAMADAS NiFe/IrMn
E TRICAMADAS NiFe/IrMn/Co**

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Instituto de Física da Universidade Federal de Goiás, como requisito parcial para a obtenção do título de **Doutor em Física**.

Área de concentração: Física da Matéria Condensada.

Orientador: Prof. Dr. Fernando Pelegrini

GOIÂNIA-GO

JUNHO DE 2013

**Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)
GPT/BC/UFG**

S725e Sousa, Marcos Antonio de.
Estudo do fenômeno de exchange bias em bicamadas NiFe/IrMn e tricamadas NiFe/IrMn/Co [manuscrito] / Marcos Antonio de Sousa. - 2013.
110 f. : figs, tabs.

Orientador: Prof. Dr. Fernando Pelegrini.
Tese (Doutorado) – Universidade Federal de Goiás,
Instituto de Física, 2013.

Bibliografia.

Inclui lista de figuras e tabelas.

1. Ressonância de spin (elétron) 2. Ressonância ferromagnética 3. Anisotropia magnética 4. Magnetização
I. Título.

CDU: 537.635

À minha família, em especial à minha mãe, com amor, admiração e gratidão por sua compreensão, carinho, paciência, presença e incansável apoio ao longo do período de elaboração deste trabalho.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. Fernando Pelegrini, pela orientação no decorrer deste trabalho de pesquisa, pelo incansável apoio, pelas excelentes explicações e pelas contribuições para o meu crescimento científico e intelectual.

À Prof. Dra. Elisa Baggio-Saitovitch, aos Prof. Drs. Willian Alayo Rodriguez e Dr. Urbano Miguel Tafur Tanta, e ao Prof. Msc. Justiniano Quispe-Marcatoma, pelo apoio durante minha estadia no Laboratório de Filmes Finos do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas para preparação de parte dos filmes estudados neste trabalho.

Aos Prof. Dr. Julian Geshev e Dra. Sabrina Nicolodi, pelas discussões e esclarecimentos que muito contribuíram para o meu interesse e motivação para investigar o fenômeno de *exchange bias*.

Ao Prof. Dr. Alberto Pedruzzi Nascimento pelo apoio à realização deste trabalho.

Ao camarada Marcio Solino Pessoa pela salutar amizade e pelas discussões durante a participação em eventos científicos, e ao amigo Sebastião Mendanha pela contribuição com os *softwares* que possibilitaram uma boa diagramação desta tese.

Aos colegas do curso de pós-graduação em Física, pela amizade.

Ao Instituto de Física da Universidade Federal de Goiás, pela oportunidade de realização do curso de doutorado.

Ao LNLS por permitir e apoiar financeiramente as medidas de difração de raios-X, bem como ao seu pessoal de apoio que colaborou com a realização dos experimentos.

Ao CNPq, pela concessão da bolsa de doutorado e pelo apoio financeiro para a realização desta pesquisa.

“There’s plenty of room at the bottom”.
Richard Feynman

RESUMO

Este trabalho relata o estudo do fenômeno de *exchange bias* em bicamadas NiFe/IrMn e tricamadas NiFe/IrMn/Co. Nas bicamadas NiFe/IrMn, experimentos de ressonância ferromagnética, em Bandas X e Q de frequência de micro-ondas, revelam que um modo de ressonância de ondas de *spin* e o modo de ressonância da camada de NiFe são excitados pelo campo oscilante de micro-ondas. Variações angulares dos campos de absorção no plano dos filmes mostram para os dois modos de ressonância o efeito do campo de anisotropia unidirecional, cuja intensidade é duas vezes maior para o modo de onda de *spin*, devido a uma contribuição adicional de uma anisotropia de superfície unidirecional. Os experimentos indicam também a presença de uma anisotropia uniaxial da camada de NiFe, aparentemente dependente do campo magnético aplicado. Os parâmetros magnéticos dos dois modos de ressonância foram deduzidos considerando um modelo fenomenológico generalizado que inclui também a contribuição de uma anisotropia rodável. Nas tricamadas NiFe/IrMn/Co, as variações angulares de campo de ressonância no plano dos filmes revelam o efeito do campo de anisotropia unidirecional sobre os modos de ressonância independentes das camadas de NiFe e Co. Os resultados de ressonância ferromagnética combinados com os dados de magnetometria, mostram que o fenômeno de *exchange bias* na interface NiFe/IrMn influencia o mesmo fenômeno na interface IrMn/Co, e que esta influência deve ser mediada por uma estrutura espiral de *spins* através da camada antiferromagnética de IrMn. Para os dois sistemas estudados, os valores do campo de *exchange bias* dados pelos experimentos de ressonância ferromagnética estão de acordo com os valores fornecidos por medidas de magnetização.

ABSTRACT

This work reports the study of the phenomenon of exchange bias in NiFe/IrMn bilayers and NiFe/IrMn/Co trilayers. In the NiFe/IrMn bilayers, ferromagnetic resonance experiments at X and Q bands microwave frequencies reveal that spin wave and NiFe resonance modes are excited by the oscillating microwave field. Angular variations of the absorption fields in the plane of the films for both resonance modes shows the effect of the unidirectional anisotropy field, whose intensity is twice larger for the spin wave mode, due to an additional contribution of an unidirectional surface anisotropy. The experiments also indicate the presence of a uniaxial anisotropy of the NiFe layer, apparently dependent on the applied magnetic field. The magnetic parameters of both resonance modes were deduced considering a generalized phenomenological model which also includes the contribution of a rotatable anisotropy. In the NiFe/IrMn/Co trilayers, the angular variations of the resonance field in the plane of the films reveal the effect of the unidirectional anisotropy field for both independent resonance modes of NiFe and Co layers. The ferromagnetic resonance results combined with magnetometry data show that the exchange bias phenomenon at the NiFe/IrMn interface influences the same phenomenon at the IrMn/Co interface, and that this effect must be mediated by a spiral structure of spins across the IrMn antiferromagnetic layer. For both systems studied, the values of the exchange bias field deduced from the ferromagnetic resonance experiments are consistent with the values given by magnetization measurements.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 2.1	Curva de histerese de uma bicamada FeF ₂ /Fe.....	6
Figura 2.2	Curva de magnetização demonstrativa.....	7
Figura 2.3	Diagrama da configuração de <i>spins</i> e sua curva de magnetização associada ...	9
Figura 2.4	Diagrama esquemático das configurações de <i>spins</i> interfaciais colineares em bicamadas AF/FM	10
Figura 2.5	Diagrama esquemático de dois exemplos de configurações de <i>spins</i> interfaciais não colineares (ângulo de 90°) em bicamadas AF/FM	11
Figura 2.6	Diagrama esquemático de uma válvula de <i>spin</i>	17
Figura 3.1	Ilustração de um esferóide prolato	22
Figura 4.1	Precessão do momento magnético $\vec{\mu}$ em torno do campo magnético aplicado \vec{H}_0	27
Figura 4.2	Representação da precessão da magnetização	29
Figura 4.3	Estados de energia <i>Zeeman</i> e condição de ressonância	30
Figura 4.4	Sistema de coordenadas para um filme magnético.....	34
Figura 4.5	Representação do modo uniforme (a) e do modo de onda de <i>spin</i> (b).....	36
Figura 5.1	Ilustração do sistema de <i>Magnetron Sputtering</i> do CBPF	42
Figura 5.2	Ilustração esquemática das bicamadas NiFe/IrMn.....	46
Figura 5.3	Ilustração esquemática das tricamadas NiFe/IrMn/Co	46
Figura 5.4	Curvas de refletividade das tricamadas NiFe/IrMn/Co.....	50
Figura 5.5	Diagrama simplificado do magnetômetro de amostra vibrante	52
Figura 5.6	Curvas de histerese normalizadas das bicamadas NiFe/IrMn.....	54
Figura 5.7	Curvas de histerese, das tricamadas NiFe/IrMn/Co, normalizadas.....	56
Figura 5.8	Dependência de H_{EB} com o inverso da espessura da camada de NiFe para as interfaces (a) NiFe/IrMn e (b) IrMn/Co	57
Figura 5.9	Diagrama de blocos representando o espectrômetro Bruker ESP-300	58

Figura 5.10	Cavidade de micro-ondas retangular com modo de operação TE_{102}	59
Figura 5.11	Representação esquemática de um espectro de FMR	61
Figura 6.1	Espectros representativos de FMR da bicamada com $t_{NiFe} = 60$ nm.....	63
Figura 6.2	Espectros representativos de FMR da bicamada com $t_{NiFe} = 65$ nm	63
Figura 6.3	Varição angular do campo de ressonância da amostra com $t_{NiFe} = 60$ nm.....	64
Figura 6.4	Varição angular do campo de ressonância da amostra com $t_{NiFe} = 65$ nm.....	65
Figura 6.5	Varição angular do campo de ressonância da amostra com $t_{NiFe} = 60$ nm.....	66
Figura 6.6	Varição angular do campo de ressonância da amostra com $t_{NiFe} = 65$ nm.....	66
Figura 6.7	Representação dos ângulos diretores θ e ϕ da magnetização.....	69
Figura 6.8	Diagrama esquemático do modelo de formação de paredes de domínio	70
Figura 7.1	Espectros representativos de FMR das tricamadas	85
Figura 7.2	Varição angular de H_{res} para a tricamada NiFe(70 Å)/IrMn/Co	86
Figura 7.3	Dependência de H_{EB} na interface NiFe/IrMn, com $1/t_{NiFe}$	88
Figura 7.4	Dependência de H_{EB} na interface IrMn/Co, com $1/t_{NiFe}$	90
Figura 7.5	Diagrama esquemático das estruturas de <i>spin</i> em tricamadas.....	91
Figura A.1	Sistema de coordenadas esféricas	98

LISTA DE TABELAS

Tabela 5.1	Características dos alvos usados na preparação das bicamadas e tricamadas .	44
Tabela 5.2	Taxas de deposição dos alvos usados na preparação das amostras	44
Tabela 5.3	Amostras investigadas e respectivas composições nominais	47
Tabela 5.4	Espessuras e rugosidades interfaciais das tricamadas NiFe/IrMn/Co.....	51
Tabela 6.1	Campo de anisotropia unidirecional: modo de onda de <i>spin</i> e modo do NiFe	68
Tabela 6.2	Valores dos parâmetros usados para ajuste dos resultados de FMR.....	79
Tabela 6.3	Valores calculados para o <i>pinning</i> $p(\phi_H = 0)$	82
Tabela 7.1	Valores dos campos de <i>exchange bias</i> em tricamadas NiFe/IrMn/Co	87

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	1
1.1	Filmes finos	1
1.2	<i>Exchange bias</i>	2
2	O FENÔMENO DE <i>EXCHANGE BIAS</i>	5
2.1	Introdução	5
2.2	Modelos teóricos	11
2.3	Modelo teórico intuitivo	12
2.4	Outros modelos teóricos	13
2.5	Aplicações	15
2.5.1	Estabilizador de magnetização e domínios	15
2.5.2	Válvula de <i>spin</i>	16
2.6	Estudo do fenômeno de <i>exchange bias</i> por Ressonância Ferromagnética	17
3	ANISOTROPIA MAGNÉTICA	19
3.1	Introdução	19
3.2	Anisotropia magnetocristalina	19
3.3	Anisotropia de forma	21
3.4	Anisotropia de superfície	23
3.5	Anisotropia induzida	24
3.6	Anisotropia rodável	25
4	RESSONÂNCIA FERROMAGNÉTICA	26
4.1	Introdução	26
4.2	Fenomenologia de Ressonância Ferromagnética	27
4.3	Equação de movimento da magnetização	30

4.4	Condições de ressonância para um filme fino	33
4.4.1	Condições de ressonância paralela e perpendicular	34
4.5	Ressonância de ondas de <i>spin</i>	36
4.5.1	Condições de ressonância de ondas de <i>spin</i>	38
5	ASPECTOS EXPERIMENTAIS	40
5.1	Introdução.....	40
5.2	Sistema de pulverização catódica	41
5.3	Amostras investigadas	45
5.4	Caracterização estrutural	47
5.4.1	A análise estrutural das tricamadas NiFe/IrMn/Co	49
5.5	Magnetômetro de Amostra Vibrante	51
5.6	Magnetização das bicamadas NiFe/IrMn	53
5.7	Magnetização das tricamadas NiFe/IrMn/Co	55
5.8	Aspectos experimentais de FMR.....	57
5.8.1	Obtenção dos parâmetros de FMR	60
6	EXCHANGE BIAS EM BICAMADAS NiFe/IrMn	62
6.1	Resultados experimentais	62
6.2	Descrição do modelo usado na análise dos resultados de FMR	68
6.3	Simulação dos resultados experimentais	77
6.4	<i>Pinning</i> na interface NiFe/IrMn	81
6.5	Conclusões.....	82
7	EXCHANGE BIAS EM TRICAMADAS NiFe/IrMn/Co	84
7.1	Resultados experimentais	84
7.2	Análise dos resultados experimentais.....	87
7.3	Conclusões.....	92

8	CONCLUSÕES GERAIS	94
8.1	Sistema NiFe/IrMn	94
8.2	Sistema NiFe/IrMn/Co	95
8.3	Recomendações	95
APÊNDICES		
A	EQUAÇÃO GERAL DE RESSONÂNCIA.....	97
B	ARTIGO PUBLICADO BASEADO NESTA TESE DE DOUTORADO.....	102
C	ARTIGO ACEITO PARA PUBLICAÇÃO PARA PUBLICAÇÃO DURANTE A ELABORAÇÃO DESTE TRABALHO E ARTIGO SUBMETIDO PARA PUBLICAÇÃO BASEADO NESTA TESE DE DOUTORADO.....	103
D	OUTROS ARTIGOS PUBLICADOS DURANTE A ELABORAÇÃO DESTE TRABALHO.....	104
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	105

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Como introdução a este trabalho, apresentamos algumas considerações sobre filmes finos magnéticos e sobre o intrigante fenômeno de *Exchange Bias*.

1.1 Filmes finos. Há uma longa história sobre a produção de substâncias e materiais previamente planejados. As áreas mais conhecidas nas quais este planejamento vem ocorrendo, há tempos, são provavelmente a química e a metalurgia. O grande sucesso das indústrias de produtos farmacêuticos e de plásticos, e a criação de ligas metálicas especiais e complexas, comprovam isto. A síntese química, que envolve a fabricação de compostos e moléculas complexas, e a formação de ligas metálicas, exploram as interações eletrônicas entre átomos e podem utilizar tratamentos térmicos e/ou mecânicos para criar uma microestrutura de forma particular. Um avanço relativamente recente em tecnologia de materiais é a fabricação de estruturas consistindo de filmes finos depositados uns sobre os outros. Este é o método usado para produzir dispositivos eletrônicos integrados de filmes finos. A capacidade de sintetizar e controlar o crescimento de tais estruturas tem acompanhado os avanços em tecnologia de vácuo e o desenvolvimento de várias técnicas sofisticadas de deposição e caracterização de filmes finos. As principais técnicas para deposição de filmes finos fazem uso de evaporação e *sputtering* em um ambiente de alto vácuo. Estas técnicas permitem controlar o crescimento de camadas individuais de materiais em escala atômica, sendo possível construir estruturas monocristalinas, bem como multicamadas policristalinas com pequenos grãos. As interfaces entre as camadas podem ser ligeiramente planas ou aparentemente rugosas na escala atômica. Estas multicamadas são, geralmente, depositadas lentamente sobre um simples substrato (de silício, por exemplo) e crescem a taxas típicas de 0,05 a 1 nm/s [1].

Em sintonia com os avanços técnicos na produção de estruturas nanométricas, os estudos sobre propriedades e aplicações de filmes finos e multicamadas magnéticos cresceram significativamente ao longo dos últimos 20-30 anos [1]. As multicamadas podem exibir propriedades físicas, eletrônicas e magnéticas bem diferentes daquelas que caracterizam o material na sua forma volumétrica (*bulk*). Neste contexto, a capacidade de sintetizar novas estruturas magnéticas, filmes finos e multicamadas, com dimensões nanométricas, tem levado ao descobrimento sucessivo de vários fenômenos em nanomagnetismo, tais como *exchange bias*, magneto-resistência gigante e ondas de *spin*, com amplas possibilidades de utilização na área de magneto-eletrônica [2].

1.2 *Exchange bias*. O fenômeno de *exchange bias* tem sido intensiva e extensivamente estudado ao longo de mais de 50 anos, tanto devido ao desafio fundamental do desenvolvimento de uma compreensão física, quanto por suas potenciais aplicações em dispositivos magneto-eletrônicos. Este fenômeno é observado em diversos sistemas e foi descoberto por Meiklejohn e Bean, em 1956 [3]. Uma de suas manifestações mais conhecidas consiste no deslocamento do ciclo de histerese ao longo do eixo do campo magnético, de um material ferromagnético (FM) quando em contato atômico com um material antiferromagnético (AF). Devido ao acoplamento de troca entre os momentos magnéticos dos dois materiais, na interface FM/AF surge um eixo ao longo do qual é induzido um campo de anisotropia unidirecional [4]. Entretanto, a origem deste fenômeno ainda não está suficientemente compreendida, existindo muitas controvérsias na literatura, entre elas, a questão da influência da espessura da camada FM em bicamadas e tricamadas com *exchange bias*. Para vários sistemas estudados, tem sido observado que o campo de *exchange bias* H_{EB} é, aproximadamente, inversamente proporcional à espessura da camada FM. Isto indica que este fenômeno é um efeito de interface. Esta relação é válida para

camadas suficientemente espessas, isto é, com espessuras de várias centenas de nanômetros (nm). Todavia, se a camada FM é muito fina, esta relação pode não ser mais válida, provavelmente, porque a camada FM se torna descontínua. A espessura para a qual isto ocorre (geralmente, alguns poucos nm) depende do sistema estudado, isto é, da microestrutura e do material FM depositado [4].

Deste ponto de vista, a interface tem um papel importante em relação ao fenômeno de *exchange bias*. Em particular, a ressonância de ondas de *spin* pode fornecer uma informação única sobre o ordenamento magnético na região de interface [5]. Speriosu e colaboradores [6], em 1986, observaram por medidas de Ressonância Ferromagnética (Ferromagnetic Resonance – FMR) a excitação de modos de ressonância de ondas de *spin* em filmes NiFe/FeMn/NiFe e verificaram que a variação angular do campo de ressonância no plano do filme é semelhante à do modo uniforme de ressonância, porém com uma variação em valores de campo duas vezes maior. Isto foi atribuído ao efeito de um torque resultante da anisotropia de superfície equivalente ao campo de *exchange bias* H_{EB} . Bem mais recente, em 2009, variação semelhante foi observada por Magaraggia e colaboradores [7] em bicamadas de Ni₈₀Fe₂₀/Ir₂₅Mn₂₅ com *exchange bias*. Neste caso, os autores mostraram que uma medida útil para caracterizar o fenômeno de *exchange bias* pode ser obtida a partir dos modos de ressonância de ondas de *spin*. Eles interpretaram os resultados obtidos em termos do efeito de *pinning* interfacial de *spins* devido a uma anisotropia efetiva de troca de superfície.

Outra questão interessante e controversa refere-se ao comportamento do fenômeno *exchange bias* em tricamadas FM/AF/FM. Nestas estruturas, há evidência de que esta interação se propaga entre as duas interfaces FM/AF e AF/FM, sendo esta propagação mediada pelo ordenamento magnético do AF [8]. Entretanto, estudos recentes de tricamadas magnéticas com *exchange bias* apresentaram diferentes resultados que

dependem de características do material e de processos de tratamento térmicos realizados. Yang e Chien [9] estudando tricamadas NiFe/FeMn/Co, observaram que as duas interfaces com *exchange bias* estão acopladas por uma estrutura espiral de *spin* através da camada de FeMn. Por outro lado, Leung e Blamire [10] sugeriram que tal estrutura de *spins* em espiral resulta do tratamento térmico particular utilizado, não sendo, portanto, uma característica universal do fenômeno. Blamire e colaboradores [11] reportaram que nenhuma propagação do ordenamento dos *spins*, no AF, foi observada entre as interfaces em estruturas Co/FeMn/CuNi, crescidas na presença de campo magnético ($H = 200$ Oe).

Os aspectos intrigantes do fenômeno de *exchange bias* acima comentados foram de fato alguns dos fatores que motivaram o presente trabalho. Os sistemas NiFe/IrMn e NiFe/IrMn/Co foram escolhidos para este estudo porque eles apresentam várias propriedades de interesse da pesquisa básica e de importância tecnológica, tais como, boa resistência à corrosão, relativamente grande constante de anisotropia unidirecional K_E , alta temperatura de bloqueio e baixa espessura crítica do IrMn [12].

Este trabalho está organizado da seguinte forma: o segundo capítulo apresenta uma breve revisão do fenômeno de *exchange bias*, destacando seus aspectos experimentais, os modelos teóricos mais relevantes propostos para sua explicação e algumas possíveis aplicações tecnológicas. O terceiro capítulo apresenta uma revisão de alguns tipos de anisotropias magnéticas presentes em filmes finos. No quarto capítulo é apresentada uma descrição da teoria básica de FMR e da excitação de ondas de *spin* em filmes finos. No quinto capítulo são descritas as técnicas de produção e caracterização das amostras investigadas, bem como os resultados obtidos. O sexto e o sétimo capítulos apresentam os resultados de FMR dos sistemas NiFe/IrMn e NiFe/IrMn/Co, respectivamente, com sua análise e interpretação. Por fim, o capítulo oitavo apresenta as conclusões principais deste trabalho.

CAPÍTULO 2

O FENÔMENO DE *EXCHANGE BIAS*

Neste capítulo é apresentada uma breve descrição teórica do fenômeno de *exchange bias*. São destacados o modelo teórico intuitivo e os demais modelos mais significativos que foram propostos para descreverem esse fenômeno. Também são apresentadas algumas aplicações tecnológicas e considerações sobre alguns aspectos do estudo desse fenômeno por ressonância ferromagnética.

2.1 Introdução

O fenômeno de *exchange bias* ocorre, geralmente, em um sistema com interface FM/AF. A manifestação mais conhecida do fenômeno é o deslocamento da curva de histerese em relação ao valor zero do eixo de campo magnético, quando o sistema, por exemplo, é resfriado na presença de campo até uma temperatura menor que a temperatura de Néel do material AF (Figura 2.1). Este efeito está associado com a anisotropia de troca adicional, ou anisotropia unidirecional, criada na interface FM/AF.

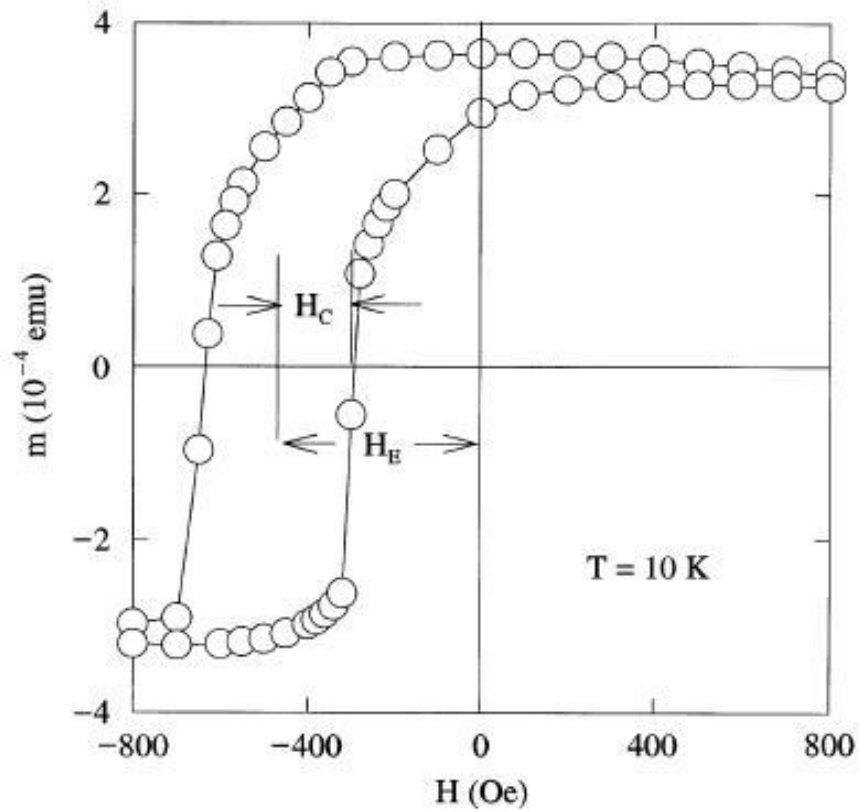


Figura 2.1: Curva de histerese de uma bicamada FeF₂/Fe. Ciclo de histerese de uma bicamada FeF₂/Fe após o procedimento de resfriamento a 10 K na presença de campo. O campo de *exchange bias* e o campo coercivo são representados na figura por H_E e H_C , respectivamente. Figura retirada da referência [4].

A anisotropia unidirecional pode ser representada por um campo de anisotropia ou *campo de exchange bias* H_{EB} . Assim, a partir da curva de histerese pode se definir H_{EB} e o campo coercitivo (H_C), utilizando as seguintes equações:

$$H_{EB} = \frac{(H_{C1} + H_{C2})}{2}, \quad (2.1)$$

$$H_C = \frac{|H_{C1} - H_{C2}|}{2}, \quad (2.2)$$

onde H_{C1} e H_{C2} são o campo coercitivo do lado esquerdo e do lado direito da curva, respectivamente, como pode ser visto na Figura 2.2.

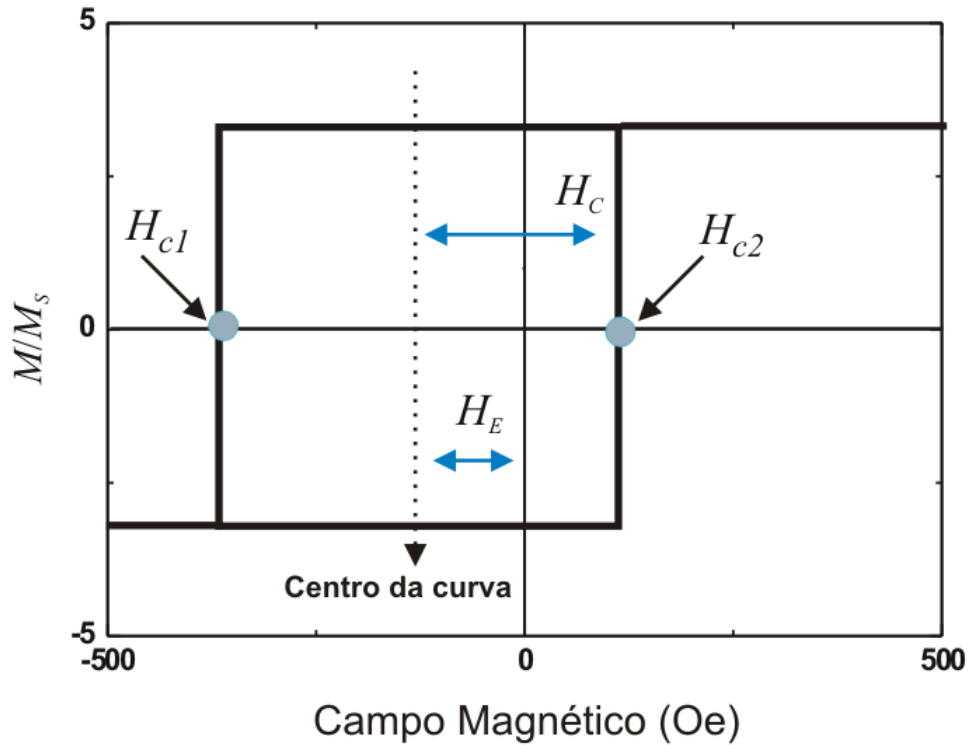


Figura 2.2: Curva de magnetização demonstrativa. O campo de *exchange bias* e o campo coercivo são representados na figura por H_{EB} e H_C , respectivamente.

Historicamente, o fenômeno de *exchange bias* foi observado pela primeira vez, em 1956, por Meiklejohn e Bean [3], em partículas de Co revestidas por uma camada de CoO. O fenômeno foi também observado em sistemas contendo outros óxidos AF, tais como Ni/NiO, Fe/FeO, etc., AF metálicos (FeMn), outros materiais AF, como FeF₂, MnFe e ferrimagnéticos (FeNi/TdCo, FeNi/DyCo, FeNi/TdFe, etc.) [4]. Entretanto, mesmo havendo enorme conhecimento sobre as propriedades dos materiais nos quais o fenômeno se manifesta e embora ele tenha sido investigado extensivamente ao longo das últimas décadas, os mecanismos responsáveis pela sua origem ainda não estão suficientemente esclarecidos. Assim, um modelo intuitivo pode ser geralmente apresentado para uma compreensão qualitativa.

Este modelo simples descreve o fenômeno de *exchange bias* em termos de alinhamento paralelo dos *spins*. Assume-se, inicialmente, que uma bicamada AF/FM depositada sem campo magnético externo aplicado está a uma temperatura T , inferior à temperatura de Curie (T_C) do material FM, mas acima da temperatura de Néel (T_N) do material AF (Figura 2.3(a)). Quando a amostra é resfriada até uma temperatura menor que T_N , na presença de campo magnético, os *spins* na camada AF ordenam-se antiferromagneticamente (Figura 2.3(b)). Durante o processo de inversão do campo, a camada AF mantém seu estado magnético, enquanto a magnetização da camada FM é girada (Figura 2.3(c)). Os *spins* da camada AF exercem um torque microscópico sobre os *spins* da camada FM para manter sua orientação original. É devido a este torque que o campo necessário para inverter a magnetização é maior, geralmente, do que para um material na ausência de um material AF (Figura 2.3(d)). Portanto, para inverter a magnetização na camada FM para a sua orientação original, o campo necessário é menor (Figura 2.3(e)) [4].

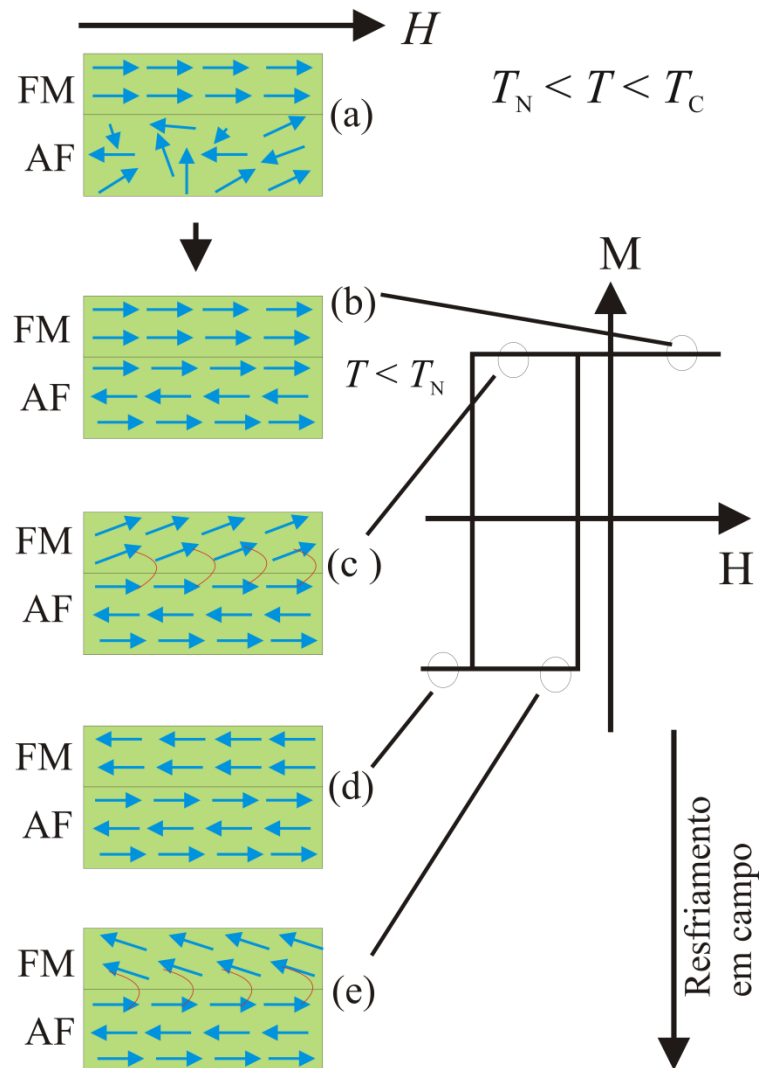


Figura 2.3: Diagrama da configuração de *spins* e sua curva de magnetização associada. O lado esquerdo da figura é uma descrição da configuração de *spins* em diferentes pontos (a)-(e) da curva de magnetização (lado direito) de uma bicamada AF/FM com *exchange bias*. No esboço, (a) mostra a configuração de *spins* acima da temperatura T_N , mas abaixo da T_C na presença de campo. (b) descreve a nova configuração dos *spins* AF após o resfriamento até uma temperatura $T < T_N$ na presença de campo. Em (c) o campo externo é invertido, girando os *spins* FM para uma direção oposta. Os *spins* FM são totalmente invertidos em um campo maior (d) e em (e) os *spins* FM começam a retornar a posição original. O deslocamento da curva no eixo do campo é igual ao campo de *exchange bias* [4].

Este modelo apresenta apenas uma descrição qualitativa do fenômeno e despreza vários aspectos importantes, tais como, a influência da espessura da camada FM, a rugosidade interfacial, a distribuição de tamanhos de grãos magnéticos, configuração de *spins* na camada AF, entre outros. Assim, por exemplo, ao considerar a configuração de

spins interfaciais colineares (Figura 2.4), os *spins* interfaciais da camada AF e FM estão alinhados sobre uma mesma reta.

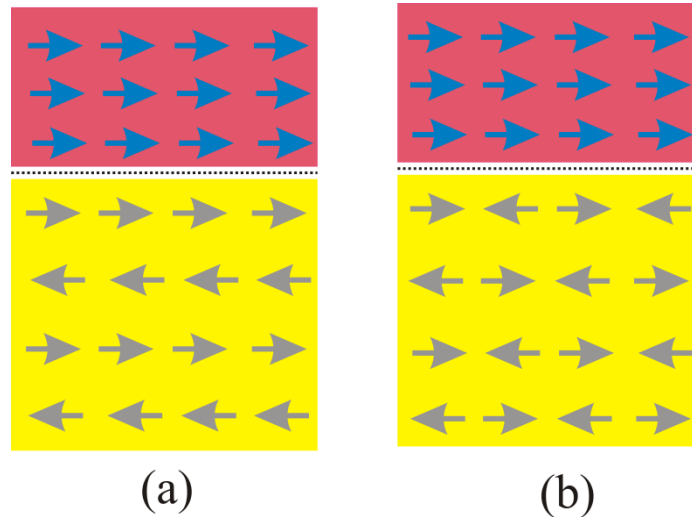


Figura 2.4: Diagrama esquemático das configurações de *spins* interfaciais colineares em bicamadas AF/FM. (a) acoplamento ferromagnético através da interface; constante de interação positiva $J_{F/AF} > 0$, e (b) acoplamento antiferromagnético através da interface; constante de interação negativa $J_{F/AF} < 0$ [13].

Outras configurações de spins FM e AF interfaciais são, evidentemente, possíveis, tais como, configurações não colineares de *spins* (Figura 2.5), formação de uma estrutura de *spins* em forma de espiral na camada AF, e formação paredes de domínios, entre outras. Assim, ao considerar outras possibilidades de configurações de *spins* interfaciais, arranjos de *spins* em camadas e outros parâmetros envolvidos que são geralmente importantes para uma compreensão do fenômeno de *exchange bias*, modelos mais sofisticados devem necessariamente ser desenvolvidos.

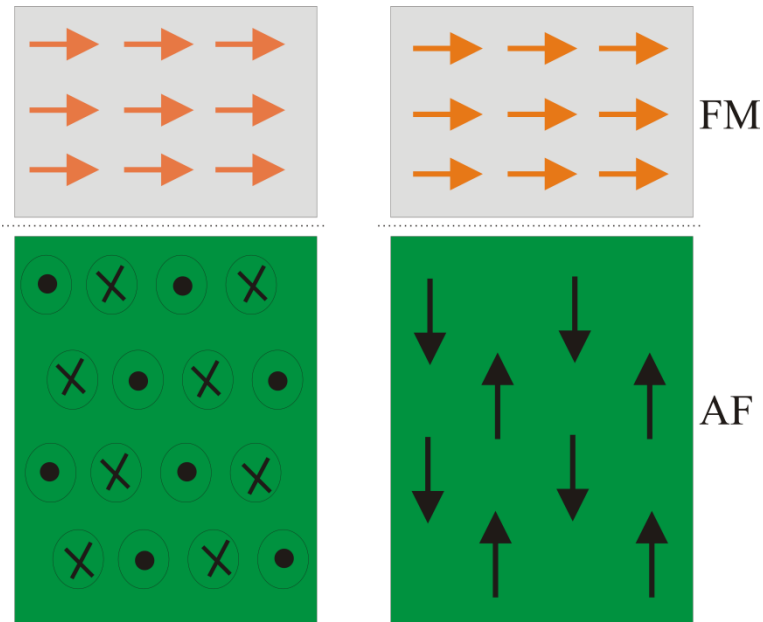


Figura 2.5: Diagrama esquemático de dois exemplos de configurações de *spins* interfaciais não colineares (ângulo de 90°) em bicamadas AF/FM. Figura adaptada da referência [13].

2.2 Modelos Teóricos

O fenômeno de *exchange bias* ainda não é completamente compreendido [4, 13-15], mas geralmente é considerado como sendo um fenômeno de interface. Assim, praticamente todos os trabalhos teóricos de alguma maneira lidam com a estrutura de *spins* na interface. Entretanto, não é fácil enfrentar este problema, tanto de forma teórica quanto experimental. Primeiro, a configuração de *spins* AF na interface não é idêntica, necessariamente, ao ordenamento magnético do material *bulk* [16]. Isto devido a defeitos, tais como rugosidades, deslocamentos estruturais, tensão e não-homogeneidades químicas induzidas durante o processo de preparação da amostra. Portanto, na interface do material AF os átomos podem relaxar ou reconstruir e, assim, domínios AF podem ser formados, ou os *spins* podem se reorientar para compensar as mudanças estruturais locais. Outro fator importante é a anisotropia do material AF [13]. A configuração de *spins* AF pode, também, ser afetada por tratamento térmico. Além disso, a estrutura de *spins* na interface pode

mudar durante a realização de um experimento devido a flutuações térmicas [15, 17]. Finalmente, a dificuldade em determinar a real estrutura de *spins* na interface certamente dificulta também a compreensão do fenômeno de *exchange bias* [4, 13].

2.3 Modelo teórico intuitivo

Em 1962, O primeiro modelo sobre o fenômeno de *exchange bias* foi desenvolvido por Meiklejohn [18]. Este introduziu um modelo simples para um monodomínio AF, com magnetização M_{AF} , em justaposição com um monodomínio FM com uma interface plana. Os *spins* interfaciais são considerados não compensados, ou seja, possuem um momento magnético resultante e apresentam uma interação de troca com os *spins* interfaciais FM. A energia por unidade de volume do FM é definida pela seguinte expressão:

$$\varepsilon = -HM_{FM} \cos(\theta - \beta) + K_{AF} \text{sen}^2(\alpha) - J \cos(\beta - \alpha), \quad (2.3)$$

onde H é o campo magnético aplicado, M_{FM} é a magnetização do FM, K_{AF} é a constante de anisotropia magnetocristalina do AF e J é a constante de troca interfacial. Os ângulos são definidos da seguinte forma: α é o ângulo entre a magnetização AF e o eixo de anisotropia, β é o ângulo entre \vec{M}_F e o eixo de anisotropia, e θ é o ângulo entre o campo magnético aplicado e o eixo de anisotropia. Contudo, os valores obtidos para o H_{EB} eram algumas ordens de magnitude maior do que os resultados experimentais [18, 19].

2.4 Outros modelos teóricos

A maior parte dos modelos teóricos sobre o fenômeno de *exchange bias* foi desenvolvida para explicar a causa da discrepância entre o primeiro modelo intuitivo, descrito acima, e os resultados experimentais. Aqui será apresentada uma breve revisão de alguns destes modelos.

Néel [20] formulou um modelo aplicado a um sistema constituído por uma camada AF com a interface não compensada e ferromagneticamente acoplada através da interface a um material FM (ver Figura 2.4). Supondo a existência de anisotropia uniaxial, Néel encontrou, pela primeira vez, que domínios podem ser formados em ambos os materiais, FM e AF, e que ambos os materiais FM e AF, possuem uma magnetização m_i de uma camada i , sendo que esta magnetização é uniforme dentro desta camada e paralela a interface F/AF [13]. Consequentemente, a intensidade calculada do campo de *exchange bias* é menor. Entretanto, as espessuras das camadas FM e AF necessitam ter um valor mínimo, devido a esta aproximação. Assim, a aplicação do modelo a sistemas reais com *exchange bias* é restrita.

Vinte anos após à apresentação do modelo proposto por Néel e quinze anos após o modelo desenvolvido por Fulcomer e Charap, Malozemoff [21] propôs um modelo com uma descrição mais realística de efeito de interfaces, tais como a rugosidade. Para interpretar o *exchange bias* com base neste modelo consideram-se interfaces FM/AF rugosas, compensadas e não compensadas. Assim, uma rugosidade interfacial randômica dá origem a um campo magnético randômico que atua sobre os *spins* na interface, produzindo uma anisotropia unidirecional que causa o deslocamento da curva de histerese. A intensidade do campo de *exchange bias* H_{EB} , a partir deste modelo, é duas ordens de magnitude menor do que os valores deduzidos segundo o modelo intuitivo. Entretanto, o

modelo depende de características detalhadas da microestrutura interfacial, ou seja, depende da concentração de defeitos na interface, o que não é, geralmente, consistente com os experimentos.

Pouco depois de Malozemoff propor seu modelo, Mauri e colaboradores [22] sugeriram um novo modelo, fundamentado na formação de paredes de domínios, que mostra que o campo de *exchange bias* H_{EB} atingiria um valor limite, independente da intensidade do acoplamento de troca na interface. O limite ocorre devido exatamente à formação de paredes de domínios na interface do AF. Esta hipótese considera uma camada FM sobre uma camada AF com uma espessura infinita e um acoplamento interfacial ferromagnético. O modelo de Mauri e colaboradores adaptado a estruturas com *exchange bias* que exibem também ressonância de ondas de *spin* é o que melhor descreve os resultados obtidos neste trabalho para as bicamadas NiFe/IrMn.

Mais recentemente, Koon [23] propôs o modelo *spin-flop* que sugere a existência de anisotropia unidirecional em filmes finos com interfaces FM/AF compensadas. O principal resultado deste modelo, fundamentado em cálculos numéricos micromagnéticos, foi estabelecer que a configuração do estado fundamental correspondesse à orientação dos eixos FM e AF perpendiculares entre si, isto é, ângulo de 90° entre as direções das magnetizações nos materiais FM e AF. Uma limitação do modelo proposto por Koon é que ele restringe o movimento dos *spins* durante a inversão do campo magnético aplicado paralelo ao plano da interface.

Os modelos citados anteriormente, bem como outros propostos na literatura, têm alcançado diferentes graus de concordância com os resultados experimentais existentes. Modelos, como o de Mauri e colaboradores, por exemplo, que consideram a existência de paredes de domínios AF no sistema com *exchange bias*, implicam em valores razoáveis para H_{EB} quando comparados aos modelos que consideram interfaces ideais [21, 22, 24-

26], bem como aos que consideram efeitos de memória da história térmica e magnética de bicamadas FM/AF reais [27]. Entretanto, não há ainda nenhuma característica ou nenhum conceito básico, previsto por teoria ou modelo [4, 14], pois em sistemas reais o fenômeno de *exchange bias* depende fortemente da estrutura de *spins* e da química particular na interface FM/AF [28].

2.5 Aplicações

Existem atualmente vários dispositivos nanométricos que são aplicações tecnológicas do fenômeno de *exchange bias*. Alguns exemplos são apresentados a seguir.

2.5.1 Estabilizador de magnetização e domínios

Quando um sistema FM/AF é resfriado até uma $T < T_N$, na presença de campo magnético, alguns dos *spins* AF serão “congelados”, atuando como um estabilizador de domínios para o material FM através da interação na interface FM/AF. Consequentemente, a magnetização do material FM pode ser estabilizada em qualquer direção desejada, devido ao efeito de *pinning* a partir do AF. O acoplamento de troca induzido pela presença do AF pode produzir uma anisotropia para superar o limite superparamagnético, o qual é devido a flutuações térmicas da magnetização quando a dimensão do elemento magnético é reduzida até certo valor crítico, levando a instabilidade magnética [29]. A densidade das mídias de gravação magnética pode, então, ser ampliada pela redução dos elementos de gravação, sem a perda da estabilidade de seu ordenamento magnético.

2.5.2 Válvula de *spin*

Desde a observação da Magneto-resistência Gigante (Giant Magnetoresistance - GMR) em sistemas com *exchange bias* [30] e que estes sistemas exibem campos de saturação bem inferiores em comparação aos sistemas padrões com GMR [31], renovou-se o interesse no fenômeno de *exchange bias* [32]. A GMR tem atraído grande atenção devido às numerosas aplicações tecnológicas, tais como em gravação magnética e sensores de campo magnético, mas a mais interessante, com impacto mundial, é sua aplicação na indústria de dispositivos de armazenamento de dados, em cabeçotes de leitura de discos rígidos de computadores. Existem ainda várias outras aplicações, como sensores para instrumentos de cordas, sensores automotivos, memórias magnéticas não voláteis e biossensores.

A válvula de *spin* é um dispositivo que, em geral, utiliza o efeito de GMR e tem sua estrutura consistindo, essencialmente, de uma tricamada magnética (Figura 2.6). Basicamente, a estrutura é composta por uma camada AF em contato com uma FM, e uma segunda camada FM separada da primeira por um material não magnético condutor. A camada FM em contato com a AF tem sua magnetização “presa” ou *pinned*, devido ao acoplamento FM/AF, enquanto que a magnetização da outra camada FM é “livre”, podendo mudar sua direção. Assim, pode-se alterar a resistência deste sistema variando a direção de um campo magnético aplicado.

Outra importante aplicação do fenômeno de *exchange bias* é em **memórias magnéticas de acesso aleatório** (MRAM, na sigla em inglês), as quais usam uma matriz de elementos baseados em GMR. As vantagens destes dispositivos ainda em fase de desenvolvimento tecnológico são: a não utilização de partes móveis, a eliminação de

“cabeças de gravação”, e a capacidade para acessar imediatamente informações numa sequência arbitrária [33].

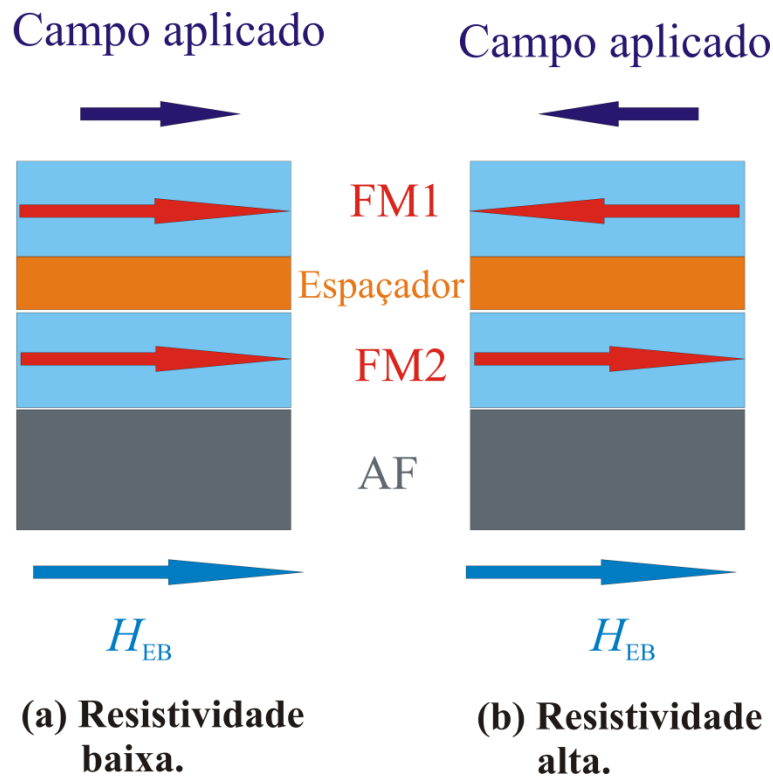


Figura 2.6: Diagrama esquemático de uma válvula de *spin*. FM1 é uma camada “livre” e pode ter sua magnetização invertida pelo campo aplicado. FM2 é uma camada “presa” devido ao H_{EB} e não altera sua magnetização com a direção do campo. O espaçador é um material não magnético. Em (a) as magnetizações de FM1 e FM2 estão paralelas apresentando uma configuração de baixa resistência. Em (b) as magnetizações de FM1 e FM2 estão antiparalelas apresentando uma configuração de alta resistência, por exemplo, a passagem de elétrons com *spin* “up”.

2.6 Estudo do fenômeno de *exchange bias* por Ressonância Ferromagnética

A Ressonância Ferromagnética (FMR) é uma poderosa técnica para estudar e determinar propriedades magnéticas de materiais, sendo de fato uma das técnicas mais adequadas ao estudo das propriedades de filmes finos magnéticos.

Em experimentos de FMR de bicamadas e tricamadas magnéticas com *exchange bias*, com o campo magnético estático aplicado no plano da amostra, paralelo, portanto, à

interface FM/AF, o campo magnético de ressonância efetivo H_{res} atuando sobre os *spins* da camada FM pode ser representado por

$$H_{res}(\phi) = H_{Un} - H_{EB} \cos \phi, \quad (2.4)$$

sendo ϕ o ângulo entre o campo magnético estático aplicado e o eixo de anisotropia unidirecional e

$$H_{Un} = \left[(\omega/\gamma)^2 + (2\pi M_s)^2 \right]^{1/2} - (2\pi M_s), \quad (2.5)$$

o campo de absorção do modo uniforme de ressonância [34]. De acordo com a Eq. (2.4), o campo de *exchange bias* é dado [35], então, por

$$H_{EB} = \frac{H_{res}(\pi) - H_{res}(0)}{2}. \quad (2.6)$$

Assim, em experimentos de FMR, o estudo da variação angular do campo de ressonância paralelo ao plano da amostra fornece uma medida simples e direta do campo de *exchange bias*. Entretanto, como veremos no Capítulo 3, outras formas de anisotropia podem estar também presentes na estrutura FM/AF, implicando em contribuições adicionais para o campo magnético efetivo atuando sobre os *spins* da camada FM, além da excitação de outros modos de ressonância pelo campo oscilante de micro-ondas, como modos de ressonância de ondas de *spins*. Isto, evidentemente, complica a análise fenomenológica dos experimentos, mas pode contribuir para uma maior compreensão do fenômeno de *exchange bias*.

CAPÍTULO 3

ANISOTROPIA MAGNÉTICA

Neste capítulo são apresentados os tipos de anisotropias magnéticas que geralmente são observadas em filmes finos magnéticos, suas formas fenomenológicas e suas particularidades.

3.1 Introdução

Anisotropia magnética é o fenômeno que implica em orientação preferencial da magnetização espontânea \vec{M}_S ao longo de certas direções características de cada material ferromagnético. A existência de direções preferenciais faz com que a energia interna varie quando a magnetização, que é a soma dos momentos magnéticos por unidade de volume, orienta-se em direções diferentes. A anisotropia magnética pode estar relacionada com os eixos cristalográficos da amostra (anisotropia magnetocristalina), com a sua forma geométrica (anisotropia de forma), com tensões ou outros fatores que alteram propriedades da amostra (anisotropia magnetoelástica); pode ainda ser induzida, por exemplo, pela aplicação de um campo magnético durante a deposição do material.

3.2 Anisotropia magnetocristalina

A principal causa da anisotropia magnetocristalina é a interação entre o *spin* do elétron e o seu movimento orbital, ou seja, o acoplamento *spin-órbita*. A origem deste efeito encontra-se no fato de que as direções dos momentos magnéticos dentro do material

magnético dependem dos eixos cristalinos do material. Assim, para cada cristal existe uma direção preferencial, denominada direção de fácil magnetização ou simplesmente direção fácil. Deste modo, a magnetização de saturação será atingida com menor valor de campo, quando este for aplicado ao longo dessas direções [36].

A energia de anisotropia magnetocristalina é representada, em geral, por uma série de potências dos cossenos diretores dos ângulos que determinam a orientação da magnetização com relação aos eixos do cristal. Para um cristal com simetria cúbica, a energia de anisotropia pode ser escrita da seguinte forma [36]:

$$E_A = K_0 + K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2(\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2) + \dots, \quad (3.1)$$

onde K_0 , K_1 , K_2 , ... são constantes de anisotropia para um determinado material, dadas em ergs/cm³, e α_1 , α_2 e α_3 são os cossenos diretores do vetor magnetização com relação aos eixos cristalográficos. Os termos de ordens superiores não são necessários e, geralmente, K_2 é muito pequeno e pode ser desprezado. O primeiro termo K_0 é usualmente ignorado, pois é independente do ângulo. Para um cristal hexagonal, por exemplo, a energia magnetocristalina pode ser escrita da seguinte forma [36]:

$$E_K = K \text{sen}^2\theta, \quad (3.2)$$

sendo θ o ângulo entre as direções da magnetização e do eixo de fácil magnetização (eixo hexagonal c) e K a constante de anisotropia de primeira ordem. Em ligas de FeSi, o valor de K , determinado por medidas de torque, é igual a $2,87 \times 10^5$ erg/cm³ ($2,87 \times 10^4$ J/m³). A anisotropia magnetocristalina pode ser também representada como um torque atuando na

magnetização que é dada pela taxa de variação da energia em relação ao ângulo θ . Assim, para pequenos valores de θ , ou seja, $\sin\theta \approx \theta$, o torque é dado pela seguinte relação [36]:

$$T = 2K\theta, \quad (3.3)$$

sendo K a constante de anisotropia. Entretanto, assumindo que há um campo de anisotropia efetivo \vec{H}_K que produz o mesmo efeito da anisotropia magnetocristalina, isto é, que causa o mesmo torque na magnetização $T = |\vec{H} \times \vec{M}_S| = H_K M_S \theta = 2K\theta$ (para pequenos valores de ângulos), o campo de anisotropia é dado, portanto, por:

$$H_K = \frac{2K}{M_S}, \quad (3.4)$$

sendo M_S a magnetização de saturação do material ferromagnético [36].

3.3 Anisotropia de forma

A anisotropia magnética reflete a dependência da energia interna da amostra FM com relação à orientação da magnetização espontânea. Assim, a energia magnetostática associada ao campo desmagnetizante de uma amostra pode ser escrita da seguinte forma:

$$E_d = -\frac{1}{2} \vec{H}_d \times \vec{M}_S, \quad (3.5)$$

onde $H_d = N_d M_S$ é o campo de desmagnetização, e N_d é o coeficiente de desmagnetização na direção de \vec{M}_S . A anisotropia relacionada a esta energia é denominada anisotropia de forma. Para uma amostra em forma de um elipsoide com semi-eixo maior a e semi-eixo menor b , onde $b = c$ (Figura 3.1), a Eq. (3.5) pode ser reescrita como,

$$E_d = \frac{1}{2} M_S^2 N_a + \frac{1}{2} (N_b - N_a) M_S^2 \sin^2 \theta, \quad (3.6)$$

onde N_a e N_b são os fatores desmagnetizantes que dependem da geometria da amostra e θ é o ângulo entre a magnetização e o eixo fácil. Esta equação da energia de forma pode ser comparada com a equação para a energia magnetocristalina, levando em consideração que o eixo curto tem o mesmo papel do eixo de difícil magnetização do cristal, da mesma maneira que o eixo longo faz o papel do eixo de fácil magnetização. Percebe-se assim que essas duas formas de anisotropia apresentam uma mesma característica de anisotropia uniaxial.

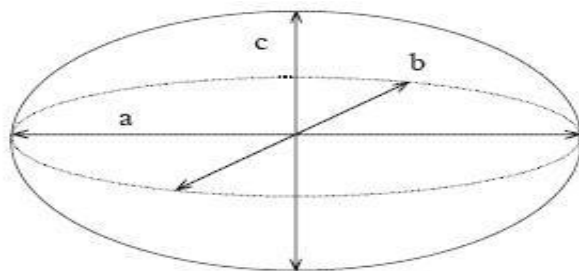


Figura 3.1: Ilustração de um esferoide prolato. Figura adaptada da referência [36].

No caso de um filme fino magnético, considerado como um esferoide oblato achatado, verifica-se que $N_a \rightarrow 4\pi$ e $N_b \rightarrow 0$. Assim, pode-se reescrever a Equação (3.6),

desconsiderando o termo que não depende do ângulo θ , pois este é um termo constante, da seguinte forma:

$$E_d = -2\pi M_s \text{sen}^2 \theta, \quad (3.7)$$

onde θ é o ângulo entre a direção da magnetização e o eixo fácil [36].

3.4 Anisotropia de superfície

Em filmes finos magnéticos, devido à simetria reduzida nas superfícies, é possível também observar uma anisotropia de superfície [37].

Néel foi o primeiro a propor a origem da anisotropia de superfície, utilizando o modelo de interação de par van Vleck [38]. Ele estendeu o método proposto para o cálculo da anisotropia magnetocristalina de um material *bulk* (maciço), para a anisotropia devido aos átomos na superfície do material. Considerando as contribuições das interações *spin*-órbita e dipolar de um átomo com seus vizinhos, quando localizado internamente ou na superfície do material, Néel obteve uma diferença de energia nos dois casos, devido à diferença da simetria local, a qual denominou de anisotropia de superfície [39].

Além da contribuição de Néel para a anisotropia de superfície, tem sido ainda proposto que a tensão (estresse) em filmes finos magnéticos pode, em determinadas situações, contribuir para origem da anisotropia de superfície. Por outro lado, a interação entre uma camada de material AF e a superfície de um FM pode também produzir uma anisotropia de superfície [40].

3.5 Anisotropia induzida

Além das anisotropias magnéticas já mencionadas, existem ainda aquelas que são provocadas por algum processo físico atuando sobre a amostra. Assim, a anisotropia magnética pode ser induzida por vários processos, tais como: tratamento térmico, aquecimento ou resfriamento na presença de campo magnético externo, deformação plástica, e irradiação iônica magnética, isto é, irradiação com partículas de alta energia na presença de campo magnético aplicado.

Em filmes finos magnéticos, é possível induzir anisotropia magnética durante o processo de deposição, aplicando-se um campo magnético no plano do filme, desde que este campo externo seja suficientemente intenso para causar esta anisotropia. A anisotropia assim induzida tem evidentemente uma característica unidirecional. Um tipo de anisotropia induzida pela aplicação de campo magnético durante o processo de deposição de estruturas FM/AF em contato é a *anisotropia de troca* ou *exchange bias*. Em estruturas como MnPd/Co o campo de anisotropia, devido a esta anisotropia, alcança valores da ordem de 3000 Oe [24].

Com o objetivo de produzir a anisotropia de troca, os filmes estudados neste trabalho foram depositados com um campo magnético externo aplicado no plano do substrato. Nos filmes finos magnéticos, qualquer que seja o processo de deposição, a anisotropia de forma sempre estará presente. Dependendo do processo de deposição e da estrutura do filme (monocristalinos, policristalinos, amorfos), pode ocorrer também a presença de anisotropia magnetocristalina, de anisotropia induzida, e mesmo de anisotropia magnetoelástica [36].

3.6 Anisotropia rodável

Adicionalmente aos tipos de anisotropias já descritos nas seções anteriores, nas quais o eixo fácil de magnetização pode ser girado apenas por aquecimento ou resfriamento na presença de campo magnético, em filmes finos magnéticos é possível também observar uma anisotropia rodável. Esta é definida como a anisotropia que pode ter seu eixo fácil de magnetização girado pela aplicação de um campo magnético intenso.

Várias hipóteses sobre a presença desta anisotropia em filmes finos têm sido apresentadas e também alguns modelos teóricos foram propostos para explicar sua origem. Em bicamadas FM/AF, por exemplo, estes modelos consideram uma distribuição de grãos AF na interface FM/AF [17].

Os efeitos da anisotropia rodável em experimentos de FMR são, geralmente, observados a partir do deslocamento do campo magnético de ressonância H_{res} , com a variação angular do campo magnético estático aplicado no plano do filme.

Nos filmes policristalinos investigados neste trabalho, os experimentos de FMR com o campo magnético aplicado no plano das amostras comprovam a presença das anisotropias uniaxial, unidirecional e rodável nas bicamadas NiFe/IrMn, e apenas da anisotropia unidirecional nas tricamadas NiFe/IrMn/Co. Em experimentos com o campo magnético aplicado fora do plano das amostras (não considerados neste trabalho), o efeito da anisotropia de forma é preponderante.

CAPÍTULO 4

RESSONÂNCIA FERROMAGNÉTICA

Neste capítulo, é apresentada a fenomenologia de FMR e seus aspectos experimentais, sendo deduzidas, como exemplo, as condições de ressonância para um filme fino magnético simples, ou seja, uma monocamada magnética. Também é apresentada uma descrição da excitação de ondas de *spin* em filmes finos magnéticos, que pode ser investigada por FMR.

4.1 Introdução

FMR, ou ainda mais precisamente, absorção ressonante de radiação eletromagnética externa, na presença de um campo magnético, em substâncias ferromagnéticas, é uma das mais poderosas e consolidadas técnicas no estudo de propriedades magnéticas de filmes finos e vários outros materiais [41]. Basicamente, a FMR consiste em expor uma amostra a um campo oscilante de micro-ondas na presença de um campo magnético estático, e observar as linhas de absorção ressonante de energia. O campo de micro-ondas deve ser aplicado perpendicularmente ao campo estático, de modo que ele tenda a perturbar os *spins* e desviá-los da posição de equilíbrio. Quando a frequência da radiação incidente for igual à frequência de precessão dos *spins*, a amostra absorverá a energia da radiação. Esta absorção ocorrerá de fato na presença do campo efetivo que atua sobre o sistema de *spins*, resultante de contribuições da magnetização e campos de anisotropias da amostra, e dos campos externos aplicados.

4.2 Fenomenologia de Ressonância Ferromagnética

Quando uma amostra de material ferromagnético (ou mesmo paramagnético) é colocada no centro de uma cavidade ressonante de micro-ondas, na presença de um campo magnético externo homogêneo e constante \vec{H}_0 , os momentos magnéticos $\vec{\mu}$ da amostra sofrerão um torque devido à presença do campo magnético \vec{H}_0 e passarão a precessionar em torno deste (Fig. 4.1), de acordo com equação:

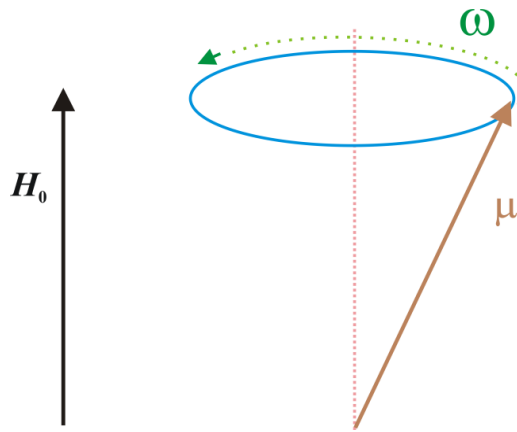


Figura 4.1: Precessão do momento magnético $\vec{\mu}$ em torno do campo magnético aplicado \vec{H}_0 . Figura adaptada da referência [42].

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = -\gamma[\vec{\mu} \times \vec{H}_0], \quad (4.1)$$

onde $\gamma = g\mu_B/\hbar$ é a razão giromagnética (no sistema gaussiano de unidades), g é o fator de espalhamento espectroscópico (similar ao fator- g de Landé), μ_B é o magnéton de Bohr e \hbar é a constante de Planck. Em primeira aproximação, esta equação pode ser tratada classicamente chegando-se a frequência de precessão clássica de Larmor [43]:

$$\omega_0 = \frac{g\mu_B}{\hbar} H_0. \quad (4.2)$$

Se, devido ação do campo magnético externo, o material for magnetizado homogeneamente até um estado de saturação magnética, a estrutura de domínios é quebrada e toda a amostra se comporta como um monodomínio. Assim, o problema pode ser tratado como a precessão da magnetização total do material \vec{M} - soma vetorial de todos os momentos magnéticos dos elétrons por unidade volume.

Entretanto, as várias interações que ocorrem em um material ferromagnético, quando se aplica um campo magnético externo \vec{H}_0 , podem ser consideradas fenomenologicamente. Assim, os *spins* \vec{S} estão relacionados aos momentos magnéticos $\vec{\mu}$ através da equação

$$\vec{\mu} = -\gamma\vec{S}, \quad (4.3)$$

e a magnetização total do material \vec{M} precessiona com frequência ω , não em torno de \vec{H}_0 , mas sim em torno de um campo magnético efetivo \vec{H}_{ef} [43]. A Figura 4.2 representa o vetor magnetização precessionando amortecidamente em torno do campo efetivo na ausência de um campo de alta frequência, em um material ferromagnético.

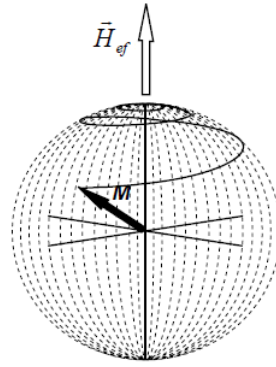


Figura 4.2: Representação da precessão da magnetização. Precessão amortecida da magnetização \vec{M} em torno do campo magnético efetivo \vec{H}_{ef} na ausência de um campo de alta frequência, em um material ferromagnético [44].

Se for incidido sobre o material um campo magnético fraco oscilante $\vec{h}(t)$, de alta frequência ω , tal que este seja muito menor que o campo externo e perpendicular a este, a magnetização terá então uma componente oscilante e poderá ser representada por $\vec{M} = \vec{M}_0 + \vec{m}(t)$, com $|\vec{m}(t)|$ muito menor que M_0 . Assim, quando a frequência ω do campo oscilante for igual à frequência ω_0 da precessão de Larmor, transições entre níveis Zeeman adjacentes com separação $g\mu_B H_{ef}$, serão induzidas, implicando em absorção ressonante de energia da radiação.

Na Figura 4.3 é esquematizada a separação Zeeman entre os dois estados de energia N_1 e N_2 produzidos pelo campo estático aplicado \vec{H}_0 . Um campo oscilante de micro-ondas \vec{h} com frequência f induzirá transições entre os níveis N_1 e N_2 , o que implica em $hf = g\mu_B H_{res}$. O sistema de *spins* absorverá energia de micro-ondas e então produzirá um sinal de FMR, como já descrito nos parágrafos anteriores.

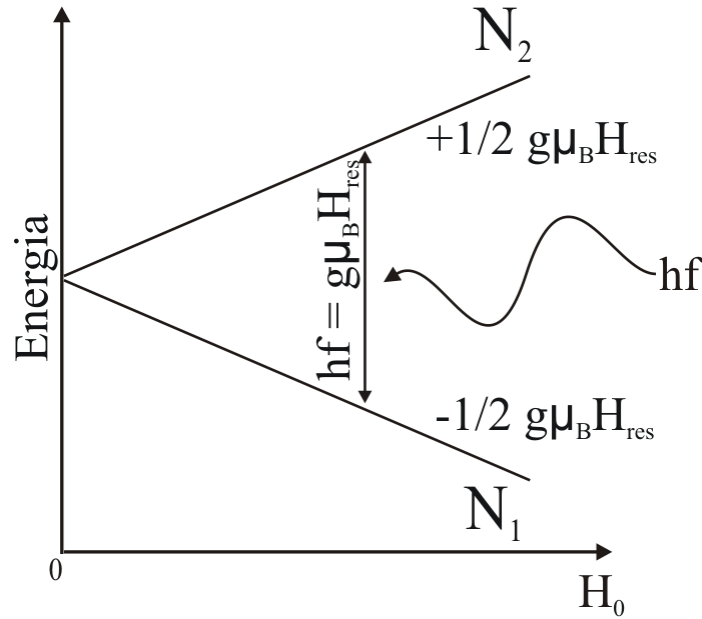


Figura 4.3: Estados de energia *Zeeman* e condição de ressonância [45].

4.3 Equação de movimento da magnetização

Os experimentos de FMR de filmes finos consistem, basicamente, em obter os espectros de FMR, em função da orientação do campo magnético aplicado no plano do filme (geometria *no-plano* do filme), ou em função da orientação do campo em relação à normal ao plano do filme (geometria *fora-do-plano* do filme). A análise dos resultados dos experimentos de FMR, para obtenção de informações sobre as propriedades magnéticas de filmes finos, é feita usando o formalismo descrito a seguir.

O movimento da magnetização próximo de sua posição de equilíbrio é descrito pela equação de movimento de Landau-Lifshitz-Gilbert [41]

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma [\vec{M} \times \vec{H}_{ef}] + \frac{G}{\gamma M^2} \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right). \quad (4.4)$$

Na equação acima o primeiro termo no lado direito representa o torque sobre a magnetização devido ao campo magnético aplicado, e o segundo, é o termo de amortecimento fenomenológico relacionado aos vários mecanismos de relaxação da magnetização [41]. Assim, \vec{M} é a magnetização, G é o parâmetro de amortecimento de Gilbert, \vec{H}_{ef} é o campo magnético efetivo que inclui os campos magnéticos de micro-ondas $\vec{h}(t)$ de frequência $\omega/2\pi$, o campo magnético externo aplicado, o campo de desmagnetização, campos de anisotropia, e outras contribuições, caso existam.

Duas aproximações são usadas para determinar a frequência de ressonância a partir da Eq. (4.4). A primeira considera a solução da equação diferencial acoplada para as componentes da magnetização dependentes do tempo. A intensidade, a forma do sinal e a largura de linha são calculadas utilizando esta equação [41]. A segunda considera um método mais simples desenvolvido, em 1955, por Smit e Beljers [46] e ao mesmo tempo por H. Suhl [47]. A frequência de ressonância ω_{res} é obtida em termos das segundas derivadas $E_{\theta\theta}$, $E_{\phi\phi}$ da densidade de energia livre magnética E por unidade de volume, com respeito aos ângulos polar θ e azimutal ϕ que definem a orientação de equilíbrio da magnetização \vec{M} , como mostra a Figura 4.4, de acordo com a relação de dispersão

$$\omega_{res} = \frac{\gamma}{M_s \sin\theta} \left(E_{\theta\theta} E_{\phi\phi} - E_{\theta\phi}^2 \right)^{1/2}, \quad (4.5)$$

onde γ é a razão giromagnética (no sistema gaussiano de unidades) e M_s é a magnetização de saturação do material. A orientação de equilíbrio da magnetização \vec{M} é obtida a partir das seguintes equações:

$$E_{\theta} \equiv \frac{\partial E}{\partial \theta} = 0 \quad \text{e} \quad E_{\phi} \equiv \frac{\partial E}{\partial \phi} = 0. \quad (4.6)$$

Do conjunto de soluções possíveis, devem ser selecionadas aquelas que correspondem à energia livre mínima. Desde então, este tem sido considerado o procedimento padrão para se determinar a frequência de ressonância.

Assim, de acordo com as Equações (4.5) e (4.6), para obtermos a frequência de ressonância ou condição de ressonância é necessário termos uma expressão para a energia livre E do sistema, com todos os seus termos e suas dependências angulares em relação à orientação de equilíbrio da magnetização.

Entretanto, a descrição apresentada para a relação de dispersão é válida somente para um sistema simples, por exemplo, uma monocamada magnética. Quando, por exemplo, existe interação entre duas camadas FM e AF em contato e a energia livre do sistema depende também de contribuições de várias formas de anisotropia magnética, a condição de ressonância, como mostramos no Apêndice A, é definida pelas raízes do determinante da matriz 4 x 4 [35, 48],

$$\begin{bmatrix} E_{\theta_{FM}\theta_{FM}} & E_{\theta_{FM}\phi_{FM}} + iz_{FM} & E_{\theta_{FM}\theta_{AF}} & E_{\phi_{FM}\phi_{AF}} \\ E_{\theta_{FM}\phi_{FM}} - iz_{FM} & E_{\phi_{FM}\phi_{FM}} & E_{\theta_{AF}\phi_{FM}} & E_{\phi_{FM}\phi_{AF}} \\ E_{\theta_{FM}\theta_{AF}} & E_{\theta_{AF}\phi_{FM}} & E_{\theta_{AF}\theta_{AF}} & E_{\theta_{AF}\phi_{AF}} + iz_{AF} \\ E_{\theta_{FM}\phi_{FM}} & E_{\phi_{FM}\phi_{AF}} & E_{\theta_{AF}\phi_{AF}} - iz_{AF} & -E_{\phi_{AF}\phi_{AF}} \end{bmatrix}, \quad (4.7)$$

onde os termos E , com seus respectivos índices, representam as derivadas de segunda ordem da energia do sistema em relação aos ângulos de equilíbrio da magnetização θ e ϕ , e os termos z_{FM} e z_{AF} são dados pelas relações,

$$z_{FM} = \left(\frac{\omega}{\gamma_{FM}} \right) t_{FM} M_{FM} \text{sen} \theta_{FM}, \quad (4.8)$$

$$\text{e} \quad z_{AF} = \left(\frac{\omega}{\gamma_{AF}} \right) t_{AF} M_{AF} \text{sen} \theta_{AF}, \quad (4.9)$$

sendo γ_{FM} e γ_{AF} , respectivamente, as razões giromagnéticas das camadas FM e AF.

A comparação entre a teoria e o experimento pode ser simplificada se são consideradas situações particulares, ou seja, se o campo magnético estático externo H , por exemplo, é orientado paralelo ao plano da amostra (configuração paralela) ou perpendicular ao plano (configuração perpendicular), no caso de um filme fino simples.

4.4 Condições de ressonância para um filme fino

A título de exemplo, nesta seção é apresentada a condição de ressonância para um filme fino ferromagnético policristalino que possui apenas anisotropia de forma, sendo consideradas duas situações particulares. Na primeira, o campo magnético estático externo é aplicado no plano do filme numa determinada direção. E na segunda situação, o campo magnético estático externo é aplicado na direção perpendicular ao plano do filme. Em ambas as situações, a condição de ressonância é calculada segundo o procedimento apresentado na seção anterior.

4.4.1 Condições de ressonância paralela e perpendicular

Considerando um filme fino ferromagnético policristalino que apresenta apenas anisotropia de forma, a energia deste sistema por unidade de área pode ser escrita na seguinte forma

$$\frac{E}{t} = 2\pi M_s^2 \sin^2 \theta \sin^2 \phi - M_s H \left[\sin \theta_H \sin \theta \cos(\phi_H - \phi) + \cos \theta_H \cos \theta \right], \quad (4.10)$$

onde o primeiro termo é a energia de forma e o último é a energia Zeeman. Os ângulos θ e ϕ são os ângulos diretores da magnetização, θ_H e ϕ_H são os ângulos diretores do campo aplicado, definidos conforme sistema de coordenadas na Figura 4.4. O filme está no plano x-z, sendo que o eixo y é normal ao plano do filme.

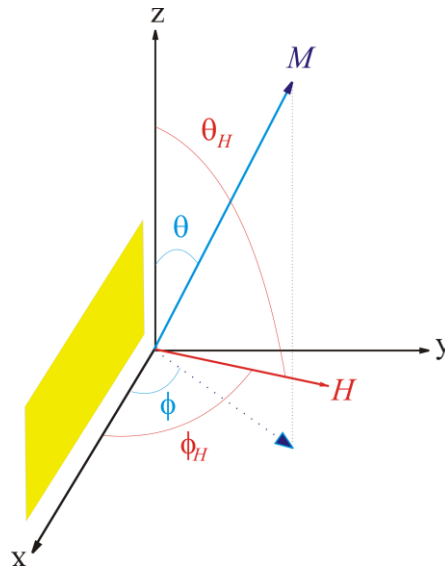


Figura 4.4: Sistema de coordenadas para um filme magnético. H varia no plano x-y.

A condição de equilíbrio da magnetização é então encontrada derivando a Equação (4.10) com respeito aos ângulos θ e ϕ e igualando a zero, com os seguintes resultados:

$$\theta = \frac{\pi}{2}; \quad (4.11)$$

$$H \sin(\phi_H - \phi) = 4\pi M_s \sin\phi \cos\phi. \quad (4.12)$$

Conhecendo a condição de equilíbrio da magnetização, a condição de ressonância é obtida efetuando-se as derivadas de segunda ordem da Equação (4.10) em relação aos ângulos θ e ϕ , usando as Equações (4.6) e substituindo na Equação (4.5). Assim, obtêm-se a seguinte equação:

$$\frac{\omega^2}{\gamma^2} = \left[H \cos(\phi_H - \phi) - 4\pi M_s \sin^2\phi \right] \left[H \cos(\phi_H - \phi) + 4\pi M_s \cos 2\phi \right]. \quad (4.13)$$

A partir desta, considerando que a absorção de energia ocorre em um estado de completa saturação da amostra, ou seja, a magnetização tem a mesma orientação do campo aplicado $\phi = \phi_H$, as condições de ressonância para as duas situações particulares são escritas nas seguintes formas:

$$\frac{\omega}{\gamma} = H_{\perp} - 4\pi M_s; \quad (4.14)$$

$$\frac{\omega^2}{\gamma^2} = H_{\parallel} (H_{\parallel} + 4\pi M_s), \quad (4.15)$$

sendo que estas equações são as condições de ressonância para ângulos específicos $\phi = \pi/2$ e $\phi = 0$, das geometrias de campo estático externo aplicado perpendicular e paralelo ao plano do filme, respectivamente. Os campos H_{\perp} e H_{\parallel} são os campos de ressonância perpendicular e paralela ao plano do filme, respectivamente.

4.5 Ressonância de ondas de *spin*

A excitação de ondas de *spin* ou ressonância de ondas de *spin* em filmes magnéticos foi primeiramente sugerida por Kittel [49], em 1958, e observada experimentalmente por Seavey e Tannenwald [50], também em 1958, em filmes finos de *Permalloy* (NiFe). Em materiais ferromagnéticos, os *spins* estão acoplados através da interação de troca. As excitações de sistemas de *spins* correspondem, portanto, a precessões conjuntas em torno da posição de equilíbrio. A excitação de menor energia é denominada de modo uniforme, no qual os *spins* precessionam em torno da direção do campo magnético externo aplicado \vec{H} , permanecendo paralelos entre si, ou seja, com a mesma fase, como ilustrado na Figura 4.5(a). Neste caso a interação entre os *spins* não contribui para a relação de dispersão, pois o termo de energia correspondente a esta interação é isotrópico.

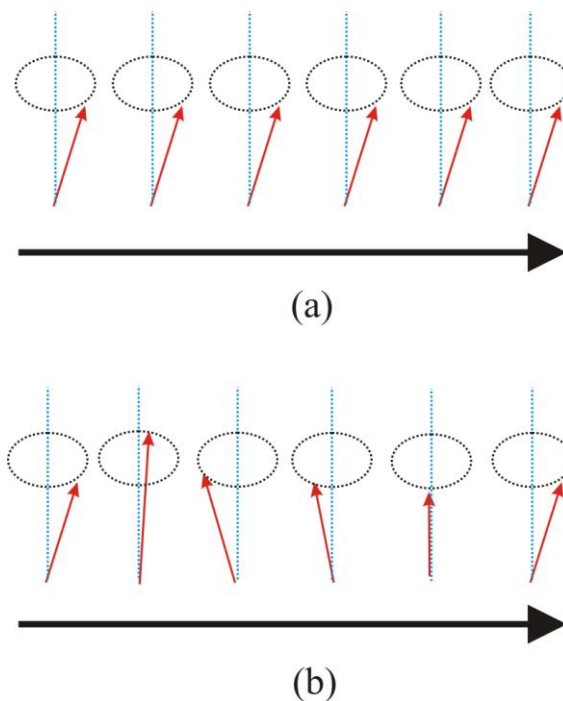


Figura 4.5: Representação do modo uniforme (a) e do modo de onda de *spin* (b). As setas na horizontal indicam a direção de propagação.

Por outro lado, é possível a ocorrência de excitações dos sistemas de *spins* nos quais os *spins* precessionam fora de fase entre si; neste caso estas excitações são denominadas ondas de *spin* ou modos de ondas de *spin*. A representação de uma onda de *spin* é ilustrada na Figura 4.5(b), na qual a diferença de fase do primeiro ao último *spin* é 2π , correspondendo a um comprimento de onda finito ($k \neq 0$). É importante ressaltar que o modo uniforme também pode ser considerado como um modo de ondas de *spin* com comprimento de onda infinito, isto é, $k = 0$. Portanto, quando o comprimento de onda decresce, o ângulo entre os *spins* vizinhos aumenta, conseqüentemente, aumenta a contribuição da energia de troca para a energia da excitação [42].

As ondas de *spin* podem ser excitadas em materiais ferromagnéticos por um campo de rádio frequência ou micro-ondas não uniforme, dependendo assim do efeito de *skin depth* [51]. Entretanto, as excitações também podem ocorrer com um campo de micro-ondas uniforme; nesta situação as excitações decorrem de efeitos dimensionais do material, dependentes, principalmente, da espessura e da quebra de simetria nas superfícies do material. Em suma, espera-se que um campo de anisotropia efetivo atuando sobre os *spins* na superfície do material seja maior do que aquele que atua sobre os *spins* no interior, prendendo os *spins* na superfície, efeito denominado de *pinning* dos *spins* superficiais [49, 50]. Neste contexto, para interpretar os resultados de FMR de filmes que exibem ressonância de ondas de *spins*, é necessário obter um termo de energia que descreva a interação que contribui para o acréscimo da energia de troca devido à variação espacial dos *spins*. Assim, de acordo com o tratamento semi-clássico, a energia de troca E_{ex} de um *spin* no sítio i com todos os seus vizinhos é descrita por [42, 52]

$$E_{ex} = -J\vec{S}_i \cdot \sum_j \vec{S}_j, \quad (4.16)$$

onde J é a integral de troca e \vec{S} é um vetor não quantizado. Para variações espaciais em comprimento de onda muito maior que a distância entre dois *spins* vizinhos, pode-se considerar $\vec{S}(\vec{r})$ como uma função contínua no espaço. Na Eq. (4.16), o termo \vec{S}_j pode ser expandindo em série de Taylor e desprezando termos que apresentam derivada superior a segunda ordem, pode-se mostrar que esta energia pode ser representada, equivalentemente, por um campo efetivo de troca [42, 52]

$$\vec{H}_{EX} = \frac{2A}{M^2} \nabla^2 \vec{M}, \quad (4.17)$$

onde $A = 2JS^2/a$ é a constante de troca, M é magnetização total e a é o parâmetro de rede do material ferromagnético.

4.5.1 Condições de ressonância de ondas de *spin*

A condição de ressonância de ondas de *spin*, considerando um filme fino ferromagnético policristalino que apresenta apenas anisotropia de forma, como na Seção 4.4, pode ser escrita na seguinte forma [53, 54]

$$\frac{\omega^2}{\gamma^2} = \left[H \cos(\phi_H - \phi) - 4\pi M_s \sin^2 \phi + \frac{2A}{M_s} k_n^2 \right] \times \left[H \cos(\phi_H - \phi) + 4\pi M_s \cos 2\phi + \frac{2A}{M_s} k_n^2 \right], \quad (4.18)$$

onde k é o vetor de onda associado com o modo de onda de *spin*, o qual é representado por $k_n = n\pi/t$, sendo t a espessura do filme e n o número de ordem atribuído ao modo de

onda de *spin*. Assim, as condições de ressonância para as duas situações particulares, perpendicular e paralela, podem ser deduzidas e escritas como

$$\frac{\omega}{\gamma} = H_{\perp} - 4\pi M_s + \frac{2A}{M_s} k_n^2, \quad (4.19)$$

$$\frac{\omega^2}{\gamma^2} = \left(H_{\parallel} + \frac{2A}{M_s} k_n^2 \right) \left(H_{\parallel} + 4\pi M_s + \frac{2A}{M_s} k_n^2 \right). \quad (4.20)$$

Estas equações são, portanto, as condições de ressonância para os ângulos específicos $\theta_H = \theta = \pi/2$, $\phi = \pi/2$ (configuração perpendicular) e $\phi = 0$ (configuração paralela), respectivamente, para filmes policristalinos que apresentam também modos de ressonância de ondas de *spin*, com vetor de onda $k_n = n\pi/t$. Para $n=0$ (modo uniforme), elas se reduzem, respectivamente, às Equações 4.14 e 4.15.

A excitação de ondas de *spin* nas bicamadas NiFe/IrMn é um dos resultados importantes apresentados neste trabalho que certamente poderá contribuir para um maior entendimento do fenômeno de *exchange bias*.

CAPÍTULO 5

ASPECTOS EXPERIMENTAIS

Neste capítulo são apresentadas as técnicas de produção e caracterização estrutural das bicamadas e tricamadas magnéticas investigadas neste trabalho. Em particular, são apresentadas as medidas de magnetização das bicamadas NiFe/IrMn e tricamadas NiFe/IrMn/Co, bem como os valores de campo de *exchange bias* fornecidos pelos deslocamentos das curvas de histerese.

5.1 Introdução

As amostras estudadas neste trabalho foram crescidas pela técnica de pulverização catódica por *magnetron* (*Magnetron Sputtering*), no Laboratório de Filmes Finos do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF), no Rio de Janeiro, sob a supervisão dos professores Urbano Miguel Tafur Tanta, Willian Alayo Rodriguez, e Justiniano Quispe-Marcatoma.

Duas técnicas distintas, magnetização estática e FMR, foram utilizadas para o estudo das propriedades magnéticas das estruturas investigadas, a saber, bicamadas NiFe(t_{NiFe})/IrMn e tricamadas NiFe(t_{NiFe})/IrMn/Co que exibem o fenômeno de *exchange bias*, nas quais t_{NiFe} é a espessura da camada de NiFe. Para as tricamadas NiFe(t_{NiFe})/IrMn/Co foi utilizada também a técnica de difração de raios-X em baixos ângulos, para caracterização estrutural.

As medidas para obtenção das curvas de magnetização foram realizadas com um **Magnetômetro de Amostra Vibrante** (Vibrating Sample Magnetometer - VSM), no

Laboratório de Filmes Finos, do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas. Os experimentos de FMR foram realizados no Instituto de Física da Universidade Federal de Goiás, usando um **Espectrômetro Bruker ESP-300**, operando em Banda-X (9,45 GHz) e Banda-Q (34,10 GHz) de frequência de micro-ondas, com varredura do campo magnético estático.

As medidas de difração de raios-X a baixos ângulos, ou refletividade de raios-X, foram realizadas no Laboratório Nacional de Luz Síncrotron (LNLS) em Campinas, com o apoio do professor Dr. Urbano Miguel Tafur Tanta.

5.2 Sistema de pulverização catódica

As amostras de bicamadas NiFe/IrMn e NiFe/IrMn/Co foram preparadas utilizando-se um sistema *Magnetron Sputtering*, modelo ATC-2400 da AJA International. Este sistema contém duas câmaras cilíndricas: uma principal de 750 mm de diâmetro por 350 mm de altura, onde estão instaladas cinco fontes *Magnetron* (cada uma com anel de gás, chaminés de blindagem e obturadores pneumáticos), dispostas circularmente na base da câmara, sendo três para alvos de 50 mm de diâmetro e duas para alvos da ordem de 40 mm de diâmetro. Os alvos, com as espessuras determinadas pelos fabricantes, são instalados sobre as *Magnetrons*, as quais são ligadas às fontes de potencial DC ou RF, segundo o tipo do material alvo. O sistema possui três fontes DC e duas RF e permite utilizar, simultaneamente até cinco porta-substratos dentro da câmara principal sobre uma base rotatória. Nesta base, também há uma caixa suporte, dentro da qual se coloca o porta-substrato sobre o qual ocorrerá a deposição. Esta caixa possui um sistema de resfriamento e aquecimento que permite variar a temperatura do substrato entre 5 °C e 1000 °C. Uma célula de *Knudsen* encontra-se também instalada entre as *Magnetrons* para crescimento de

filmes através de evaporação térmica de metais enriquecidos com isótopos de interesse [55, 56, 57].

A segunda câmara (antecâmara), de 100 mm de diâmetro, está acoplada à câmara principal por uma válvula manual de ultra-alto-vácuo. Esta câmara tem a função de permitir a introdução ou retirada de porta-substratos da câmara principal sem quebrar o vácuo nesta última. Ambas as câmaras têm sistemas de bombeamento independentes; o vácuo final da câmara principal é da ordem de 2×10^{-8} Torr (pressão de base) e da antecâmara de 2×10^{-7} Torr. A deposição é feita numa atmosfera de Ar de alta pureza com uma pressão (pressão de trabalho) que é controlada de acordo com a taxa de deposição utilizada; esta taxa também depende do material do alvo. O controle do posicionamento dos porta-substratos, a sequência de deposição, o tempo de deposição e o acionamento da abertura e fechamento dos obturadores (*shutters*) das fontes *Magnetrons* são feitos por computador; o controle da pressão de trabalho e o acionamento do plasma, entretanto, é manual [55, 56, 57]. O sistema de deposição das amostras está ilustrado na Figura 5.1.

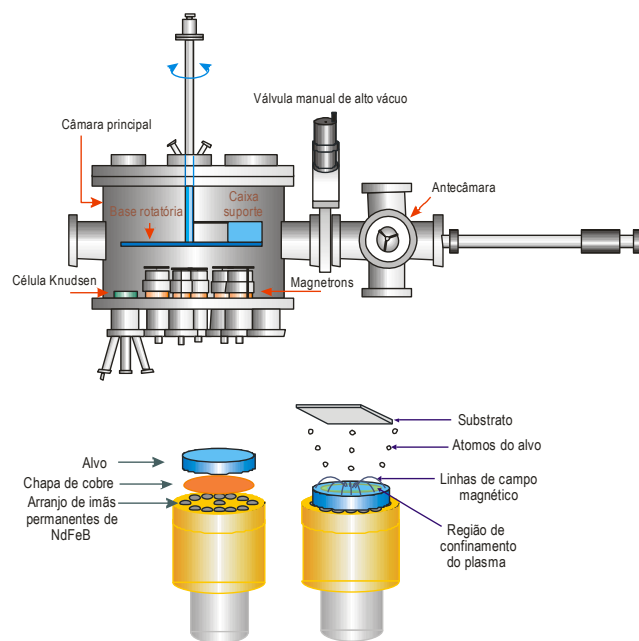


Figura 5.1: Ilustração do sistema de *Magnetron Sputtering* do CBPF. A parte superior é a representação do sistema e a parte inferior é o esquema do processo de pulverização [55].

Antes da deposição dos filmes é necessário determinar as taxas de deposição desejadas para cada material. Para determinar essa taxa, é depositada uma camada única ou monocamada de cada alvo, utilizando as mesmas condições de pressão base, pressão de trabalho, temperatura do substrato, potência DC ou RF e distância entre o alvo e o substrato, que serão utilizadas na preparação das amostras. Depois, é determinada a espessura da monocamada através das respectivas medidas de refletividade de raios-X em baixos ângulos. Como o tempo de deposição é conhecido, as taxas de deposição de cada alvo são calculadas dividindo a espessura total das monocamadas pelo tempo de deposição. Todo o procedimento de determinação das taxas de deposição foi realizado pelo Dr. Urbano Miguel Tafur Tanta. Assim, após obter as taxas de deposição, as espessuras (nominais) de cada camada dos filmes podem ser determinadas dividindo-se a espessura desejada pela respectiva taxa.

Os materiais usados como alvos na preparação das bicamadas e tricamadas são de alta pureza e suas especificações e fabricantes estão listados na Tabela 5.1. As taxas de deposição de cada alvo, assim como as condições de ignição DC para a preparação das respectivas monocamadas, estão listadas na Tabela 5.2. A pressão de base foi sempre menor que 6×10^{-8} Torr, a pressão de trabalho 3×10^{-3} Torr, e a distância entre o alvo e o substrato de 10,3 cm; durante a deposição o substrato esteve à temperatura ambiente (aproximadamente 22 °C). Escolhidos os alvos e introduzidos na câmara principal, inicia-se, então, o processo de preparação dos filmes.

Os filmes finos foram depositados na forma de bicamadas e tricamadas sobre substrato de silício (Si) monocristalino com orientação preferencial (111), polido nas duas faces, marca-KDB-75, dopagem tipo p, resistividade de $7,5 \Omega \cdot \text{cm}$, espessura de 460 μm e diâmetro de 10 cm. Substratos de Si com estas especificações são os mais comumente utilizados. Daí o motivo pelo qual eles foram escolhidos. Antes da preparação das

amostras, estes substratos foram cortados em pedaços de dimensões pré-determinadas, de aproximadamente 10 mm × 10 mm, e submetidos a um procedimento de limpeza desenvolvido no próprio laboratório.

Tabela 5.1: Características dos alvos usados na preparação das bicamadas e tricamadas.

Alvo	Fabricante	Pureza %	Diâmetro (")	Espessura (")
Ru	Pure Tech	99,95	1,5	0,125
Cu	Pure Tech	99,99	1,5	0,125
Ir ₂₀ Mn ₈₀	Pure Tech	99,95	2,0	0,125
Ni ₈₁ Fe ₁₉	ACI	99,95	2,0	0,125
Co	Pure Tech	99,95	2,0	0,125

Tabela 5.2: Taxas de deposição dos alvos usados na preparação das amostras. Os valores de corrente, tensão e potência correspondem às fontes de ignição DC.

Alvo	Corrente (mA)	Tensão (V)	Potência (W)	Taxa (Å/s)
Ru	84	331	28	0,82
Cu	54	355	19	1,13
Ir ₂₀ Mn ₈₀	95	334	32	1,91
Ni ₈₁ Fe ₁₉	97	386	38	1,18
Co	104	338	34	1,20

No caso dos substratos de Si, primeiro faz-se uma limpeza com água de-ionizada e sabão líquido neutro, usando uma máquina de ultra-som durante aproximadamente dez minutos (eliminando possíveis sujeiras e gorduras da superfície). Logo após faz-se o enxague dos substratos com água de-ionizada, para depois repetir o procedimento anterior

com acetona, reduzindo gorduras residuais. Ao finalizar o procedimento, os substratos limpos são submersos em álcool isopropílico (98°) e são mantidos assim até o momento de inserção na antecâmara do sistema *Magnetron Sputtering* [55, 56].

Depois de tratados e limpos, os substratos, geralmente em dois pedaços, são fixados no porta-substrato e colocados na antecâmara para transferência posterior para a câmara principal de deposição. Para induzir uma orientação preferencial no plano do filme e, conseqüentemente, produzir o campo de *exchange bias*, duas peças ímãs de NdFeB que produzem um campo magnético estático de 400 Oe são também fixadas no porta-substratos.

5.3 Amostras investigadas

Os sistemas estudados neste trabalho foram bicamadas $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}$ e tricamadas $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}/\text{Co}$. As bicamadas e tricamadas são representadas de acordo com as seguintes nomenclaturas: substrato / camada *buffer* (espessura) / camada FM (espessura) / camada AF (espessura) / camada protetora (espessura) e substrato / camada *buffer* (espessura) / camada FM (espessura) / camada AF (espessura) / camada FM (espessura) / camada protetora (espessura). As espessuras apresentadas aqui são as espessuras nominais, as quais foram estimadas pelas respectivas taxas de deposição. As estruturas das bicamadas e tricamadas são ilustradas nas Figuras 5.2 e 5.3, respectivamente.

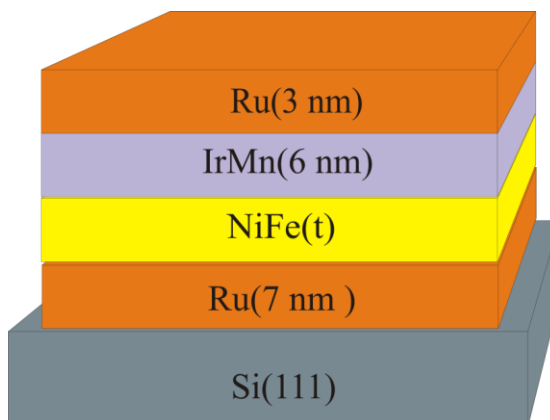


Figura 5.2: Ilustração esquemática das bicamadas NiFe/IrMn. A espessura da camada de NiFe é representada por t .

Na Tabela 5.3 são apresentadas as amostras depositadas para este trabalho, bem como sua composição nominal. Estas amostras foram crescidas variando a espessura das camadas de $\text{Ni}_{81}/\text{Fe}_{19}$, simbolizadas por t , mantendo a espessura constante das camadas de Ru, Cu, $\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}$ e Co. A inserção de uma camada *buffer* é necessária para reduzir possíveis tensões causadas por desajuste entre os parâmetros redes da camada FM e o substrato. E a camada protetora é utilizada para reduzir a oxidação.

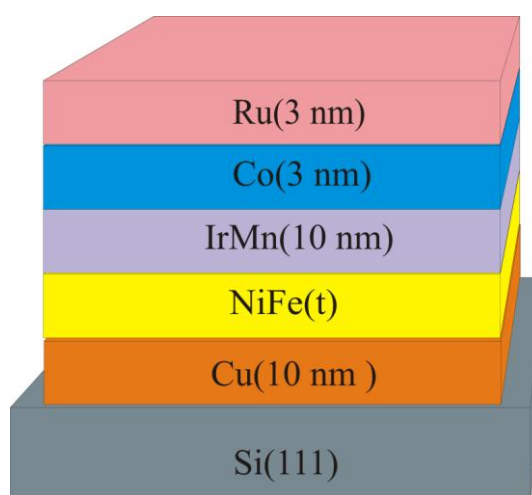


Figura 5.3: Ilustração esquemática das tricamadas NiFe/IrMn/Co. A espessura da camada de NiFe é representada por t .

Tabela 5.3: Amostras investigadas e respectivas composições nominais.

Sistema	Estrutura	Espessura (nm)
$\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}$	Si(111)/Ru(7nm)/NiFe(<i>t</i>)/IrMn(6nm)/Ru(5nm)	55; 60; 65; 120
$\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}/\text{Co}$	Si(111)/Cu(10nm)/NiFe(<i>t</i>)/IrMn(10nm)/Co(3nm)/Ru(3nm)	2; 3; 5; 7; 10; 15; 20

5.4 Caracterização estrutural

As análises estruturais das amostras foram feitas pela técnica de difração de raios-X. Esta é uma técnica não destrutiva que fornece informações sobre a composição química e estrutural em escala atômica, sobre extensões relativamente grandes da amostra, da ordem do comprimento de coerência estrutural, o qual representa a distância ao longo da qual as posições atômicas são quantitativamente correlacionadas e pode ser estimada a partir da largura total a meia altura do pico de difração utilizando a equação de Scherrer [58]. O difratograma de raios-X, na geometria $\theta-2\theta$, é dividido em duas regiões: baixos ângulos, na região $2\theta < 15^\circ$, e altos ângulos, na região $2\theta > 15^\circ$. A região de baixos ângulos é devida ao espalhamento resultante da modulação química das camadas, enquanto que a região de altos ângulos depende do comprimento de coerência estrutural normal às camadas [58]. Aqui será destacada apenas a região de baixos ângulos, pois apenas esta foi utilizada para a caracterização das tricamadas.

As medidas de difração de raios-X em baixos ângulos, ou refletividade de raios-X, permitem determinar a espessura das camadas, a rugosidade e o grau de interdifusão atômico nas interfaces das amostras. Neste contexto, para analisar os resultados de difração de raios-X de um material, o índice de refração é uma propriedade que deve ser

considerada. O índice de refração de um material para a difração de raios-X é representado pela seguinte equação [59]:

$$n = 1 - \delta - i\beta, \quad (5.1)$$

onde δ e β representam, respectivamente, a parte real e a imaginária da absorção do material, podendo ser obtidos através das relações [60]:

$$\delta = \frac{e^2 \lambda^2 N (Z + \Delta f')}{2\pi m c^2}, \quad (5.2)$$

$$\beta = \frac{e^2 \lambda^2 N \Delta f''}{2\pi m c^2}. \quad (5.3)$$

Nas relações acima, e é a carga do elétron, m é a massa do elétron, c é a velocidade da luz, Z é o número atômico, N é a densidade atômica e $\Delta f'$ e $\Delta f''$ são as correções de dispersão para o espalhamento. Assim, considerando uma modificação na lei de Bragg e desprezando a parte imaginária do índice de refração do material, obtém-se a seguinte equação [61]

$$\text{sen}^2 \theta = \left(\frac{\lambda n}{2d} \right)^2 + 2\delta, \quad (5.4)$$

onde d é a espessura do material.

No caso da radiação do Cu K_α ($\lambda = 1,5418 \text{ \AA}$), os valores típicos de δ (3×10^{-5}) apenas provocam variações consideráveis no valor de d para ângulos $2\theta < 3^\circ$ [54]. Assim, após

uma manipulação algébrica e escrevendo $f(x) = \sin^2\theta$ e $x = n$, o coeficiente angular da função de segunda ordem obtida é

$$\alpha = \left(\frac{\lambda}{2d} \right)^2. \quad (5.6)$$

A partir desta relação obtém-se a espessura do filme, dada por

$$d = \frac{\lambda}{2\sqrt{\alpha}}. \quad (5.7)$$

A rugosidade interfacial ou superficial das amostras é diretamente proporcional à declividade da curva de refletividade. Considerando que a rugosidade interfacial ou superficial $Q(z)$ possa ser representada por uma função gaussiana, a função densidade de probabilidade em termos da posição na interface é descrita como [62-64]:

$$Q(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(\frac{-z^2}{2\sigma^2}\right), \quad (5.8)$$

onde z é a posição na interface ou superfície e σ é o desvio médio padrão ou rugosidade média quadrática.

5.4.1 A análise estrutural das tricamadas NiFe/IrMn/Co

A análise estrutural das tricamadas NiFe/IrMn/Co foi realizada *ex situ*, ou seja, fora da câmara do *sputtering*, através de medidas de refletividade de raios-X à temperatura

ambiente, usando a radiação K_α do Cu ($\lambda = 1,5418 \text{ \AA}$), com o objetivo de determinar os valores reais das espessuras das camadas e a rugosidade quadrática média (σ) das interfaces. As medidas foram realizadas utilizando as instalações da linha de feixes D10A-XRD2, do Laboratório Nacional de Luz Síncrotron (LNLS), operando com energia dos fótons de 8,0 keV. Na Figura 5.4 são apresentadas as curvas de refletividade das tricamadas com $t_{\text{NiFe}} = 70, 100$ e 150 \AA . Os círculos cheios representam os resultados experimentais, enquanto que as linhas cheias são as simulações obtidas usando o programa *WinGixa* da Phillips [65]. A boa concordância entre os ajustes e os resultados experimentais mostra que os valores das espessuras das camadas obtidos a partir dos ajustes, estão em boa concordância com os valores nominais, com o erro de 4 %. Os valores de σ para as interfaces FM/AF e AF/FM mostram superfícies lisas e planas, com erro de $\pm 2 \text{ \AA}$. Os valores fornecidos pelos ajustes são apresentados na Tabela 5.4.

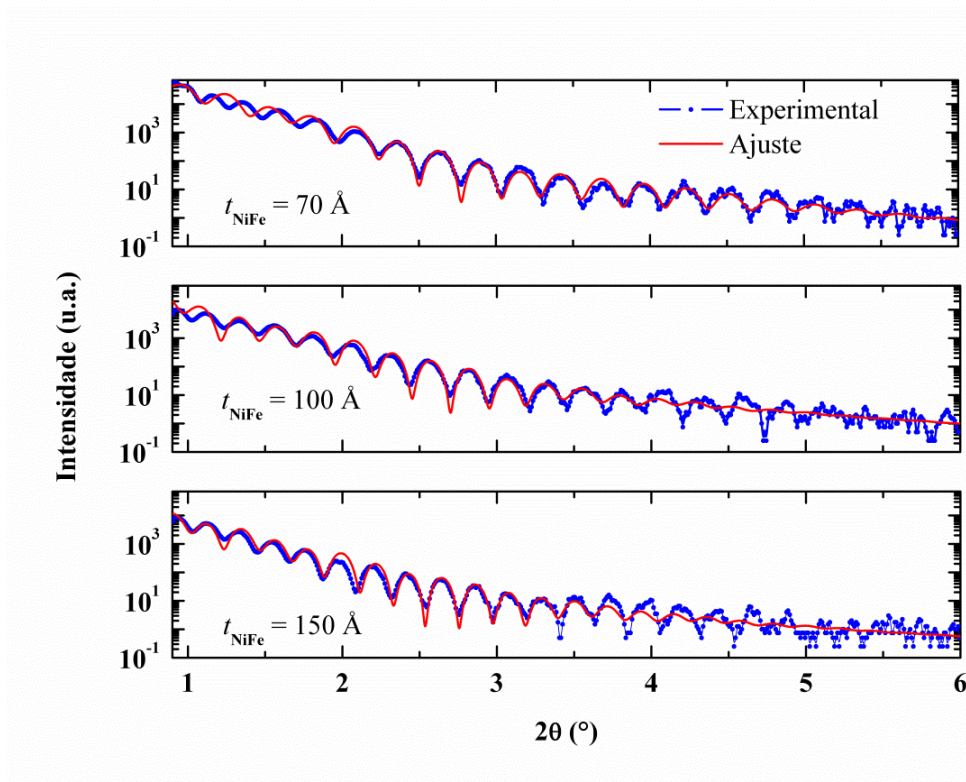


Figura 5.4: Curvas de refletividade das tricamadas NiFe/IrMn/Co. Curvas de refletividade experimentais (círculos cheios) e seus respectivos ajustes (linhas cheias) das tricamadas NiFe(t_{NiFe})/IrMn/Co para $t_{\text{NiFe}} = 70, 100$ e 150 \AA .

É importante ressaltar que a refletividade de raios-X não pode distinguir entre os resultados de rugosidade e interdifusão na interface [66, 67]. Portanto, não é possível estabelecer qual é a função de σ no comportamento do campo de *exchange bias* H_{EB} com a variação da espessura da camada de NiFe. As informações sobre σ aqui apresentadas são apenas qualitativas.

Tabela 5.4: Espessuras (t) e rugosidades interfaciais (σ) das tricamadas NiFe/IrMn/Co. Os valores foram obtidos a partir dos ajustes de refletividade de raios-X usando o programa *WinGixa*. Valores são apresentados em Å.

t_{NiFe}	σ	t (IrMn)	σ	t (Co)
21,3	0,9	112,8	0,9	32,2
36,2	1,0	108,5	0,9	38,4
52,8	2,3	105,6	1,6	35,5
76,9	1,8	102,8	1,3	37,4
109,8	1,2	102,9	1,6	36,8
168,1	0,2	112,7	0,1	34,2
217,2	0,9	109,6	1,2	38,7

5.5 Magnetômetro de Amostra Vibrante

O magnetômetro de amostra vibrante (VSM), desenvolvido por S. Foner em 1955, é provavelmente o magnetômetro mais usado nos laboratórios de pesquisa de propriedades magnéticas de materiais, devido ao seu bom desempenho, baixo custo e simplicidade de funcionamento [68]. O VSM é utilizado no estudo de propriedades magnéticas, tais como histerese, saturação e campo coercivo. Este equipamento é baseado na variação de fluxo magnético em uma bobina de detecção quando uma amostra magnetizada vibra nas proximidades da bobina. A Figura 5.5 apresenta um diagrama simplificado de um VSM.

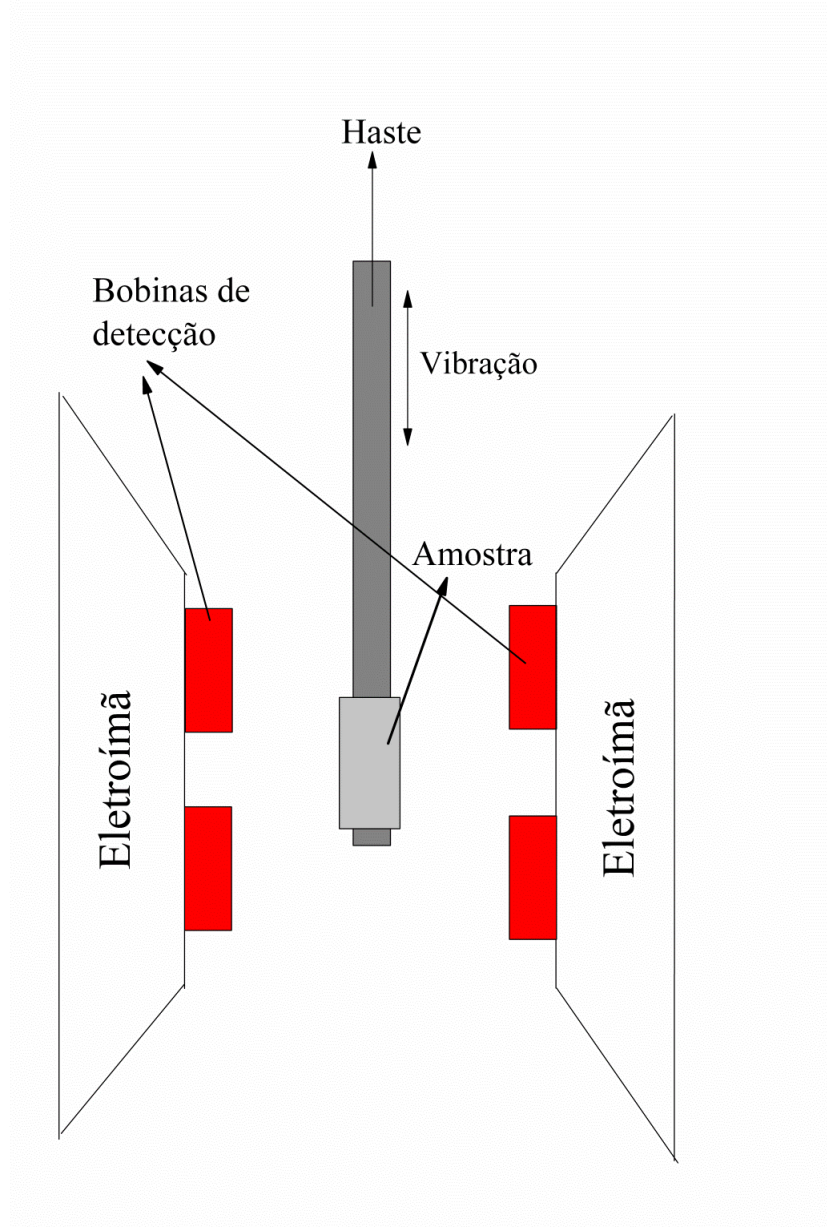


Figura 5.5: Diagrama simplificado do magnetômetro de amostra vibrante.

Uma amostra, um pequeno filme, por exemplo, é colocado na extremidade de uma haste longa e não magnética e rígida, sendo a outra extremidade da haste fixada à membrana de um alto-falante ou a algum outro tipo sistema de vibração. A haste é posicionada entre os polos de um eletroímã, no qual as bobinas de detecção com o seu devido arranjo são montadas. O movimento oscilante da amostra magnetizada induz uma voltagem alternada nas bobinas de detecção, cuja intensidade é proporcional ao momento

magnético da amostra. A voltagem induzida pode ser variada a partir da mudança do campo magnético estático produzido pelo eletroímã.

A voltagem alternada (intensidade pequena) é amplificada, geralmente, usando um amplificador *lock-in*, o qual é sensível apenas aos sinais na frequência de vibração. O amplificador *lock-in* deve ser calibrado com um sinal de referência na frequência de vibração. A calibração é feita, geralmente, com uma amostra de momento magnético conhecido, a qual deve ter semelhante permeabilidade magnética [36].

Além das características citadas acima, o VSM é muito versátil e sensível, permitindo a detecção de variações de momento magnético da ordem de 5×10^{-5} a 5×10^{-6} emu. Um momento magnético da ordem de 10^{-5} emu corresponde à magnetização de saturação de aproximadamente $0,04 \times 10^{-4}$ g de ferro.

5.6 Magnetização das bicamadas NiFe/IrMn

As curvas de histerese das bicamadas NiFe(t_{NiFe})/IrMn foram obtidas via VSM para as bicamadas com $t_{NiFe} = 55, 60, 65$ e 120 nm, denominadas amostras A, B, C e D, respectivamente. Os experimentos foram realizados a temperatura ambiente, no Laboratório de Filmes Finos do CBPF, com o campo magnético aplicado no plano do filme e na direção do eixo de anisotropia unidirecional. Estas curvas de histerese foram obtidas com a finalidade de se determinar o campo de *exchange bias*.

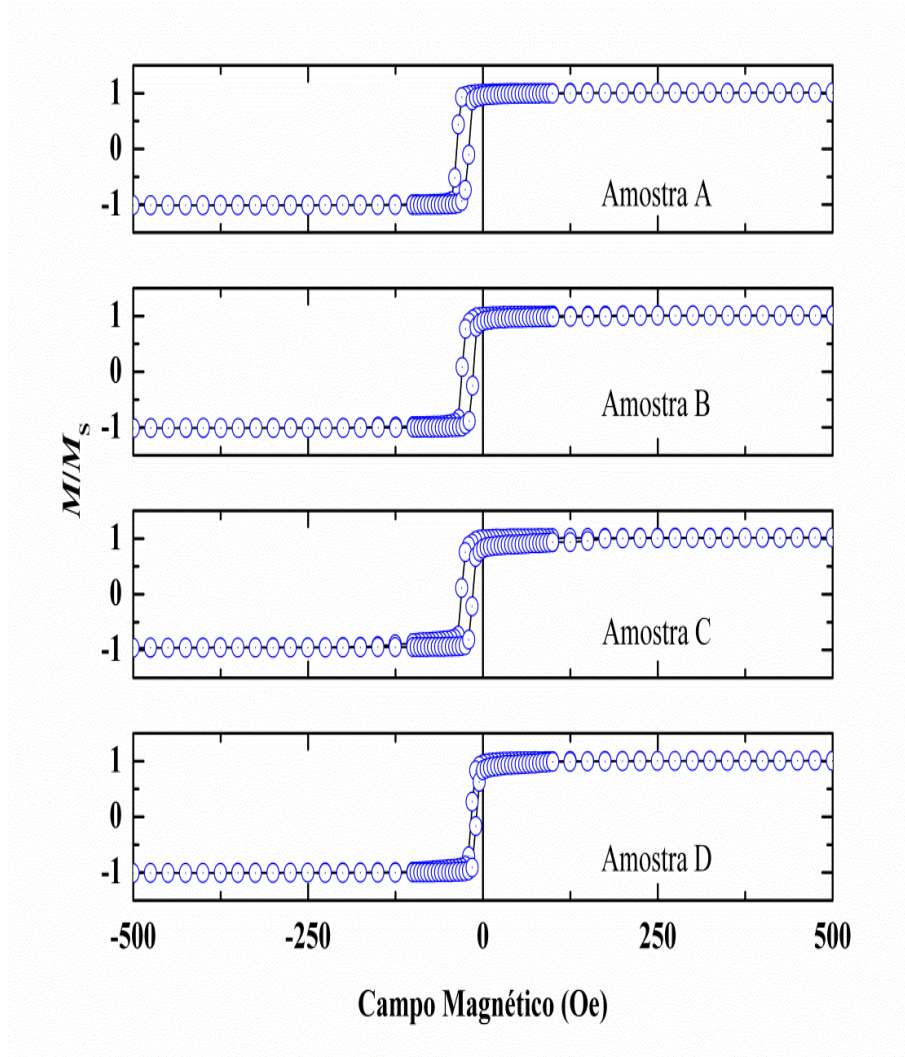


Figura 5.6: Curvas de histerese normalizadas das bicamadas NiFe/IrMn. As medidas foram realizadas à temperatura ambiente com campo magnético aplicado no plano da amostra. As linhas são guias para os olhos.

Na Figura 5.6 são apresentadas as curvas de magnetização das Amostras A, B, C e D. As curvas foram normalizadas pelo momento de saturação M_s e revelam que todas as bicamadas atingem a saturação magnética com a intensidade do campo magnético inferior a 250 Oe. As formas das curvas, também, são praticamente iguais para todas as amostras. Os deslocamentos das curvas de histerese mostram que nas amostras A, B, C, e D, o campo de *exchange bias* na interface FM/AF alcança os valores de 29 ± 2 , 22 ± 2 , 22 ± 2 , e 13 ± 2 Oe, respectivamente. Para Amostra D ($t_{NiFe} = 120$ nm), a curva de histerese é mais estreita, resultando em um valor reduzido para o campo de *exchange-bias* H_{EB} . Este

comportamento pode ser atribuído a grande espessura da camada FM. Como veremos no capítulo seguinte, estes resultados são comprovados pelos experimentos de FMR.

5.7 Magnetização das tricamadas NiFe/IrMn/Co

As medidas de magnetização das amostras de tricamadas NiFe/IrMn/Co foram também realizadas com a finalidade de se obter o campo de *exchange bias* a partir do deslocamento da curva de histerese. O campo magnético foi aplicado paralelo ao plano da amostra e na direção do eixo de anisotropia unidirecional. As curvas de histerese foram normalizadas pelo momento magnético de saturação M_s . Assim, a maior fonte de incerteza no valor da magnetização de saturação resulta do erro no cálculo do volume das camadas ferromagnéticas.

As medidas de magnetometria foram realizadas no Laboratório de Filmes Finos do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, a temperatura ambiente, usando um VSM. As curvas de histerese normalizadas medidas ao longo do eixo fácil para amostras com $t_{NiFe} = 20, 70$ e 200 \AA , são apresentadas na Figura 5.7. As formas arredondadas das curvas de magnetização indicam que as interfaces AF/FM e FM/AF são parcialmente desordenadas [69, 70]. Assim, deve ser considerado que estas podem ter uma distribuição média dos tamanhos dos grãos magnéticos interfaciais, interações de interface, tensões e assim por diante, acarretando em uma distribuição de anisotropias na camada antiferromagnética.

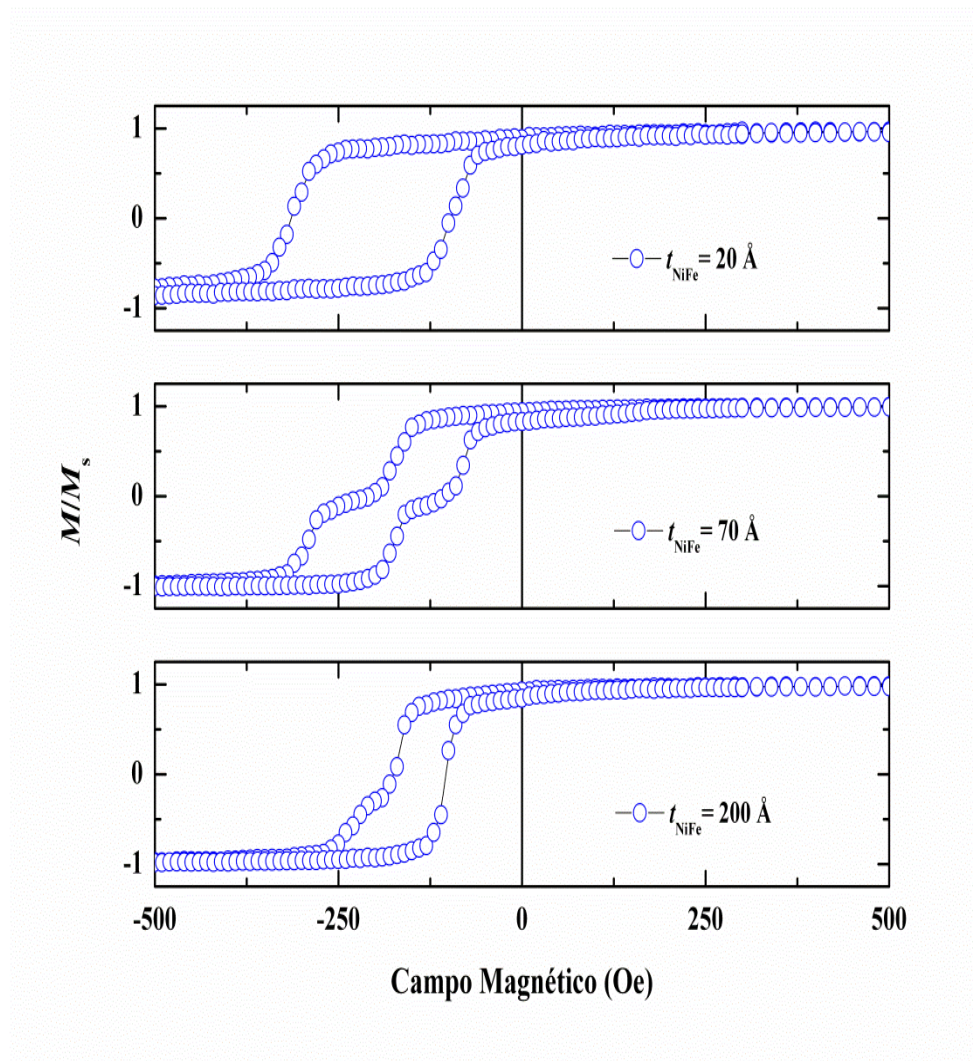


Figura 5.7: Curvas de histerese, das tricamadas NiFe/IrMn/Co, normalizadas. As curvas foram obtidas à temperatura ambiente com campo magnético aplicado no plano da amostra, para $t_{NiFe} = 20, 70$ e 200 \AA . As linhas são guias para os olhos.

A Figura 5.8 representa o comportamento do campo de *exchange bias*, nas interfaces NiFe/IrMn (a) e IrMn/Co (b), em função do inverso da espessura da camada de NiFe. De acordo com este comportamento, o campo de *exchange bias* H_{EB} na interface NiFe/IrMn segue o comportamento frequentemente observado com o inverso de t_{NiFe} até espessuras de 150 \AA , ou seja, H_{EB} é proporcional a $1/t_{NiFe}$ [4, 71]. Entretanto, uma pequena elevação anômala no valor de H_{EB} ocorre para a amostra com $t_{NiFe} = 200 \text{ \AA}$. Considerando apenas esta variação e acreditando que somente o comportamento esperado pode ocorrer,

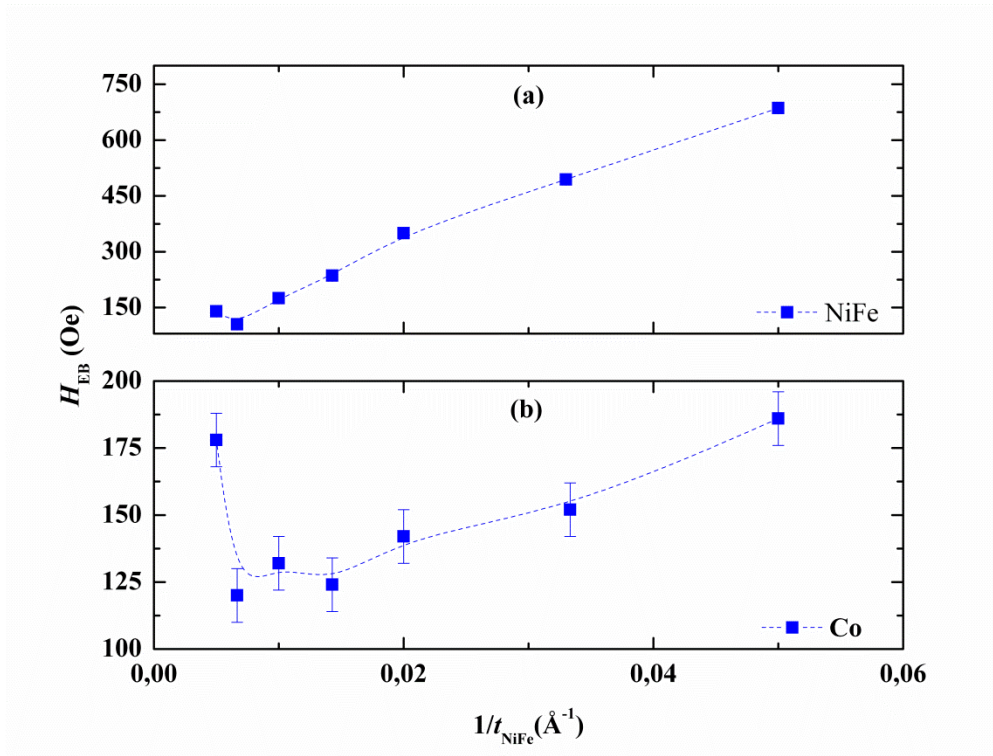


Figura 5.8: Dependência de H_{EB} com o inverso da espessura da camada de NiFe para as interfaces (a) NiFe/IrMn e (b) IrMn/Co. As linhas ligando os pontos são guias para os olhos.

interpreta-se esta variação como um resultado experimental ruim. Mas os resultados para a interface IrMn/Co apresentam uma inesperada redução no valor de H_{EB} , que ocorre quando t_{NiFe} aumenta, e uma elevação abrupta, no valor de H_{EB} , é observada para a mesma amostra com $t_{NiFe} = 200 \text{ \AA}$. A análise destes resultados em conjunto sugere a existência de algum tipo de acoplamento entre os campos de *exchang bias* H_{EB} das interfaces NiFe/IrMn e IrMn/Co. Os experimentos de FMR foram realizados com o intuito de esclarecer este comportamento.

5.8 Aspectos experimentais de FMR

Basicamente um espectrômetro de FMR é composto por um sistema que permite a produção e o controle do campo magnético estático (eletromagneto, com ponta Hall, fonte

de potência e sistema de refrigeração), um sistema que permite a produção e o controle da potência da radiação de micro-ondas (ponte de micro-ondas, com frequencímetro, guias de ondas e cavidades ressonantes especiais), um sistema de modulação e ampliação sensível à fase para detecção do sinal de ressonância (amplificador e acessórios), e um sistema para registro e gravação do espectro de ressonância e seus parâmetros (computador, impressora e acessórios). A Figura 5.9 apresenta um diagrama de blocos do Espectrômetro Bruker ESP-300 usado neste trabalho.

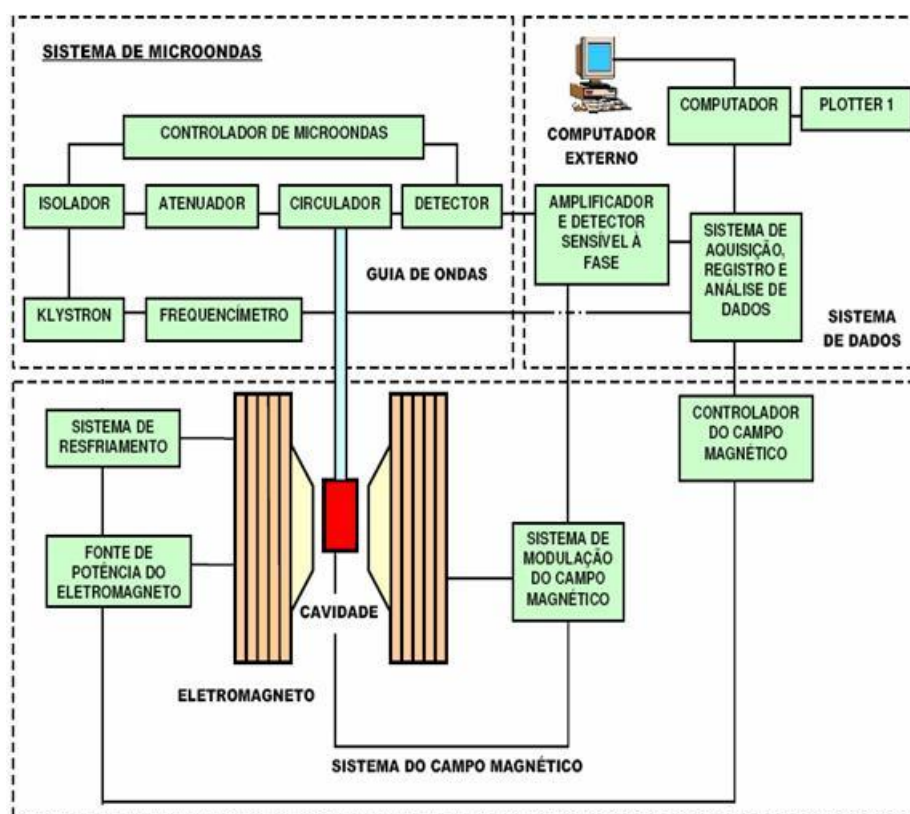


Figura 5.9: Diagrama de blocos representando o espectrômetro Bruker ESP-300.

Em experimentos de FMR, a amostra é localizada em uma cavidade ressonante de micro-ondas (ver Figura 5.10), na posição onde o campo magnético de micro-ondas é máximo, projetada para que a absorção de energia de micro-ondas pela amostra ocorra para uma determinada frequência f . Uma guia de ondas é usada para guiar a radiação de

micro-ondas, gerada por uma válvula *Klystron*, até a cavidade ressonante. Esta é conectada a guia de ondas através de uma pequena abertura de dimensão regulável, denominada íris. Esta também tem a função de permitir o retorno do fluxo de micro-ondas, não absorvido pela amostra ou pelas paredes da cavidade ressonante, através da guia de ondas. O fluxo não absorvido, após o retorno, incide sobre um diodo detector que gera uma voltagem que é proporcional à potência de micro-ondas incidente. A intensidade do sinal obtido é muito pequena. Para ampliar e modular este sinal aplica-se um pequeno campo magnético oscilante sobre a amostra, produzido por bobinas de Helmholtz, paralelo ao campo magnético estático. Assim, o espectro de ressonância obtido torna-se a derivada da potência de micro-ondas absorvida em função do campo magnético H aplicado e sua varredura. A aquisição do espectro de FMR pode, então, ser realizada usando-se técnicas de modulação e ampliação sensível a fase.

As medidas de FMR são, geralmente, realizadas aplicando-se um campo magnético estático H sobre a amostra ferromagnética que é irradiada com micro-ondas, com frequência angular ω constante. A potência de micro-ondas refletida pela cavidade ressonante contendo a amostra é medida em função da varredura do campo magnético estático H . A diferença entre a potência de micro-ondas incidente e a refletida é proporcional à potência absorvida pela amostra – a quantidade de interesse.

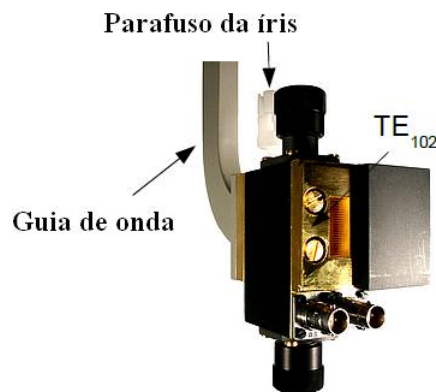


Figura 5.10: Cavidade de micro-ondas retangular com modo de operação TE₁₀₂.

A radiação de micro-ondas é polarizada com o seu campo magnético oscilante h ortogonal ao campo magnético estático H . Neste arranjo, o vetor magnetização é arrastado para a direção do campo H e o campo h impulsiona o movimento de precessão da magnetização M da amostra. A frequência de precessão ω_0 , da magnetização é determinada pela intensidade de H e pelas propriedades magnéticas da amostra. A ressonância ocorre quando a frequência da radiação ω é igual à frequência de precessão.

5.8.1 Obtenção dos parâmetros de FMR

Para as medidas em Banda X, os filmes foram fixados em um goniômetro que permite fazer a variação angular do campo magnético externo aplicado em relação a um eixo horizontal ou eixo vertical. Assim, é possível orientar o filme em relação a algum ângulo descrito pelo campo magnético externo aplicado e o eixo perpendicular ao plano do filme ou em relação a algum ângulo no plano, com o campo magnético externo aplicado sempre no plano do filme (ver Figura 4.4). Para as medidas em Banda Q, os filmes foram fixados na parede da própria cavidade ressonante e então, a variação angular do campo magnético externo aplicado é realizada girando o próprio eletroímã. Para aquisição e tratamento de dados foi utilizado o programa WINEPR do próprio fabricante do espectrômetro Bruker. Um espectro típico de FMR é apresentado na Figura 5.11.

Os parâmetros mais importantes fornecidos pelo espectro são o campo de ressonância H_{res} , a largura de linha pico-a-pico ΔH_{pp} e a amplitude do sinal I . Estes parâmetros são, normalmente, obtidos diretamente dos espectros experimentais. O campo de ressonância é o campo magnético que corresponde ao valor máximo da curva da absorção, a largura de linha pico-a-pico é a separação entre os valores de campo máximo e mínimo da derivada

da curva de absorção e a amplitude do sinal pode ser correlacionada com a concentração de *spins* da amostra [68].

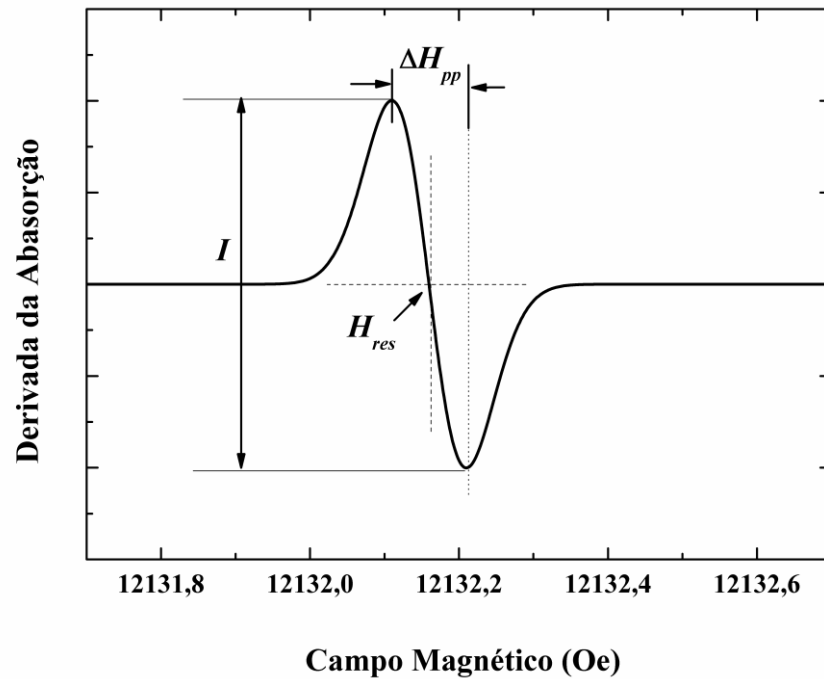


Figura 5.11: Representação esquemática de um espectro de FMR.

Nos capítulos 6 e 7 serão apresentados os resultados de FMR das bicamadas e tricamadas investigadas neste trabalho, bem como sua análise para caracterização do fenômeno de *exchange bias* nessas estruturas.

CAPÍTULO 6

EXCHANGE BIAS EM BICAMADAS NiFe/IrMn

Este capítulo apresenta o estudo por FMR do fenômeno de *exchange bias* em bicamadas NiFe/IrMn. Os experimentos de FMR revelaram de imediato a presença de anisotropias unidirecional e uniaxial nas amostras e também a excitação de um modo de ressonância de onda de *spin*. A análise dos resultados experimentais permitiu a dedução dos campos de anisotropia, inclusive de uma anisotropia rodável, e também o cálculo do parâmetro de *pinning* dos *spins* na interface NiFe/IrMn.

6.1 Resultados experimentais

As medidas de FMR nas frequências de Bandas *X* e *Q* foram realizadas com o campo magnético estático paralelo ao plano do filme e revelaram que dois modos de absorção são excitados pelo campo de micro-ondas: um modo de absorção em campo com baixa intensidade, interpretado como um modo de ressonância de onda de *spin* ou modo de onda de *spin* (número de onda $k \neq 0$), sendo que a onda se propaga na direção perpendicular ao plano do filme, e o outro, como sendo o modo de ressonância da camada de NiFe. Isto é bem ilustrado pelos espectros de FMR das Amostras B e C apresentados nas Figuras 6.1 e 6.2, respectivamente. Os espectros são as derivadas da potência de micro-ondas absorvida pela amostra em função do campo magnético estático aplicado. Nas Amostras B e C o modo de onda de *spin* foi excitado às frequências de micro-ondas de Bandas *X* e *Q*. Entretanto, na Amostra A este modo foi excitado apenas em Banda *Q*, e na Amostra D, somente em Banda *X*.

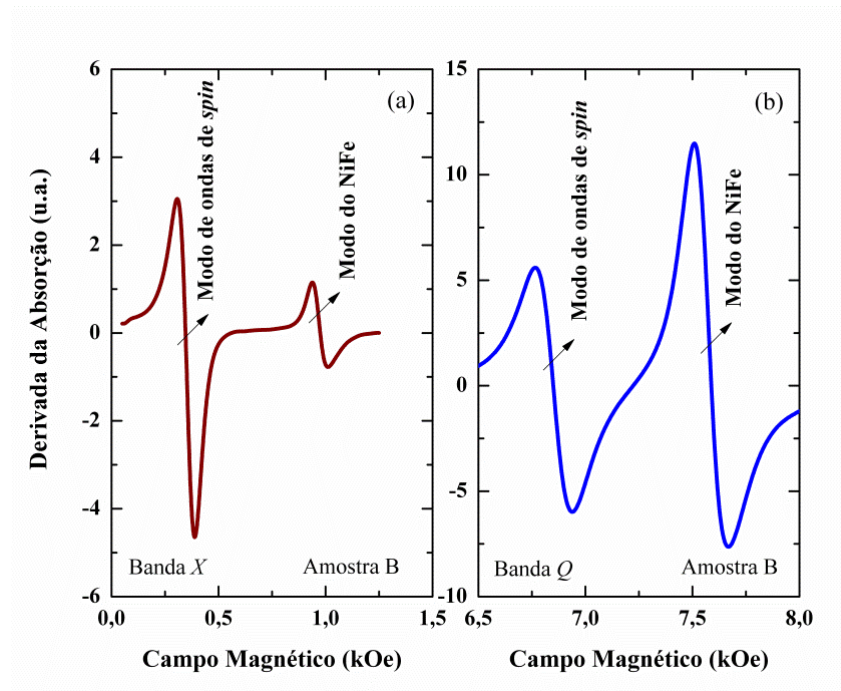


Figura 6.1: Espectros representativos de FMR da bicamada com $t_{NiFe} = 60$ nm. Os modos de ondas de *spin* e do NiFe excitados nas frequências de micro-ondas (a) de Banda X e (b) Banda Q.

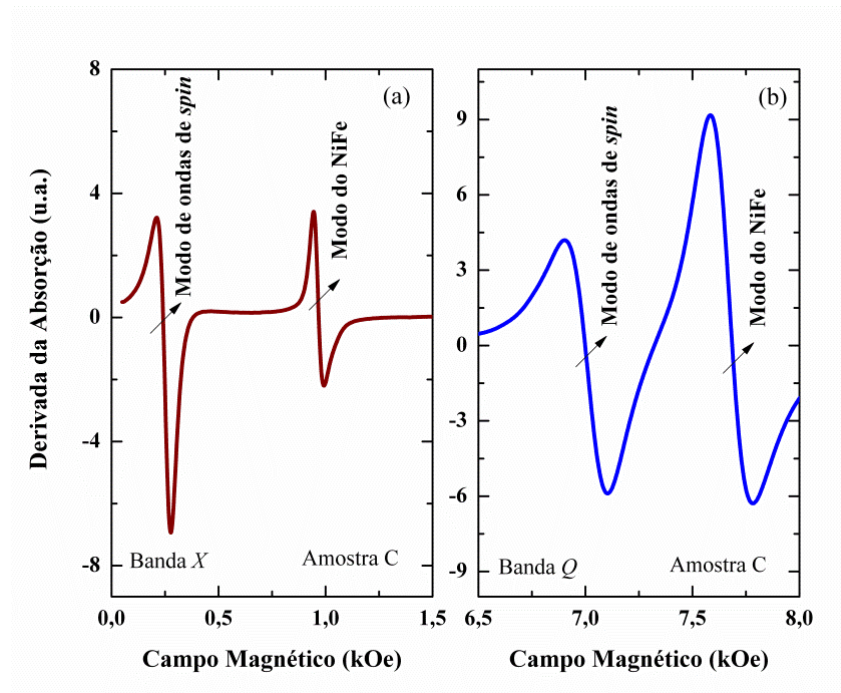


Figura 6.2: Espectros representativos de FMR da bicamada com $t_{NiFe} = 65$ nm. Os modos de ondas de *spin* e do NiFe excitados nas frequências de micro-ondas (a) de Banda X e (b) Banda Q.

Nas Figuras 6.3 e 6.4 são apresentados, para as Amostras B e C, respectivamente, a variação angular, no plano do filme, dos campos de ressonância do modo do NiFe (H_{res}^1) e do modo de ondas de *spin* (H_{res}^2), na frequência de micro-ondas de Banda X. As linhas nas figuras correspondem aos melhores ajustes das curvas experimentais. As variações de H_{res}^1 e H_{res}^2 com o ângulo ϕ_H apresentam dependências similares e revelam que ambos os modos de ressonância sofrem o efeito da anisotropia unidirecional e também de outras contribuições, não implicando exatamente na *forma de sino* característica da curva de H_{res} versus ϕ_H [73]. A variação do campo de ressonância não reflete apenas a dependência com $\cos\phi_H$ puro [35]. Estes efeitos também são observados para a Amostra D, na Banda X.

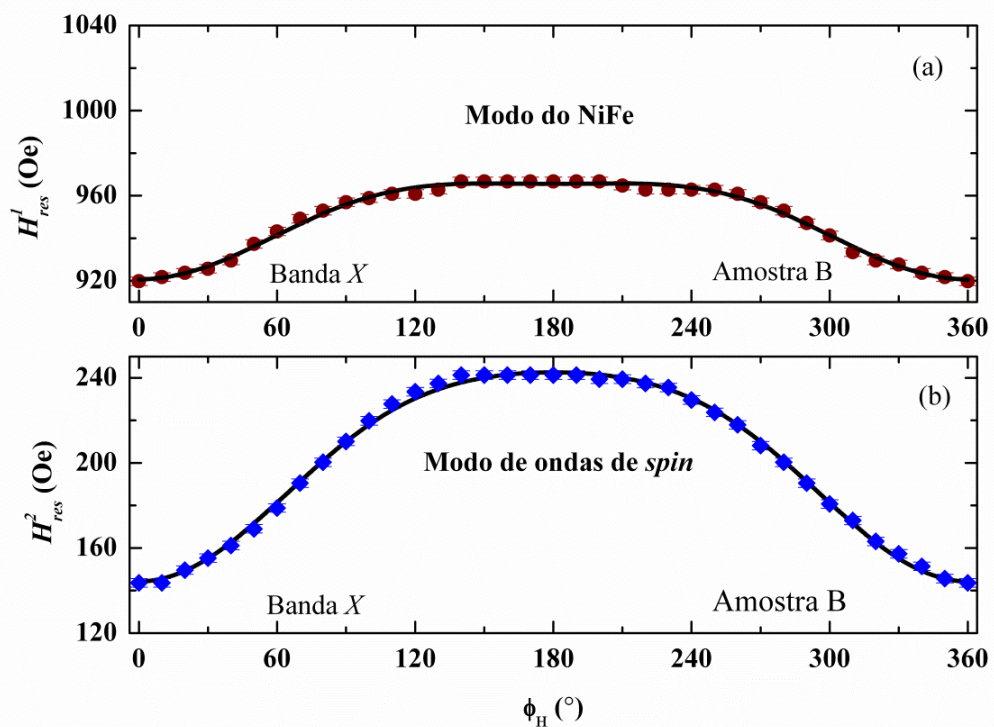


Figura 6.3: Variação angular do campo de ressonância da amostra com $t_{NiFe} = 60$ nm. As linhas na figura são os ajustes e a barra de erro nas medidas de H_{res} é menor que o tamanho do símbolo.

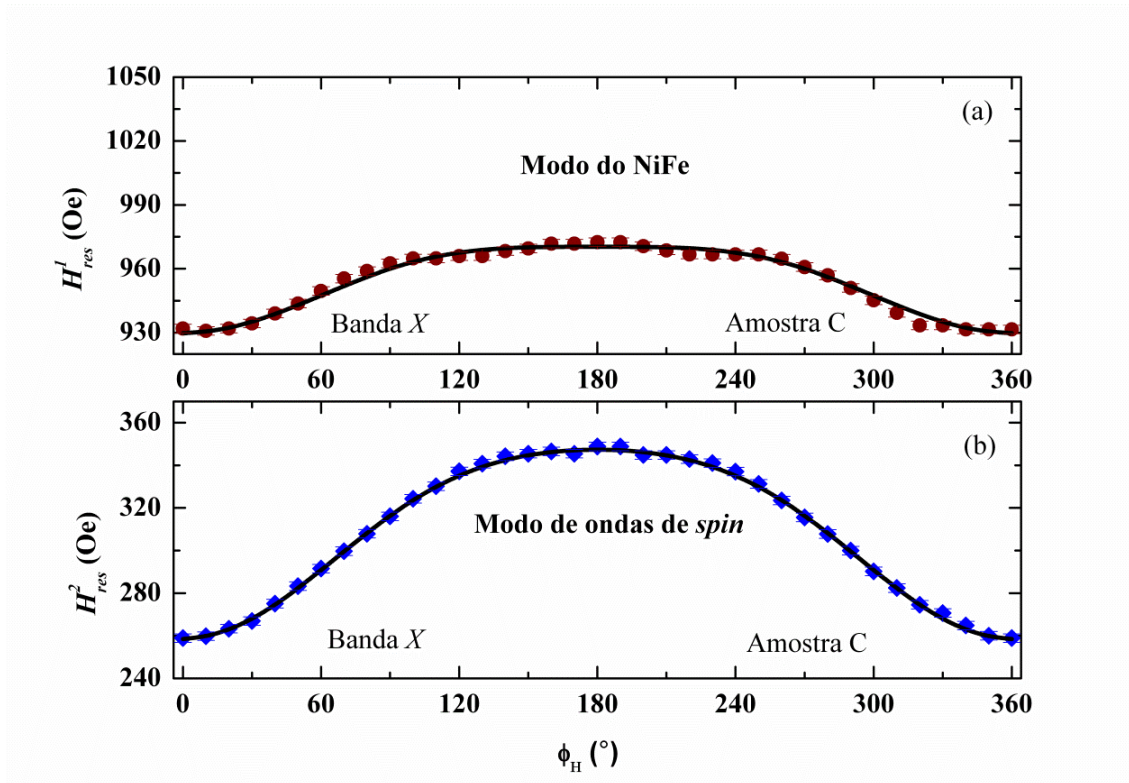


Figura 6.4: Variação angular do campo de ressonância da amostra com $t_{\text{NiFe}} = 65$ nm. As linhas na figura são os ajustes e a barra de erro nas medidas de H_{res} é menor que o tamanho do símbolo.

Por outro lado, as variações angulares dos campos H_{res}^1 e H_{res}^2 , obtidas em frequência de micro-ondas de Banda Q, revelam, que o efeito de outras contribuições, por exemplo, anisotropia magnética do tipo uniaxial (variação com $\cos 2\phi_H$), para os modos de ondas de *spin* e ressonância do NiFe das Amostras B e C, são ainda maiores do que em Banda X, como revelam as Figuras 6.5 e 6.6. As linhas nestas figuras correspondem aos melhores ajustes e os símbolos representam os pontos experimentais. Nota-se que há uma assimetria nas curvas, por exemplo, na parte final da curva da Figura 6.6(a); uma curva muito semelhante foi observada na variação angular do campo de ressonância para uma bicamada NiFe/ α -Fe₂O₃ [74], e para um bicamada NiO/NiFe [75]. Os autores destes trabalhos atribuíram essa assimetria a efeitos de *training*, devido a mudanças sucessivas de magnetizações AF interfaciais não compensadas. Acredita-se que o efeito observado aqui

seja um fenômeno relacionado. Estes efeitos de anisotropia também são observados para a Amostra D, na Banda Q .

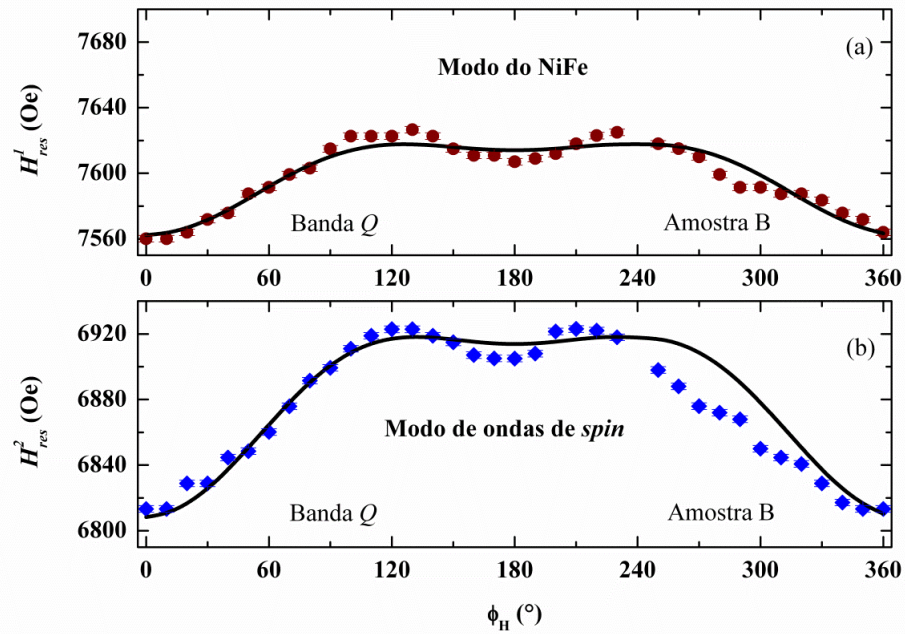


Figura 6.5: Variação angular do campo de ressonância da amostra com $t_{NiFe} = 60$ nm. As linhas na figura são os ajustes e a barra de erro nas medidas de H_{res} é menor que o tamanho do símbolo.

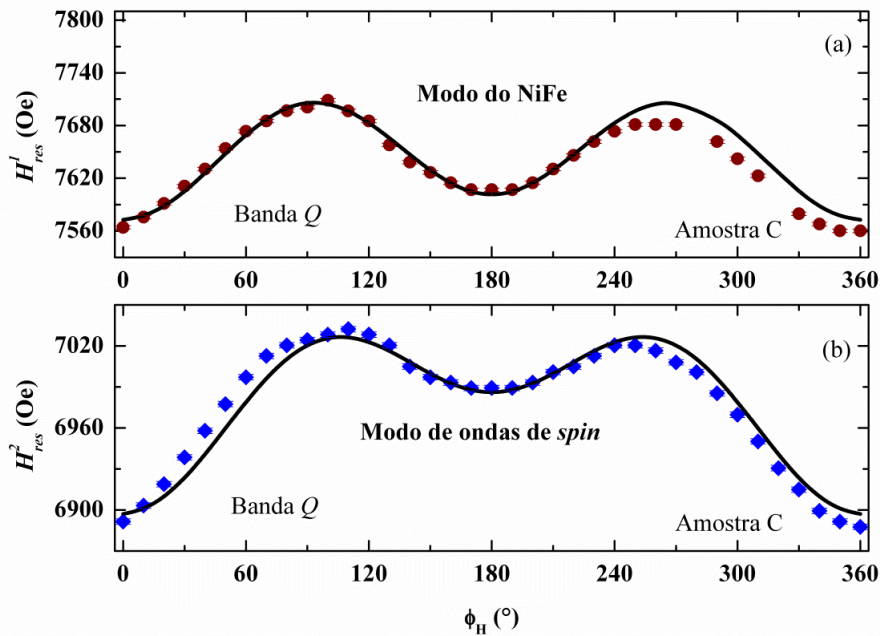


Figura 6.6: Variação angular do campo de ressonância da amostra com $t_{NiFe} = 65$ nm. As linhas na figura são os ajustes e a barra de erro nas medidas de H_{res} é menor que o tamanho do símbolo.

Os resultados de variação angular do campo de ressonância obtidos para as quatro amostras mostram também que a variação em intensidade de campo para o modo de ondas de *spin* é, aproximadamente, duas vezes maior do que a variação para o modo do NiFe, ou seja,

$$H_{res}^2(\pi) - H_{res}^2(0) = 2[H_{res}^1(\pi) - H_{res}^1(0)]. \quad (6.1)$$

Isto sugere a presença de uma anisotropia efetiva adicional na interface NiFe/IrMn.

Resultados similares são encontrados na literatura para tricamadas e bicamadas magnéticas com *exchange bias*. Speriosu e colaboradores [6] observaram a excitação do modo de ressonância da camada FM e três modos de ondas de *spin*, e também a diferença na amplitude da variação angular dos campos de ressonância dos modos de onda de *spin* e do NiFe, em estruturas FeMn/NiFe/FeMn, à frequência de micro-ondas de 34 GHz, enquanto que Maragaggia e colaboradores [7] observaram essa mesma diferença na amplitude da variação angular desses campos de ressonância (dos modos de onda de *spin* e do NiFe) em estruturas Ni₈₀Fe₂₀/Ir₂₅Mn₇₅, à frequência de 7 GHz.

Os resultados experimentais apresentados neste trabalho mostram, entretanto, que a excitação de modo de ressonância de onda de *spin* em sistemas com *exchange bias* pode ocorrer em duas frequências distintas de micro-ondas. Mostram também que a diferença na amplitude da variação angular dos campos de ressonância do modo de onda de *spin* e do modo do NiFe para sistemas NiFe/IrMn, não depende, aparentemente, da frequência de micro-ondas.

A partir da variação angular do campo de ressonância e utilizando a Eq. 2.7, os valores do campo de *exchange bias* H_{EB} , para ambos os modos de ressonância excitados, foram deduzidos. Na Tabela 6.1 são listados os valores do campo de anisotropia unidirecional H_{EB} para o modo de ondas de *spin* e o modo do NiFe, excitados nas frequências de

Bandas X e Q . Os valores de H_{EB} deduzidos por FMR para o modo de ressonância do NiFe estão em concordância com os deduzidos a partir dos deslocamentos das curvas de histerese (Seção 5.6). Entretanto, para o modo de onda de $spin$ estes valores são, aproximadamente, duas vezes maiores quando comparado com os valores de H_{EB} do modo de ressonância do NiFe. Como modos de onda de $spin$ não podem ser excitados em medidas de curvas de histerese, estes resultados são evidência de que há um campo de anisotropia efetivo adicional (unidirecional) com a mesma intensidade de H_{EB} que afeta apenas ou principalmente o modo de onda de $spin$. Portanto, um modelo teórico que considere as duas contribuições unidirecionais e os demais parâmetros de anisotropia deve ser utilizado para auxiliar na compreensão destes resultados.

Tabela 6.1: Campo de anisotropia unidirecional: modo de onda de $spin$ e modo do NiFe.

Amostra	t_{NiFe} (nm)	H_{EB} (Oe)			
		Modo de onda de $spin$		Modo do NiFe	
		Banda X	Banda Q	Banda X	Banda Q
A	55	-	51 ± 4	25 ± 3	25 ± 4
B	60	49 ± 3	46 ± 4	24 ± 3	23 ± 4
C	65	45 ± 3	51 ± 4	20 ± 3	27 ± 4
D	120	24 ± 3	-	10 ± 3	15 ± 4

6.2 Descrição do modelo usado na análise dos resultados de FMR

A análise dos resultados experimentais de FMR foi realizada por um procedimento numérico baseado na minimização de energia [28], que permite a obtenção dos ângulos de equilíbrio θ e ϕ da direção da magnetização, definidos na Figura 6.7.

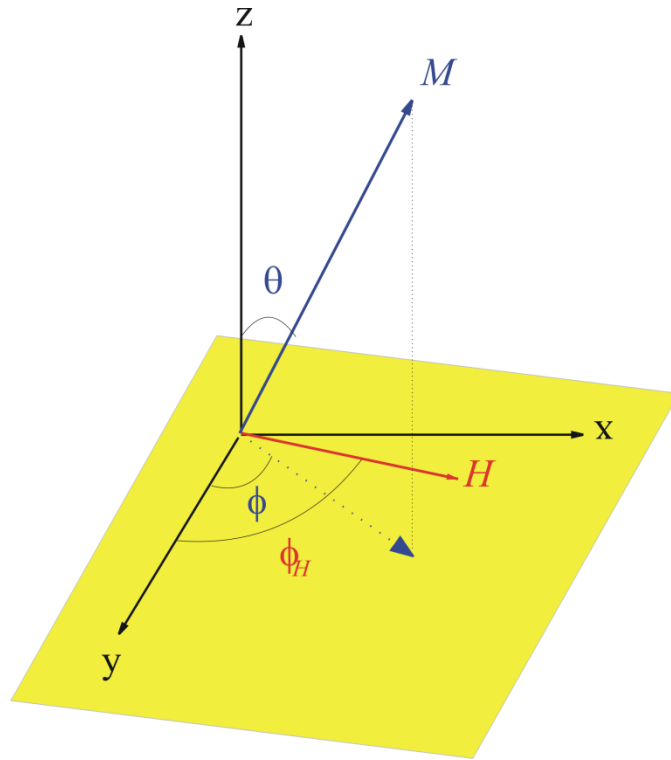


Figura 6.7: Representação dos ângulos diretores θ e ϕ da magnetização.

O modelo proposto por Mauri e colaboradores [22], para uma bicamada FM/AF com *exchange bias*, assume que a camada AF é infinitamente espessa, e que ocorre a formação de uma parede de domínio no lado AF da interface. A espessura t_{FM} da camada FM é escolhida ser muito menor do que a espessura de uma parede de domínio no FM. Os *spins* da camada FM giram coerentemente, sendo que todos fazem o mesmo ângulo β com o eixo fácil de magnetização da camada FM, o qual é escolhido coincidir com o eixo fácil da camada AF. Uma ilustração esquemática deste modelo é apresentada na Figura 6.8.

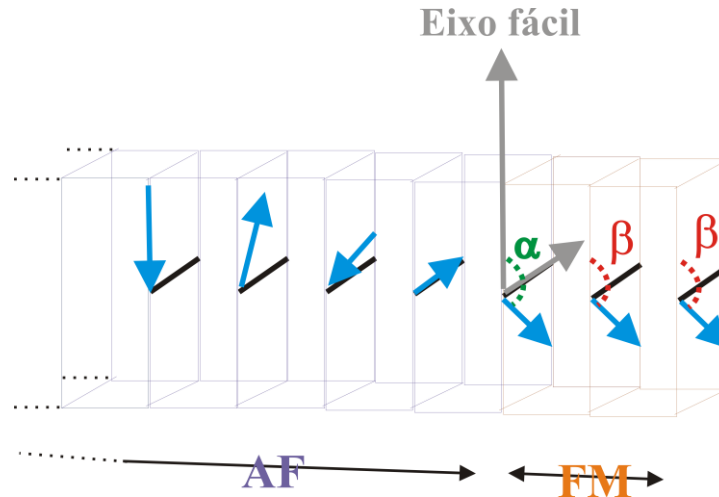


Figura 6.8: Diagrama esquemático do modelo de formação de paredes de domínio (DWF, da sigla em inglês). A anisotropia uniaxial do AF está ao longo do eixo fácil. A figura descreve a situação na qual o campo magnético externo é aplicado no sentido oposto ao eixo fácil. α é o ângulo do momento AF na interface em relação ao eixo fácil. Apenas os *spins* de uma sub-rede do AF são apresentados (Figura adaptada da referência [22]).

Assim, a energia em unidades de $\sigma_w = 2\sqrt{AK}$, que é a energia por unidade de superfície de uma parede de domínios 90° no AF, quando o campo magnético H é aplicado ao longo do eixo fácil, pode ser escrita como

$$\delta = -\cos \alpha - \lambda \cos(\alpha - \beta) + \mu \cos^2 \beta - h \cos \beta, \quad (6.2)$$

onde os termos constantes são desprezados. Aqui A e K são as constantes de *stiffness* e de anisotropia magnetocristalina no AF. Na Eq. (6.2), o primeiro termo corresponde à energia de parede de domínios, o segundo termo é a energia de troca com

$$\lambda = \frac{J_E}{\sigma_w}, \quad (6.3)$$

sendo a constante de troca normalizada, e J_E a constante de acoplamento interfacial. O terceiro termo é a energia de anisotropia do FM com

$$\mu = \frac{-K_{FM}t_{FM}}{\sigma_W} \quad (6.4)$$

sendo a constante de anisotropia normalizada com K_{FM} positivo; o último termo é a energia Zeeman com

$$h = \frac{HM_S t_{FM}}{\sigma_W}, \quad (6.5)$$

onde h é o campo magnético normalizado.

Para os casos limites $\lambda \ll 1$ e $\lambda \gg 1$, obtém se, então, o campo de *exchange bias*

$$H_{EB} = \frac{-J_E}{M_S t_{FM}} \text{ para } \lambda \ll 1, \quad (6.6)$$

ou

$$H_{EB} = \frac{-\sigma_W}{M_S t_{FM}} \text{ para } \lambda \gg 1. \quad (6.7)$$

Consequentemente, valores de H_{EB} com boa concordância aos resultados experimentais são deduzidos [22, 28].

Neste contexto, utilizando a estrutura do modelo proposto por Mauri e colaboradores e com ajuda da descrição apresentada por Geshev e colaboradores [35] para este modelo, o comportamento das bicamadas NiFe/IrMn estudadas neste trabalho pode ser

interpretado com base na seguinte energia fenomenológica correspondente ao FM, por unidade de área

$$E_{FM} / t_{FM} = -\vec{H} \cdot \vec{M}_{FM} + 2\pi (\vec{M}_{FM} \cdot \hat{n})^2 - K_{FM} \left(\frac{\vec{M}_{FM} \cdot \hat{u}_{FM}}{M_{FM}} \right)^2 - K_{RA} \left(\frac{\vec{M}_{FM} \cdot \hat{h}}{M_{FM}} \right)^2, \quad (6.8)$$

onde o primeiro termo é a energia Zeeman, o segundo é a energia de anisotropia de forma ou desmagnetizante, o terceiro é a energia de anisotropia uniaxial FM e o último é a energia de anisotropia rodável. Aqui \hat{u}_{FM} é o vetor unitário que representa a direção da anisotropia uniaxial da camada FM, \hat{n} é o vetor unitário normal à superfície do filme e \hat{h} é o vetor unitário que define a direção do campo aplicado.

A energia da parte interfacial da camada AF, que é definida somente pela anisotropia unidirecional de parede de domínio AF, é dada por

$$E_{AF} = -\sigma_w \frac{\vec{M}_{AF} \cdot \hat{u}_{AF}}{M_{AF}}, \quad (6.9)$$

onde o vetor unitário \hat{u}_{AF} representa a direção da anisotropia na camada AF e σ_w é a energia por unidade de área da parede de domínio.

Em seguida, um terceiro termo de energia de interação bilinear ou de interação de troca entre as camadas AF e FM, é dado por

$$E_{\text{int}} = J_E \left(\frac{\vec{M}_{FM} \cdot \vec{M}_{AF}}{M_{FM} M_{AF}} \right), \quad (6.10)$$

onde J_E é a constante de acoplamento de troca.

Frequentemente é conveniente expressar os parâmetros magnéticos em termos de campos efetivos. Deste modo, temos os seguintes campos efetivos: campo de anisotropia uniaxial na camada FM (H_U), campo de acoplamento bilinear (H_E), campo de anisotropia de parede de domínio da camada AF (H_W), e campo de anisotropia rodável (H_{RA}). Estes campos são definidos, respectivamente, pelas seguintes expressões:

$$H_U = \frac{2K_{FM}}{M_{FM}}, \quad (6.11)$$

$$H_E = \frac{J_E}{t_{FM} M_{FM}}, \quad (6.12)$$

$$H_W = \frac{\sigma_W}{t_{FM} M_{FM}}, \quad (6.13)$$

e

$$H_{RA} = \frac{2K_{RA}}{t_{FM} M_{FM}}, \quad (6.14)$$

onde K_{RA} é a constante de *anisotropia rodável*. O campo de anisotropia rodável H_{RA} é definido como o campo que gira paralelo à direção de equilíbrio da magnetização da camada FM; este campo origina-se a partir de momentos magnéticos instáveis na interface FM/AF, sendo responsável pelo deslocamento das curvas de dependência angular do campo de ressonância (*field shift*) [76]. Em simulações dos resultados de FMR H_{RA} pode ser usado como um parâmetro adicional [69].

Deste modo, considerando o campo aplicado \vec{H} e os vetores unitários \hat{u}_{FM} e \hat{u}_{AF} (eixos fáceis) localizados no plano do filme, a densidade de energia livre do sistema em função dos ângulos da magnetização pode ser expressa como

$$\begin{aligned} E/(t_{FM} M_{FM}) = & 2\pi(\vec{M}_{FM} \cdot \hat{n})^2 - H \cos(\phi_H - \phi_{FM}) - \frac{1}{2} H_U \cos^2 \phi_{FM} \\ & - H_W \cos \phi_{AF} - H_E \cos(\phi_{AF} - \phi_{FM}) - \frac{1}{2} H_{RA} \cos^2(\phi_H - \phi_{FM}), \end{aligned} \quad (6.15)$$

onde ϕ_H , ϕ_{FM} e ϕ_{AF} são os ângulos que \vec{H} , \vec{M}_{FM} e \vec{M}_{AF} formam com os eixos fáceis, respectivamente.

Contudo, esta energia fenomenológica descreve o comportamento de uma bicamada FM/AF com *exchange bias* que não exhibe modo de ressonância de ondas de *spin*. Para o caso de excitações de ondas de *spin*, neste mesmo sistema, a interação de troca introduz um campo de anisotropia efetivo adicional, o campo efetivo de troca (Eq. (4.17)). Além disso, devido às características e condições das superfícies ou interfaces deste sistema, pode ocorrer ação de um torque nos *spins* superficiais ou interfaciais. O torque superficial ou interfacial pode ter sua origem, por exemplo, em uma anisotropia de superfície do tipo Néel ou devido à interação com uma camada AF em contato com a superfície de uma camada FM [77], que é equivalente a uma anisotropia de superfície devida ao *pinning* dos *spins*.

O termo de anisotropia de superfície é considerado ser equivalente a um termo de energia de anisotropia unidirecional, com eixo fácil paralelo ao plano do filme [6], podendo ser escrito como [78]

$$E_K(\theta_{FM}, \phi_{FM}) = t_{FM} K_S \sin \theta_{FM} \cos \phi_{FM}, \quad (6.16)$$

onde K_s é a constante de anisotropia de superfície, que pode também corresponder a um campo de anisotropia efetivo ou campo de anisotropia de superfície, dado pela seguinte expressão

$$H_p = \frac{K_s}{t_{FM} M_{FM}}. \quad (6.17)$$

Conseqüentemente, não apenas a energia (Eq. (6.15)), mas também o determinante da Eq. (4.7) é alterado.

As direções de equilíbrio da magnetização foram encontradas utilizando os procedimentos de minimização da energia descritos nas referências [28, 35]. O programa para realizar as simulações foi elaborado pelo professor Dr. J. Geshev. Os detalhes para o cálculo da condição de ressonância ou relação de dispersão, obtida a partir da energia fenomenológica modificada e do novo determinante são descritos no Apêndice A.

Adicionalmente, para explicar os resultados de FMR em amostras que exibem modos de ondas de *spin*, observa-se o comportamento do parâmetro de *pinning* (p), o qual está relacionado ao grau de *pinning* dos *spins* interfaciais, sendo este relacionado às condições de contorno do filme [79].

No cálculo do parâmetro p é considerada uma entre duas situações denominadas de condições de *pinning*: *pinning* infinito ou *pinning* finito. No modelo de Kittel para a ressonância de ondas de *spin* é assumida a condição de *pinning* infinito na superfície do filme e o número de onda (k_n) é inversamente proporcional à espessura do filme e não depende dos ângulos de orientação da magnetização, ou seja,

$$k_n = \frac{n\pi}{d}, \quad (6.18)$$

onde $n = 0, 1, \dots$ e d é a espessura do filme, atribuindo-se $n = 0$ ao modo uniforme de ressonância e $n = 1$ ao primeiro modo de onda de *spin* excitado. Entretanto, atribuir $n = 0$ e $n = 1$ aos primeiros modos não é exatamente correto, pois $n = 0$ pode ser excitado apenas no caso em que a magnetização é uniforme e não há *pinning* na superfície ou interface. Assim, se o primeiro modo corresponde a $n = 1$, então o segundo modo pode ser atribuído a $n = 2$ ou $n = 3$, dependendo de qual é a simetria do *pinning* [80, 81].

Por outro lado, o modelo de superfície não homogênea (SI - sigla da denominação em Inglês) considera a condição de *pinning finito* para os *spins* localizados na superfície ou interface. Neste modelo, o número de onda k_n e o parâmetro p podem depender dos ângulos de orientação da magnetização, e os efeitos da energia de superfície sobre as condições de contorno e a magnetização não homogênea na superfície ou interface são considerados. Então, a partir das condições de contorno propostas por Rado e Weertman [51], é possível estimar o parâmetro p utilizando-se a relação entre k_n e o parâmetro p [80-82]

$$p = k_n \left[\frac{1 + \sqrt{1 + 2(\operatorname{tg}(k_n t_{FM}))^2}}{-\operatorname{tg}(k_n t_{FM})} \right]. \quad (6.19)$$

Experimentalmente, o número de onda k_n pode ser deduzido a partir da condição de ressonância e os valores do parâmetro p podem ser obtidos usando-se a Eq. (6.19). Neste trabalho, o parâmetro p foi estimado utilizando esta equação, assumindo apenas soluções

reais de k_n e que a onda de *spin* não se propaga no AF, ou seja, $k_{AF,n} = 0$, sendo $k_{AF,n}$ o número de onda para a onda no AF. Também foi considerado apenas o caso de $p < 0$, pois $p > 0$ seria equivalente à situação *unpinned* [88].

6.3 Simulação dos resultados experimentais

Para interpretar os resultados experimentais de FMR apresentados, considera-se que o campo magnético estático é aplicado paralelo ao plano do filme e seu ângulo ϕ_H no plano, em relação ao eixo de anisotropia unidirecional, varia de 0 a 2π . Considera-se também que $\gamma_{AF} = \gamma_{FM} = \gamma$ e $\theta_H = \theta_{AF} = \theta_{FM} = \pi/2$ [35]. Assim, a condição de ressonância obtida para este caso (ver Apêndice A) é a seguinte:

$$\begin{aligned} \frac{\omega^2}{\gamma^2} = & \left[H \cos(\phi_{FM} - \phi_H) + H_U \cos^2 \phi_{FM} + H_{RA} \cos^2(\phi_H - \phi_{FM}) + H_P \cos \phi_{FM} \right. \\ & \left. + 4\pi M_{FM} + H_1^{ef} + D_{FM} k_n^2 \right] \times \left[H \cos(\phi_{FM} - \phi_H) + H_U \cos 2\phi_{FM} \right. \\ & \left. + H_{RA} \cos 2(\phi_H - \phi_{FM}) + H_P \cos \phi_{FM} + H_2^{ef} + D_{FM} k_n^2 \right] \end{aligned} \quad (6.20)$$

onde

$$H_1^{eff} = \frac{H_W \cos \phi_{AF} \cos(\phi_{FM} - \phi_{AF}) - H_E \sin(\phi_{FM} - \phi_{AF})}{(H_W/H_E) \cos \phi_{AF} + \cos(\phi_{FM} - \phi_{AF})}, \quad (6.21)$$

$$e \quad H_2^{eff} = \frac{H_W \cos \phi_{AF} \cos(\phi_{FM} - \phi_{AF})}{(H_W/H_E) \cos \phi_{AF} + \cos(\phi_{FM} - \phi_{AF})}. \quad (6.22)$$

A dependência angular no plano dos campos de ressonância para os modos de ressonância de ondas de *spin* e de ressonância do NiFe, obtida da Equação (6.20), é dada pela relação

$$H_{res}^n = \left[H_U (1 - 3 \cos^2 \phi_{FM}) + H_{RA} (1 - 3 \cos^2 (\phi_H - \phi_{FM})) - 4\pi M_{FM} - H_1^{eff} - H_2^{eff} - 2H_P \cos \phi_{FM} - 2D_{FM} k_n^2 + \sqrt{\left(H_U \sin^2 \phi_{FM} + H_{RA} \cos^2 (\phi_H - \phi_{FM}) + 4\pi M_{FM} + H_1^{eff} - H_2^{eff} \right)^2 + 4 \frac{\omega^2}{\gamma^2}} \right] / 2 \cos(\phi_{FM} - \phi_H) \quad (6.23)$$

É interessante notar que considerando $H_{RA} = 0$, $H_P = 0$ e $k_n = 0$, a Eq. (6.23) implicará na mesma expressão obtida por Geshev e colaboradores [35] para o cálculo do campo de ressonância (Eq. (4) da referência [35]).

Os ajustes foram realizados assumindo que $\phi_{AF} = 0$; conseqüentemente, o sistema estudado deve obedecer ao modelo que considera os momentos AF rígidos, o qual é um caso particular do modelo de paredes de domínio [22, 84]. Também foi considerado que H_{RA} é um parâmetro adicional nas simulações [69]. Os parâmetros utilizados nas simulações foram H_U , H_E , H_W , H_{RA} , M_S , ω/γ , A e k_n (definidos anteriormente), sendo fixos os valores de $H_W = 1000$ Oe em Banda X, e $H_W = 1500$ Oe em Banda Q, o valor da magnetização de saturação do NiFe ($M_{FM} = 780$ emu/cm³), a razão ω/γ com os valores de 3372 e 12146 Oe, em Bandas X e Q, respectivamente, e as constantes $A \sim 10^{-7}$ erg/cm e $k \sim 10^5$ cm⁻¹ em ambas as bandas de frequência. Assim, os parâmetros calculados que melhor reproduzem os resultados experimentais são listados na Tabela 6.2.

Comparando os valores de H_P dos modos de ondas de *spin* e do NiFe, observa-se que H_P é sempre nulo para o modo de ressonância do NiFe e para o modo de ondas de *spin*

tem valor aproximadamente igual ao do campo de anisotropia de troca H_E , em ambas as frequências de ressonância. Portanto, a maior variação de campo de ressonância observada para o modo de ondas de *spin*, duas vezes maior do que a observada para o modo de ressonância do NiFe, pode ser atribuída ao campo de anisotropia de superfície H_p que é devido ao *pinning* interfacial, o qual tem comportamento unidirecional.

Tabela 6.2: Valores dos parâmetros usados para ajuste dos resultados de FMR.

	Banda X				Banda Q			
Modo de onda de <i>spin</i>								
t_{FM} (nm)	55	60	65	120	55	60	65	120
H_U (Oe)	0	8 ± 1	7 ± 1	10 ± 1	23 ± 2	22 ± 2	40 ± 2	0
H_p (Oe)	0	24 ± 2	20 ± 2	10 ± 1	25 ± 2	25 ± 2	25 ± 2	0
H_E (Oe)	0	25 ± 2	25 ± 2	18 ± 2	29 ± 2	30 ± 2	27 ± 2	0
H_{RA} (Oe)	0	182 ± 2	158 ± 2	0	213 ± 2	316 ± 2	311 ± 2	0
Modo do NiFe								
t_{FM} (nm)	55	60	65	120	55	60	65	120
H_U (Oe)	7 ± 1	7 ± 1	5 ± 1	7 ± 1	1 ± 1	11 ± 2	62 ± 2	7 ± 1
H_p (Oe)	0	0	0	0	0	0	0	0
H_E (Oe)	24 ± 2	23 ± 2	21 ± 2	12 ± 2	29 ± 2	28 ± 2	21 ± 2	24 ± 2
H_{RA} (Oe)	22 ± 2	-160 ± 2	-132 ± 2	14 ± 1	263 ± 2	346 ± 2	330 ± 2	646 ± 2

Os valores de H_E , em Banda X e Q , para o modo de NiFe têm uma pequena dependência com a espessura da camada de NiFe, isto é, $H_E \propto 1/t_{FM}$, quando t_{NiFe} aumenta [4]. Entretanto, para o modo de ondas de *spin*, H_E não apresenta esta variação linear com o aumento de t_{NiFe} . Esta característica pode ser interpretada considerando que os modos são afetados diferentemente pelo *pinning*. Isto pode ser devido ao fato do modo de ressonância de ondas de *spin* ter maior energia de troca e, portanto, menor comprimento de onda do que o modo de ressonância do NiFe.

Nesse contexto, os valores (em módulo) de H_{RA} e H_U não têm uma dependência linear com a variação da espessura da camada de NiFe, em ambas as bandas de frequência de micro-ondas e para os dois modos de ressonância. Além disso, identifica-se que os valores estimados para estes campos de anisotropia, praticamente, são menores para as medidas em Banda X do que em Banda Q . Estes resultados são consistentes com uma anisotropia magnética dependente da intensidade do campo magnético estático aplicado, necessário para atender a condição de ressonância a uma frequência maior de micro-ondas. Valores diferentes para campos de anisotropia e curvas com características semelhantes (ver Figuras 6.4 e 6.5), obtidos por medidas de FMR em Bandas X e Q , foram observados na variação angular de H_{res} para um filme NiFe/NiO com *exchange bias* [75]. Os autores deste trabalho [75] argumentam que a forma da curva de variação angular de H_{res} depende da frequência de ressonância. Isto seria devido à estabilidade do ordenamento AF na interface e que nesta devem coexistir grãos magnéticos estáveis e instáveis. Acredita-se que os resultados obtidos neste trabalho são efeitos correlacionados.

Não obstante, nota-se que em todas as simulações $H_E \ll H_W$, o que é contrário ao observado por Geshev e colaboradores [35]. Também é importante notar que os valores de H_{RA} são negativos apenas para duas amostras. Valores negativos de H_{RA} foram reportados

pela primeira vez por Nicolodi e colaboradores [85]. Assim, estes efeitos descritos são evidência de que o *pinning* interfacial pode afetar toda a estrutura magnética da interface FM/AF em bicamadas com *exchange bias* que exibem modos de ressonância de ondas de *spin*.

Por outro lado, Nicolodi e colaboradores [85] reportaram que o módulo de H_{RA} , obtido dos ajustes, aumentou com a espessura de Cr, sugerindo, então, que esta camada pode ser responsável por H_{RA} e não a camada AF de IrMn. No trabalho destes autores, o Cr é uma camada espaçadora na estrutura IrMn/Cr/Co. Portanto, os efeitos observados aqui relacionados à H_{RA} , como valores negativos de H_{RA} , por exemplo, devem ter origens distintas dos efeitos reportados por estes autores.

É importante ressaltar que a generalização de um modelo fenomenológico que considera os demais parâmetros de anisotropia magnética para explicar o fenômeno de *exchange bias* em estruturas FM/AF, nas quais são excitados modos de ondas de *spin* adicionalmente ao modo de ressonância da camada FM, ainda não foi relatado na literatura. As análises dos resultados apresentadas neste trabalho diferem das análises realizadas recentemente por Magaraggia e colaboradores [7], nas quais estes autores consideram uma condição de ressonância simples para um filme fino FM, negligenciando os demais parâmetros de anisotropia.

6.4 *Pinning* na interface NiFe/IrMn

O parâmetro de *pinning* p na interface NiFe/IrMn foi deduzido a partir da Eq. (6.18). De fato, p depende da direção do campo magnético aplicado com respeito ao eixo de anisotropia unidirecional [80, 86]. Entretanto, por simplicidade, os valores de p obtidos neste trabalho são apenas para o campo magnético estático aplicado paralelo ao eixo de

anisotropia unidirecional, isto é, para $\phi_H = 0$. Os resultados obtidos para as quatro amostras, utilizando os parâmetros deduzidos a partir dos experimentos, são listados na Tabela 6.3. Estes resultados revelam que o valor absoluto do parâmetro de *pinning* reduz com o aumento da espessura da camada de NiFe, para as medidas em Banda X, e tem uma variação não linear com o aumento de t_{NiFe} em experimentos em Banda Q. Os resultados para as Amostras B e C, deduzidos a partir de experimentos realizados em Bandas X e Q, indicam que p pode depender da intensidade do campo magnético estático aplicado. Estas dependências podem explicar a aparente anisotropia magnética dependente do campo, mas estas considerações necessitam de mais investigações.

Tabela 6.3: Valores calculados para o *pinning* $p(\phi_H = 0)$. Os valores foram calculados para o campo magnético estático aplicado paralelo ao eixo de anisotropia unidirecional, nas frequências de micro-ondas de Bandas X e Q.

Amostra	t_{FM} (nm)	Banda X	Banda Q
		p (10^6 cm^{-1})	p (10^6 cm^{-1})
A	55	$-1,06 \pm 0,05$	$-1,78 \pm 0,05$
B	60	$-0,97 \pm 0,05$	$-1,81 \pm 0,05$
C	65	$-0,89 \pm 0,05$	$-1,54 \pm 0,05$
D	120	$-0,48 \pm 0,05$	$-2,09 \pm 0,05$

6.5 Conclusões

Os espectros obtidos das medidas de FMR revelam a excitação de modos de ressonância de onda de *spin* e de ressonância do NiFe. As variações angulares dos campos

de ressonância no plano do filme permitiram a determinação dos campos de anisotropia de tipo uniaxial e unidirecional para ambos os modos de absorção. Estes podem ser interpretados dentro de um modelo que admite a formação de paredes de domínios no lado AF da interface FM/AF. Além disso, devido ao efeito de *pinning* de *spins* na interface NiFe/IrMn, para o modo de ondas de *spin*, a amplitude da variação angular do campo de ressonância é, aproximadamente, duas vezes maior quando comparada à do modo de ressonância do NiFe. Os parâmetros de *pinning* de *spins*, na interface NiFe/IrMn, também foram estimados a partir dos resultados experimentais. Quando os resultados das medidas de FMR em Bandas *X* e *Q* são comparados, observa-se que os valores deduzidos para o campo de anisotropia uniaxial efetivo e o parâmetro de *pinning* são maiores em Banda *Q*, em valores absolutos. Isto pode representar uma evidência de dependência destas propriedades com a intensidade do campo magnético estático aplicado necessário para satisfazer a condição de ressonância.

CAPÍTULO 7

EXCHANGE BIAS EM TRICAMADAS NiFe/IrMn/Co

Este capítulo apresenta o estudo por FMR do fenômeno de *exchange bias* em tricamadas NiFe/IrMn/Co. Os experimentos de FMR confirmaram o comportamento do campo de *exchange bias* nas interfaces NiFe/IrMn e IrMn/Co em função da espessura da camada de NiFe, revelado pelo deslocamento das curvas de histerese. Os resultados experimentais de FMR explicam as razões desse comportamento.

7.1 Resultados experimentais

As medidas de FMR das tricamadas NiFe/IrMn/Co foram realizadas com o espectrômetro operando com frequência de micro-onda de 9,79 GHz (Banda X) e 34,10 GHz (Banda Q). Essas medidas foram realizadas com varreduras do campo magnético externo aplicado sempre no plano do filme.

Um espectro representativo de FMR das tricamadas investigadas é apresentado na Figura 7.1(a), para a amostra com $t_{NiFe} = 70 \text{ \AA}$. Este espectro revela que os dois modos uniformes de ressonância, denotados por *a* e *b*, atribuídos às camadas de Co e NiFe com distintas magnetizações efetivas, são excitados pelo campo oscilante de micro-ondas. O modo *a*, que é devido à camada de Co, exibe grande largura de linha e amplitude de absorção pequena, enquanto que o modo *b*, que é devido a camada de NiFe, exibe uma largura de linha estreita e grande amplitude de absorção. A assimetria das linhas de ressonância dos dois modos pode aumentar o erro na determinação dos parâmetros de

FMR. Por outro lado, o grande valor da largura de linha para o modo *a* é uma evidência de que a camada de Co não é magneticamente homogênea.

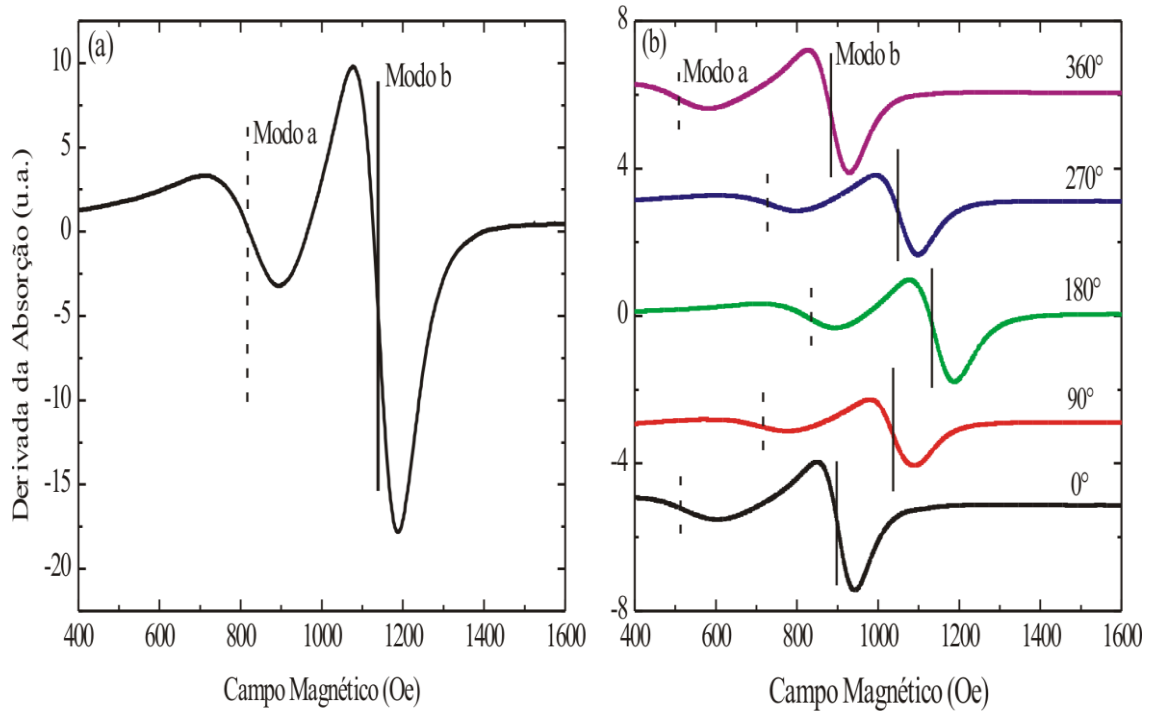


Figura 7.1: Espectros representativos de FMR das tricamadas. (a) Espectro da tricamada com $t_{NiFe} = 70 \text{ \AA}$ obtido com o campo magnético externo aplicado paralelo à direção de H_{EB} . (b) Espectros da tricamada com $t_{NiFe} = 150 \text{ \AA}$ para diferentes orientações de campo; os valores de ângulos indicam as orientações do campo magnético aplicado em relação ao eixo de anisotropia unidirecional.

A Figura 7.1(b) apresenta espectros representativos de FMR para diferentes orientações (ϕ_H) do campo magnético estático aplicado no plano do filme, destacando-se as orientações de campo aplicado paralelo (0°), perpendicular (90°) e antiparalelo (180°) à direção de H_{EB} . A partir destes espectros, observa-se claramente que ambos os modos de ressonância apresentam a mesma variação angular de campo de ressonância no plano do filme. Este comportamento é ainda mais evidente na *forma de sino* característica da variação angular do campo de ressonância H_{res} no plano do filme, para ambos os modos

de ressonância a e b . Essa variação angular para a tricamada com $t_{NiFe} = 70 \text{ \AA}$, dada pelos experimentos de FMR em Bandas X e Q de frequências de micro-ondas, está representada na Figura 7.2. É possível deduzir que nas amostras com $t_{NiFe} \geq 70 \text{ \AA}$, as camadas de NiFe e Co estão acopladas ferromagneticamente; para t_{NiFe} menor que 70 \AA , as medidas de FMR não evidenciaram este tipo de acoplamento, pois os modos de ressonância não apresentam a mesma variação angular de campo de ressonância no plano do filme.

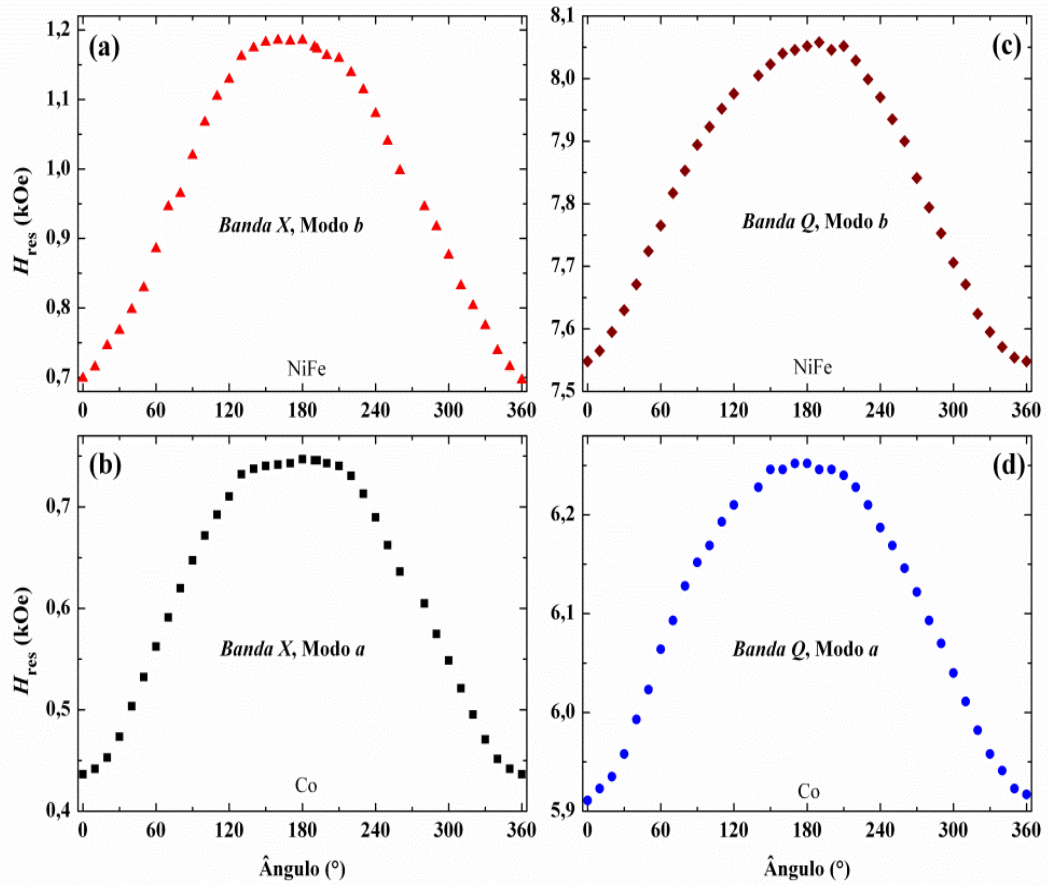


Figura 7.2: Variação angular de H_{res} para a tricamada NiFe(70 Å)/IrMn/Co. Resultados obtidos para os modos de ressonância em Bandas X e Q : (a) e (c) do NiFe, e (b) e (d) do Co, respectivamente.

Os campos de *exchange bias* nas interfaces NiFe/IrMn e IrMn/Co foram deduzidos, respectivamente, a partir das medidas de variação angular dos campos de ressonância no

plano do filme dos modos de ressonância das camadas de NiFe e Co. Conforme exposto no Capítulo 2, nestas condições H_{EB} é dado pela relação

$$H_{EB} = \frac{H_{res}(\pi) - H_{res}(0)}{2}. \quad (7.1)$$

Os valores obtidos dos campos de *exchange bias* nas interfaces NiFe/IrMn e IrMn/Co estão relacionados na Tabela 7.1 e confirmam os valores fornecidos pelos deslocamentos de curvas de histerese (ver Figuras 5.7 e 5.8).

Tabela 7.1: Valores dos campos de *exchange bias* em tricamadas NiFe/IrMn/Co.

$t_{NiFe} (\text{Å})$	$H_{EB} (\text{Oe})$			
	NiFe/IrMn		IrMn/Co	
	9,8 GHz	33,9 GHz	9,8 GHz	33,9 GHz
20	-	-	157 ± 5	174 ± 7
30	-	-	192 ± 5	209 ± 7
50	-	396 ± 7	169 ± 5	179 ± 7
70	241 ± 5	252 ± 7	155 ± 5	171 ± 7
100	181 ± 5	184 ± 7	169 ± 5	181 ± 7
150	135 ± 5	129 ± 7	172 ± 5	184 ± 7
200	195 ± 5	110 ± 7	242 ± 5	188 ± 7

7.2 Análises dos resultados experimentais

As dependências de H_{EB} na interface NiFe/IrMn em relação a $1/t_{NiFe}$, obtidas por experimentos de FMR nas frequências de micro-ondas de Bandas X e Q, são apresentadas na Figura 7.3. Para comparação foram incluídos na figura os resultados de magnetometria.

Verifica-se que a dependência de H_{EB} com a espessura da camada de NiFe, obtida por medidas de FMR à frequência de Banda X, apresenta o mesmo comportamento das medidas de magnetometria, e também que a elevação observada no valor de H_{EB} para a amostra com $1/t_{NiFe} = 0,005 \text{ \AA}^{-1}$ (isto é, $t_{NiFe} = 200 \text{ \AA}$) é ainda maior, o que comprova que a elevação do valor do campo de *exchange bias* é real. Entretanto, nas medidas em Banda Q esta elevação incomum não aparece; consequentemente, a dependência de H_{EB} é apenas a dependência esperada com o inverso da espessura da camada de NiFe.

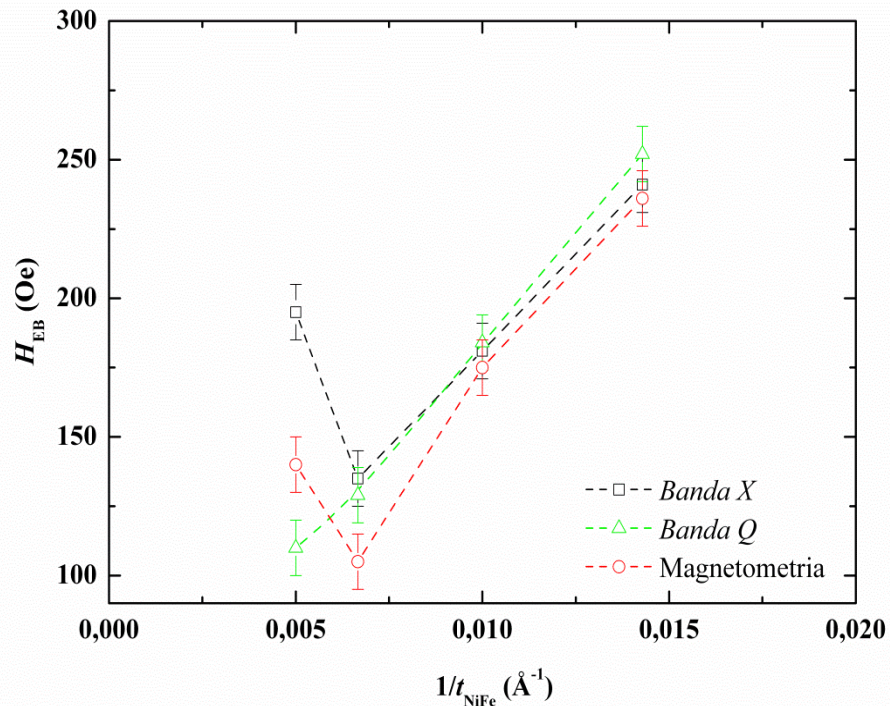


Figura 7.3: Dependência de H_{EB} na interface NiFe/IrMn, com $1/t_{NiFe}$. Resultados extraídos por magnetometria (círculos) e experimentos de FMR em frequência de micro-ondas de Banda X (quadrados) e Banda Q (triângulos). Todas as linhas são guias para os olhos.

A explicação para estes resultados conflitantes para a amostra com $1/t_{NiFe} = 0,005 \text{ \AA}^{-1}$ leva em consideração a formação de paredes de domínio na camada de NiFe para minimizar a energia, quando o campo magnético estático aplicado é pequeno: $H < 200 \text{ Oe}$

para medidas de magnetometria e $H_{res} < 1200$ Oe para experimentos de FMR em Banda X. Esta nova configuração magnética na interface NiFe/IrMn atua de modo à aumentar o valor de H_{EB} . Para os experimentos de FMR em Banda Q, a formação de paredes de domínios não é energeticamente favorável, pois a absorção ressonante da energia de micro-ondas requer um campo magnético estático bem mais elevado, $H_{res} > 7500$ Oe.

As dependências de H_{EB} na interface IrMn/Co, em relação a $1/t_{NiFe}$ obtidas por medidas de FMR, nas frequências de micro-ondas de Bandas X e Q, são apresentadas na Figura 7.4. Aqui, também são acrescentados os resultados obtidos por magnetometria, para comparação. Quando o resultado para a amostra com $1/t_{NiFe} = 0,05 \text{ \AA}^{-1}$ é incluído, as dependências obtidas por FMR e magnetometria têm comportamentos diferentes para pequenas espessuras da camada de NiFe. Enquanto que a dependência por magnetometria segue o comportamento comum, a dependência fornecida pelas medidas de FMR revela que os valores de H_{EB} oscilam quando os valores de $1/t_{NiFe}$ variam de 0,05 a 0,02 \AA^{-1} . Por esta razão, nesta fase da análise das medidas de FMR, o resultado para a amostra com $1/t_{NiFe} = 0,05 \text{ \AA}^{-1}$ não será incluído na discussão. Neste contexto, o comportamento dos valores de H_{EB} obtidos por experimentos de FMR nas Bandas X e Q, está de acordo com os resultados de magnetometria. Estes resultados mostram que há um decréscimo nos valores de H_{EB} a partir de $1/t_{NiFe} = 0,033$ até $1/t_{NiFe} = 0,014 \text{ \AA}^{-1}$. O valor do campo de *exchange bias* é mínimo para $1/t_{NiFe} = 0,014 \text{ \AA}^{-1}$ e mantém-se constante (dentro do erro experimental) quando $1/t_{NiFe}$ é reduzido, apresentando uma elevação brusca em $1/t_{NiFe} = 0,005 \text{ \AA}^{-1}$, exceto para a medida em Banda Q. Portanto, H_{EB} tem uma dependência com t_{NiFe} .

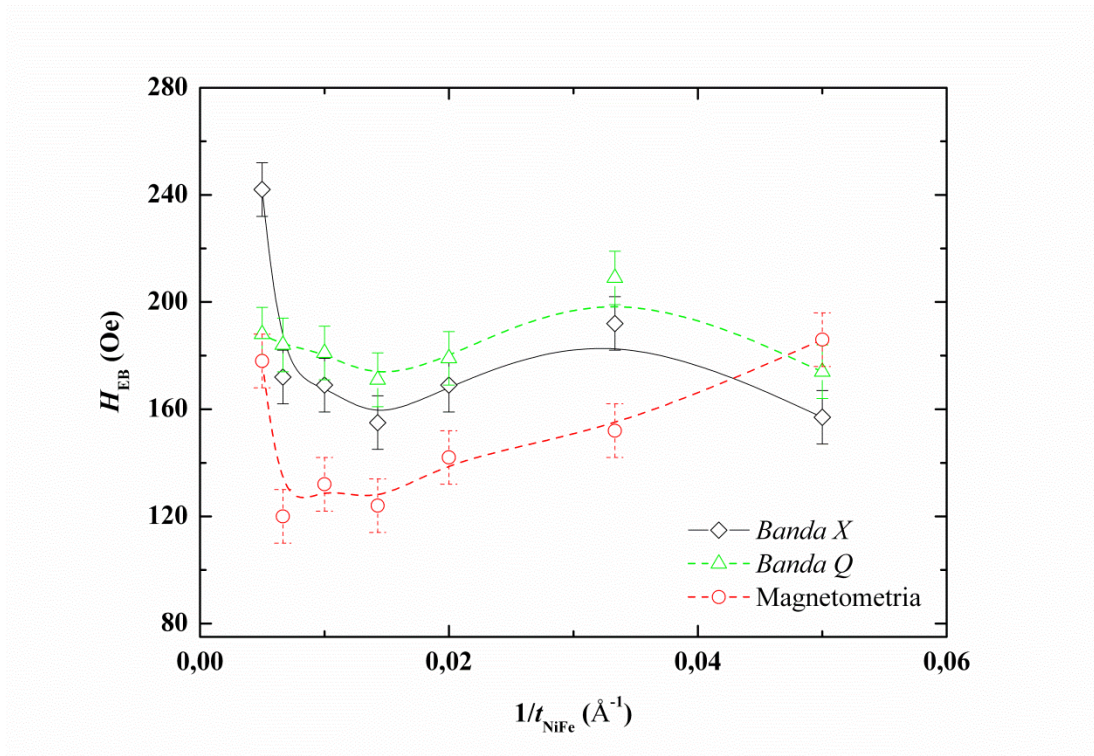


Figura 7.4: Dependência de H_{EB} na interface IrMn/Co, com $1/t_{NiFe}$. Resultados extraídos por magnetometria (círculos) e experimentos de FMR em frequência micro-ondas de Banda X (quadrados) e Banda Q (triângulos). Todas as linhas são guias para os olhos.

Particularmente, é digno de nota o fato de que os valores de H_{EB} na interface IrMn/Co variam com t_{NiFe} , o que é uma evidência de acoplamento entre as camadas de NiFe e Co, mas o resultado notável é o seu comportamento oscilante nesta interface. Para explicar este comportamento oscilante é necessário dedicar atenção à estrutura micromagnética do sistema NiFe/IrMn/Co. O acoplamento das camadas de NiFe e Co, através da camada AF de IrMn [9, 22, 25], forma uma estrutura de *spins* (parede de domínio) de tipo espiral dentro da camada de IrMn (ver Figura 7.5), devido às diferentes anisotropias magnéticas das camadas de NiFe e Co. Esta estrutura de *spins* é, também, dinamicamente modificada quando os momentos da camada FM são revertidos devido as diferenças de anisotropias unidirecionais nas interfaces NiFe/IrMn e IrMn/Co; as curvas de histerese das camadas de NiFe e Co são, geralmente, revertidas em diferentes campos magnéticos aplicados.

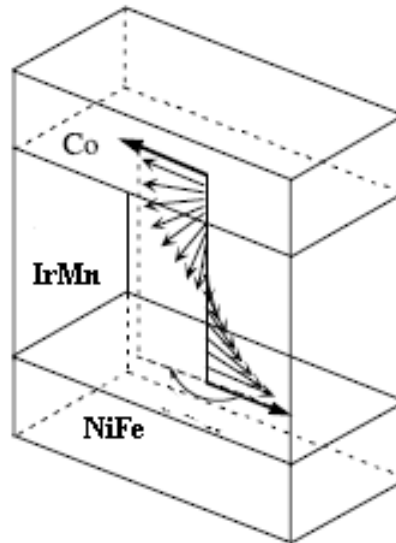


Figura 7.5: Diagrama esquemático das estruturas de *spin* nas tricamadas. Figura adaptada da referência [87].

Deste ponto de vista, para $t_{NiFe} < 100 \text{ \AA}$, a anisotropia unidirecional (H_{EB}) da interface NiFe/IrMn é maior do que a da interface IrMn/Co, isto é, os momentos magnéticos da camada de NiFe estão mais presos (*pinned*) do que os momentos da camada de Co, e então, quando a magnetização da camada de Co tenta girar, ela é influenciada pela camada de NiFe, uma vez que elas estão acopladas; conseqüentemente, a magnetização da camada de Co gira em um campo magnético maior do que seria na ausência da camada de NiFe.

Por outro lado, aumentando t_{NiFe} , mas ainda dentro do intervalo no qual H_{EB} (em NiFe/IrMn) $>$ H_{EB} (em IrMn/Co), os momentos magnéticos da camada de Co giram em campos menores porque o valor de H_{EB} do NiFe é reduzido. Para $100 \text{ \AA} \leq t_{NiFe} < 200 \text{ \AA}$, os valores de H_{EB} em IrMn/Co são da ordem dos mesmos valores de H_{EB} em NiFe/IrMn, e assim as magnetizações das camadas de NiFe e Co giram quase ao mesmo tempo; os torques atuando sobre as magnetizações se combinam para vencer as anisotropias unidirecionais de ambas interfaces. No intervalo $100 \text{ \AA} \leq t_{NiFe} < 200 \text{ \AA}$ o valor de H_{EB} na

interface IrMn/Co é mantido constante (dentro do erro experimental). Para $t_{NiFe} = 200 \text{ \AA}$, desde que paredes de domínios são formadas dentro da camada de NiFe, a energia magnetostática da camada de NiFe é reduzida, permitindo que a magnetização da camada de Co gire mais livremente e, em consequência, aumenta novamente o valor de H_{EB} na interface IrMn/Co, efeito observado em resultados de FMR e magnetometria. Como mencionado anteriormente, as paredes de domínios não devem existir na camada de NiFe em campos magnéticos estáticos necessários para satisfazer a condição de ressonância em Banda Q . Os experimentos combinados de FMR nas Bandas X e Q foram, portanto, indispensáveis para explicar o comportamento oscilante dos valores de H_{EB} na interface IrMn/Co.

7.3 Conclusões

Tricamadas NiFe(t_{NiFe})/IrMn/Co com $t_{NiFe} = 20, 30, 50, 70, 100, 150$ e 200 \AA foram construídas sobre substratos de Si(111) à temperatura ambiente, utilizando a técnica de *Magnetron Sputtering*. Suas propriedades estruturais foram determinadas por meio de difração raios-X em baixos ângulos e as propriedades magnéticas foram estudadas por medidas de magnetometria, utilizando um VSM, e ressonância ferromagnética no plano dos filmes. Foi mostrado que o valor do campo de *exchange bias* H_{EB} na interface NiFe/IrMn obedece o comportamento geralmente observado com o inverso da espessura da camada de NiFe ($H_{EB} \propto 1/t_{NiFe}$), até a espessura de 150 \AA . Para uma maior espessura, ocorre, entretanto, uma pequena elevação anômala. Por outro lado, na interface IrMn/Co uma inesperada e interessante redução no valor de H_{EB} foi observada quando a espessura da camada de NiFe aumenta, seguida por uma grande elevação. Combinando-se os

resultados experimentais de FMR obtidos com frequências de micro-ondas de Bandas X e Q , provou-se que o valor de H_{EB} na interface IrMn/Co é obrigado a seguir o comportamento de H_{EB} na interface NiFe/IrMn, quando H_{EB} (na interface NiFe/IrMn) $>$ H_{EB} (na interface IrMn/Co). Isto é atribuído a um arranjo espiralado de *spins* através da camada de IrMn resultante do acoplamento entre as camadas de NiFe e Co com diferentes anisotropias magnéticas. Adicionalmente a este comportamento, a elevação anômala do valor de H_{EB} , observada na interface NiFe/IrMn para uma camada de NiFe espessa, é atribuída à presença de uma configuração de multidomínios na interface NiFe/IrMn.

CAPÍTULO 8

CONCLUSÕES GERAIS

Neste último capítulo são apresentadas as principais conclusões deste trabalho, sugerindo investigações adicionais sobre alguns aspectos dos sistemas estudados.

8.1 Sistema NiFe/IrMn

Os experimentos de FMR revelam que as quatro amostras investigadas apresentam dois modos de absorção de energia, um modo de ressonância de ondas de *spin* e o modo de ressonância da camada de NiFe. As variações angulares de campos de ressonância no plano dos filmes, em Bandas *X* e *Q* de frequência de micro-ondas, mostram para os dois modos de ressonância o efeito do campo de anisotropia unidirecional, cuja intensidade, para o modo de onda de *spin*, é duas vezes maior, aproximadamente. Isto resulta de uma contribuição adicional de uma anisotropia de superfície efetiva unidirecional, devida ao *pinning* de *spins* da camada de NiFe. Os experimentos indicam também a presença de uma anisotropia uniaxial da camada de NiFe, aparentemente dependente de campo. Os parâmetros de anisotropia para os dois modos de absorção podem ser deduzidos por meio de um modelo fenomenológico generalizado que inclui a contribuição de uma anisotropia rodável e uma anisotropia de superfície efetiva unidirecional. Os valores deduzidos para o campo de *exchange bias* estão de acordo com os valores fornecidos pelos deslocamentos das curvas de histerese observados nas medidas de magnetização.

8.2 Sistema NiFe/IrMn/Co

Neste sistema, as variações angulares de campo de ressonância no plano dos filmes, em Bandas X e Q de frequência de micro-ondas, mostram o efeito do campo de anisotropia unidirecional sobre os modos de ressonância independentes das camadas de NiFe e Co. Os resultados de FMR combinados com os dados de magnetometria, mostram que o fenômeno de *exchange bias* na interface IrMn/Co é fortemente afetado pelo campo de *exchange bias* na interface NiFe/IrMn. Além disto, a análise conjunta dos resultados de magnetometria e FMR, mostra que a interferência entre os fenômenos de *exchange bias* nas duas interfaces deve ser mediada por uma estrutura espiral de *spins* através da camada antiferromagnética de IrMn. Para este sistema, os valores do campo de *exchange bias* dados pelos experimentos de FMR também estão de acordo com os valores fornecidos por medidas de magnetização.

8.3 Recomendações

Em vista dos resultados apresentados neste trabalho, consideram-se recomendáveis, para os dois tipos de sistemas estudados, experimentos adicionais de FMR em outra banda de frequência de micro-ondas, como Banda K (24 GHz). Além disto, considerando inclusive o número restrito de trabalhos conhecidos na literatura sobre os aspectos do fenômeno de *exchange bias* investigados neste trabalho, seriam interessantes novos experimentos com outras amostras dos mesmos sistemas com uma faixa mais ampla de espessuras da camada FM e também AF, e também com novas estruturas de sistemas do tipo Co/IrMn. Um conjunto mais amplo de resultados experimentais certamente contribuirá para esclarecer melhor o efeito da contribuição unidirecional de anisotropia de superfície

sobre a ressonância do modo de onda de *spin*, e também, no caso das tricamadas, como o fenômeno de *exchange bias* em uma interface influencia o fenômeno na outra interface.

Finalmente, a excitação de modos de ressonância de ondas de *spin* em estruturas com *exchange-bias* mostra que, além das aplicações como sensores e em sistemas de gravação magnética, essas estruturas poderiam também ter aplicações em sistemas de micro-ondas. A viabilidade técnica dessas aplicações deve ser investigada e certamente ampliará o interesse no estudo do fenômeno de *exchange-bias*.

APÊNDICE A

EQUAÇÃO GERAL DE RESSONÂNCIA

A relação de dispersão usada na análise dos resultados de FMR, em bicamadas FM/AF que exibem modo de ondas de *spin*, foi obtida seguindo os procedimentos apresentados por Schmool e Barandiarán [82], e Geshev e colaboradores [35]. Primeiramente, escreve-se a equação de movimento da magnetização para uma camada FM como:

$$\frac{1}{\gamma_{FM}} \frac{\partial \vec{M}_{FM}}{\partial t} = \tau_{FM} + \vec{M}_{FM} \times \vec{H}_{ex,FM}, \quad (\text{A.1})$$

onde \vec{M}_{FM} e γ_{FM} são, respectivamente, o vetor magnetização e a razão giromagnética da camada FM. O torque τ_{FM} é devido às várias contribuições ao campo magnético efetivo, excluindo a contribuição devida à energia de troca; $\vec{H}_{ex,FM}$ é o campo efetivo de troca. O segundo termo, do lado direito da equação, representa o efeito do campo de troca. A expressão correspondente para a camada AF é obtida substituindo os índices FM por AF na Eq. (A.1). Nota-se que neste procedimento os termos de relaxação não são considerados.

O torque τ_{FM} na expressão (A.1) é escrito como

$$\begin{aligned} \tau_{FM} = & \left(\hat{\theta} \frac{1}{\text{sen} \theta_{FM}} \frac{\partial^2 E}{\partial \phi_{FM} \partial \theta_{FM}} - \hat{\phi} \frac{\partial^2 E}{\partial \theta_{FM}^2} \right) \frac{m_{\theta_{FM}}}{M_{0_{FM}}} \\ & + \left(\hat{\theta} \frac{1}{\text{sen} \theta_{FM}} \frac{\partial^2 E}{\partial \theta_{FM}^2} - \hat{\phi} \frac{\partial^2 E}{\partial \theta_{FM} \partial \phi_{FM}} \right) \frac{m_{\phi_{FM}}}{M_{0_{FM}} \text{sen} \theta_{FM}} \\ & + \left(\hat{\theta} \frac{1}{\text{sen} \theta_{FM}} \frac{\partial^2 E}{\partial \theta_{AF} \partial \phi_{FM}} - \hat{\phi} \frac{\partial^2 E}{\partial \theta_{AF} \partial \theta_{FM}} \right) \frac{m_{\theta_{AF}}}{M_{0_{AF}}} \end{aligned}$$

$$+ \left(\hat{\theta} \frac{1}{\sin \theta_{FM}} \frac{\partial^2 E}{\partial \phi_{AF} \partial \phi_{FM}} - \hat{\phi} \frac{\partial^2 E}{\partial \phi_{AF} \partial \theta_{FM}} \right) \frac{m_{\theta_{AF}}}{M_{0_{AF}} \sin \theta_{AF}}. \quad (\text{A.2})$$

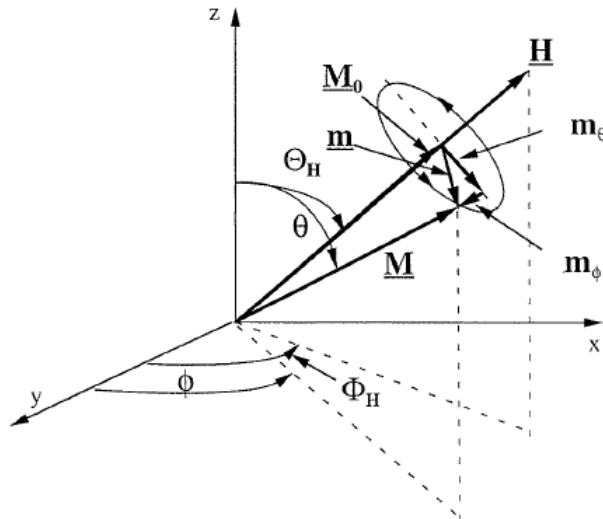


Figura A.1: Sistema de coordenadas esféricas. Neste sistema são apresentadas as várias componentes do vetor magnetização [82].

A expressão do torque τ_{AF} em relação à camada AF será obtida pela substituição dos índices FM por AF. As duas equações de movimento podem, então, ser resolvidas considerando o sistema de coordenadas apresentado na Figura A.1, no qual a direção de equilíbrio da magnetização é \hat{r} e os pequenos desvios da direção de equilíbrio estão nas direções $\hat{\theta}$ e $\hat{\phi}$. Neste sistema de coordenadas a magnetização é dada pela expressão

$$\vec{M} = M_0 \hat{r} + m_\theta \hat{\theta} + m_\phi \hat{\phi}. \quad (\text{A.3})$$

Aqui $m_\theta = M \delta\theta$, $m_\phi = M \sin \theta \delta\phi$, com $\delta\theta$ e $\delta\phi$ sendo os desvios a partir da direção de equilíbrio. Então, seguindo o procedimento para linearização das equações [46, 75, 82, 88], obtém-se um conjunto de equações acopladas:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\gamma_{FM}} \frac{dm_{\theta_{FM}}}{dt} &= \frac{1}{t_{FM} M_{FM} \text{sen} \theta_{FM}} \left(E_{\theta_{FM} \phi_{FM}} m_{\theta_{FM}} + \frac{E_{\phi_{FM} \phi_{FM}}}{\text{sen} \theta_{FM}} m_{\phi_{FM}} \right) \\ &- \frac{1}{t_{FM} M_{AF} \text{sen} \theta_{FM}} \left(E_{\theta_{AF} \phi_{FM}} m_{\theta_{AF}} + \frac{E_{\phi_{FM} \phi_{AF}}}{\text{sen} \theta_{AF}} m_{\phi_{AF}} \right) - \frac{2A_{FM}}{M_{0FM}} \nabla^2 m_{\phi_{FM}} ; \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{\gamma_{FM}} \frac{dm_{\phi_{FM}}}{dt} &= \frac{1}{t_{FM} M_{FM}} \left(E_{\theta_{FM} \theta_{FM}} m_{\theta_{FM}} + \frac{E_{\theta_{FM} \phi_{FM}}}{\text{sen} \theta_{FM}} m_{\phi_{FM}} \right) \\ &+ \frac{1}{t_{FM} M_{AF}} \left(E_{\theta_{FM} \theta_{AF}} m_{\theta_{AF}} + \frac{E_{\theta_{FM} \phi_{AF}}}{\text{sen} \theta_{AF}} m_{\phi_{AF}} \right) + \frac{2A_{FM}}{M_{0FM}} \nabla^2 m_{\theta_{FM}} ; \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{\gamma_{AF}} \frac{dm_{\theta_{AF}}}{dt} &= -\frac{1}{t_{AF} M_{AF} \text{sen} \theta_{AF}} \left(E_{\theta_{AF} \phi_{AF}} m_{\theta_{AF}} + \frac{E_{\phi_{AF} \phi_{AF}}}{\text{sen} \theta_{AF}} m_{\phi_{AF}} \right) \\ &- \frac{1}{t_{AF} M_{FM} \text{sen} \theta_{AF}} \left(E_{\theta_{FM} \phi_{AF}} m_{\theta_{FM}} + \frac{E_{\phi_{FM} \phi_{AF}}}{\text{sen} \theta_{FM}} m_{\phi_{FM}} \right) - \frac{2A_{AF}}{M_{0AF}} \nabla^2 m_{\phi_{AF}} ; \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{\gamma_{AF}} \frac{dm_{\phi_{AF}}}{dt} &= \frac{1}{t_{AF} M_{AF}} \left(E_{\theta_{AF} \theta_{AF}} m_{\theta_{AF}} + \frac{E_{\theta_{AF} \phi_{AF}}}{\text{sen} \theta_{AF}} m_{\phi_{AF}} \right) \\ &+ \frac{1}{t_{AF} M_{FM}} \left(E_{\theta_{FM} \theta_{AF}} m_{\theta_{FM}} + \frac{E_{\theta_{AF} \phi_{FM}}}{\text{sen} \theta_{FM}} m_{\phi_{FM}} \right) + \frac{2A_{AF}}{M_{0AF}} \nabla^2 m_{\theta_{AF}} . \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

Nestas equações, A_{FM} e A_{AF} são as constantes de troca das camadas FM e AF, respectivamente. Os termos E_{ij} representam as derivadas em relação a i e j ($i, j = \theta_{FM}, \theta_{AF}, \phi_{FM}$ e ϕ_{AF}). Os ângulos θ_{FM} e ϕ_{FM} , e θ_{AF} e ϕ_{AF} indicam as direções das magnetizações das camadas FM e AF, respectivamente.

Este sistema de equações pode ser escrito na forma de uma matriz [66, 88] e assim a relação de dispersão pode ser obtida igualando-se o determinante (Eq. A.8) desta matriz à zero.

$$\begin{bmatrix} (i\Omega_{FM} - R_{FM}) & -(P_{FM} + t_{FM} D_{FM} k_{FM}^2) & -R_{AF,FM} & -P_{AF,FM} \\ (Q_{FM} + t_{FM} D_{FM} k_{FM}^2) & -(i\Omega_{FM} + R_{FM}) & -Q_{AF,FM} & -U_{AF,FM} \\ -R_{FM,AF} & -P_{FM,AF} & (i\Omega_{AF} - R_{AF}) & -(P_{AF} + t_{AF} D_{AF} k_{AF}^2) \\ Q_{FM,AF} & U_{FM,AF} & (Q_{AF} + t_{AF} D_{AF} k_{AF}^2) & -(i\Omega_B + R_B) \end{bmatrix}. \quad (\text{A.8})$$

Aqui, k_{FM} e k_{AF} são os vetores de onda referentes às camadas FM e AF, respectivamente.

Os termos:

$$\begin{aligned} D_i &= \frac{2A_i}{M_i}, & \Omega_i &= \frac{\omega t_i}{\gamma_i}, \\ P_i &= \frac{1}{M_i \sin^2 \theta_i} E_{\phi_i \phi_i}, & Q_i &= \frac{1}{M_i} E_{\theta_i \theta_i}, \\ R_i &= \frac{1}{M_i \sin \theta_i} E_{\theta_i \phi_i}, & P_{ij} &= \frac{1}{M_i \sin \theta_i \sin \theta_j} E_{\phi_i \phi_j}, \\ Q_{ij} &= \frac{1}{M_i} E_{\theta_i \theta_j}, & R_{ij} &= \frac{1}{M_i \sin \theta_i} E_{\theta_i \phi_j}, \\ U_{ij} &= \frac{1}{M_i \sin \theta_i} E_{\theta_j \phi_i}. \end{aligned}$$

estão apresentados na forma explícita.

Neste contexto, as soluções do determinante são consideradas dentro da estrutura do modelo proposto por Mauri e colaboradores [22, 35]. Aqui também é considerado que a onda de *spins* não se propaga no AF, o que implica que k_{AF} é nulo. A energia do sistema por unidade de área pode ser descrita fenomenologicamente pela Equação (6.14), adicionando os termos das Equações (4.17) e (6.15). Considera-se também que o campo magnético estático é aplicado no plano da amostra, com sua direção descrita pelo ângulo

azimutal ϕ_H em relação ao eixo fácil de magnetização, que $\gamma_{FM} = \gamma_{AF} = \gamma$ e que todas as magnetizações são paralelas ao plano da amostra, ou seja, $\theta_H = \theta_{FM} = \theta_{AF} = \pi/2$. A relação de dispersão ou condição de ressonância geral para este caso é escrita, então, como

$$\begin{aligned} \frac{\omega^2}{\gamma^2} = & \left[H \cos(\phi_H - \phi_{FM}) + H_U \cos^2 \phi_{FM} + H_{RA} \cos^2(\phi_H - \phi_{FM}) + H_P \cos \phi_{FM} \right. \\ & \left. + 4\pi M_{FM} + H_1^{ef} + D_{FM} k_{FM}^2 \right] \times \left[H \cos(\phi_H - \phi_{FM}) + H_U \cos 2\phi_{FM} \right. \\ & \left. + H_{RA} \cos 2(\phi_H - \phi_{FM}) + H_P \cos \phi_{FM} + H_2^{ef} + D_{FM} k_{FM}^2 \right]. \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

APÊNDICE B**Artigo publicado baseado nesta tese de doutorado**

1. TAFUR, M.; SOUSA, M. A.; PELEGRINI, F.; NASCIMENTO, V. P.; BAGGIO-SAITOVITCH, E.; **Ferromagnetic resonance study of dual exchange bias field behavior in NiFe/IrMn/Co trilayers**, Applied Physics Letters, vol. 102, pp. 062402-1-062402-5, 2013.

APÊNDICE C

Artigo aceito para publicação para publicação durante a elaboração deste trabalho e artigo submetido para publicação baseado nesta tese de doutorado

1. BARRETO, P. G.; SOUSA, M. A.; PELEGRINI, F.; ALAYO, W.; BAGGIO-SAITOVITCH, E., **Exchange anisotropy and antiferromagnetic coupling in NiFe/FeMn/Co trilayers**, IEEE Transactions on Magnetics, aceito para publicação em 2013.
2. SOUSA, M. A.; PELEGRINI, F.; ALAYO, W.; QUISPE-MARCATOMA, J.; BAGGIO-SAITOVITCH, E., **Parallel ferromagnetic resonance and spin-wave excitation in exchange-biased NiFe/IrMn bilayers**, Applied Physics Letters, submetido em julho de 2013.

APÊNDICE D**Outros artigos publicados e aceitos para publicação durante a elaboração deste trabalho**

1. ALAYO, W.; SOUSA, M. A.; PELEGRINI, F.; BAGGIO-SAITOVITCH, E., **Analysis of the weak coupling of the IrMn/Co/Ru/NiFe structures by ferromagnetic resonance**, Journal of Applied Physics, vol. 109, pp. 083917-1-083917-5, 2011.
2. QUISPE-MARCATOMA, J.; ROJAS-AYALA, C.; LANDAURO, C. V.; SOUSA, M. A., PELEGRINI, F.; TAQUIRE, M.; PENÃ RODRIGUEZ, V. A.; BAGGIO-SAITOVITCH, E. M., **Nanostructuring of i-Al₆₄Cu₂₃Fe₁₃ quasicrystals produced by arc-furnace**, vol. 203, pp. 1-8, 2011.
3. NICOLODI, S.; HARRES, A.; PEREIRA, L. G.; SCHMIDT, J. E.; SOUSA, M. A.; PELEGRINI, F.; VIEGAS, A. D. C.; DERANLOT, C.; PETROFF, F.; GESHEV, J., **Abrupt suppression of the exchange bias across a non-magnetic insulator spacer**, Journal of Applied Physics, vol. 110, pp. 063922-1-063922-6, 2011.
4. QUISPE-MARCATOMA, J.; PANDEY, B.; ALAYO, W.; SOUSA, M. A.; PELEGRINI, F.; BAGGIO-SAITOVITCH, E., **Preferential orientation of magnetization and interfacial disorder in Co/Au multilayers**, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, aceito para publicação em 2013.

Referências bibliográficas

- [1] GRUNDY P. J., GREIG D., HILL E. W. Multilayered magnetic materials, *Endeavour*, v. **17**, p. 154-159, 1993.
- [2] **Física 2011: Estado da arte, desafios e perspectivas para os próximos cinco anos.** Nogueira, S. e Romero, T., São Paulo, Sociedade Brasileira de Física, 2011.
- [3] MEIKLEJOHN, W. H.; BEAN, C. P. New Magnetic Anisotropy, *Physical Review*, v. **102**, p. 1413-1414, 1956.
- [4] NOGUÉS J., SCHULLER I. K., Exchange bias, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. **192**, p. 203-232, 1999.
- [5] STOECKLEIN, W.; PARKIN, S. S. P., SCOTT J. C., Ferromagnetic resonance studies of exchange-biased Permalloy thin films, *Physical Review B*, v. **38**, p. 6847-6854, 1988.
- [6] SPERIOSU V. S., PARKIN S. S. P., WILTS, C. H., Standing spinwaves in FeMn/NiFe/FeMn exchange-bias structures, *IEEE Transactions on Magnetics*, v. **23**, p. 2999-3001, 1987.
- [7] MAGARAGGIA R., KENNEWELL K., KOSTYLEV M., STAMPS R. L., ALI M., GREIG, D.; HICKEY, B. J.; MARROWS, C. H. Exchange anisotropy pinning of a standing spin-wave mode, *Physical Review B*, v. **83**, p. 054405-1-054405-7, 2011.
- [8] NAM, D. N. H.; CHEN, W.; WEST, K. G.; KIRKWOOD, D. M.; LU, J.; WOLF, S. A. Propagation of exchange bias in CoFe/FeMn/CoFe trilayers, *Applied Physics Letters*, v. **93**, p. 152504-1-152504-3, 2008.
- [9] YANG, F. Y.; CHIEN, C. L. Spiraling spin structure in an exchange-coupled antiferromagnetic layer, *Physical Review Letters*, v. **85**, p. 2597-2600, 2000.
- [10] LEUNG, C. W.; BLAMIRE, M. G. Interaction between exchange-bias systems in Ni₈₀Fe₂₀/Fe₅₀Mn₅₀/Co trilayers, *Physical Review B*, v. **72**, p. 054429-1-054429-7, 2005.
- [11] BLAMIRE, M. G.; ALI, M.; LEUNG, C.-W.; MARROWS, C. H.; HICKEY, B. J.; Exchange bias and blocking temperature in Co/FeMn/CuNi trilayers, *Physical Review Letters*, v. **98**, p. 217202-1-217202-4, 2007.
- [12] DEVASAHAYAM, A. J.; SIDES, P. J.; KRYDER, M. H. Magnetic, temperature, and corrosion properties of the NiFe/IrMn exchange couple, *Journal of Applied Physics*, v. **83**, p. 7216-7218, 1998.
- [13] KIWI, M. Exchange bias theory, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. **234**, p. 584-595, 2001.
- [14] BERKOWITZ, A. E.; TAKANO, K. Exchange anisotropy – a review, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. **200**, p. 552-570, 1999.

- [15] STAMPS, R. L. Mechanisms for exchange bias, **Journal of Physics D: Applied Physics**, v. **33**, p. R247-R268, 2000.
- [16] LEDERMAN, D.; NOGUÉS, J.; SCHULLER, I. K. Exchange anisotropy and the antiferromagnetic surface order parameter, **Physical Review B**, v. **56**, p. 2332-2335, 1997.
- [17] FULCOMER, E.; CHARAP, S. H. Thermal fluctuation aftereffect model for some systems with ferromagnetic-antiferromagnetic coupling, **Journal of Applied Physics**, v. **43**, p. 4190-4199, 1972.
- [18] MEIKLEJOHN, W. H. Exchange anisotropy – a review, **Journal of Applied Physics**, v. **33**, p. 1328-1335, 1962.
- [19] TSANG, C.; LEE, K. Temperature dependence of unidirectional anisotropy effects in the permalloy-FeMn systems, **Journal of Applied Physics**, v. **53**, p. 2605-2607, 1982.
- [20] NÉEL, L. Ferro-antiferromagnetic coupling in thin layers, **Annals of Physics**, v. **2**, p. 61-80, 1967.
- [21] MALOZEMOFF, A. P. Random-field model of exchange anisotropy at rough ferromagnetic-antiferromagnetic interfaces, **Physical Review B**, v. **35**, p. 3679-3682, 1987.
- [22] MAURI, D.; SIEGMANN, H. C.; BAGUS, P. S.; KAY, E. Simple model for thin ferromagnetic films exchange coupled to an antiferromagnetic substrate, **Journal of Applied Physics**, v. **62**, p. 3047-3049, 1987.
- [23] KOON, N. C. Calculations of exchange bias in thin films with ferromagnetic/antiferromagnetic interfaces, **Physical Review Letters**, v. **78**, p. 4865-4868, 1997.
- [24] MILLER, B. H.; DAHLBERG, E. D. Use of the anisotropic magnetoresistance to measure exchange anisotropy in Co/CoO bilayers, **Applied Physics Letters**, v. **69**, p. 3932-3934, 1996.
- [25] STILES, M. D.; McMICHAEL, R. D. Model for exchange bias in polycrystalline ferromagnet-antiferromagnet bilayers, **Physical Review B**, v. **59**, p. 3722-3733, 1999.
- [26] XI, H.; WHITE, R. M.; REZENDE, S. M. Irreversible and reversible measurements of exchange anisotropy, **Physical Review B**, v. **60**, p. 14837-14840, 1999.
- [27] GÖKEMEIJER, N. J.; CHIEN, C. L. Memory effects of exchange coupling in CoO/Ni₈₁Fe₁₉ bilayers, **Journal of Applied Physics**, v. **85**, p. 5516-5518, 1999.
- [28] GESHEV, J. Analytical solutions for exchange bias and coercivity in ferromagnetic/antiferromagnetic bilayers, **Physical Review B**, v. **62**, p. 5627-5633, 2000.
- [29] SKUMRYEV, V.; STOYANOV, S.; ZHANG, Y.; HARDJIPANAYIS, G.; GIVORD, D.; NOGUÉS, J. Beating the superparamagnetic limit with exchange bias, **Nature**, v. **423**, p. 850-853, 2003.

- [30] DIENY, B.; SPERIOSU, V. S.; PARKIN, S. S. P.; GURNEY, B. A.; WILHOIT, D. R.; MAURI, D. Giant magnetoresistance in soft ferromagnetic multilayers, **Physical Review B**, v. **43**, p. 1297-1300, 1991.
- [31] BAIBICH, M. N.; BROTO, J. M.; FERT, A.; NGUYEN VAN DAU, F.; PETROFF, F.; EITENNE, P.; CREUZET, G.; FRIEDERICH, A.; CHAZELAS, J. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices, **Physical Review Letters**, v. **61**, p. 2472-2475, 1988.
- [32] KOOLS, J. C. S. Exchange-biased spin-valves for magnetic storage, **IEEE Transactions on Magnetics**, v. **32**, p. 3165-3184, 1996.
- [33] HEINRICH, B.; BLAND, J. A. C. (Eds) **Ultrathin Magnetic Structures IV**, New York, Springer, 2005.
- [34] NISENOFF, M.; TERHUNE, R. W. Standing spin wave mode spectra in thin permalloy films prepared in vacuum of 10^{-7} Torr, **Journal of Applied Physics**, v. **36**, p. 732-738, 1965.
- [35] GESHEV, J.; PEREIRA, L. G.; SCHMIDT, J. E. Angular dependence of the exchange bias obtained from magnetization and ferromagnetic resonance measurements in exchange-coupled bilayers, **Physical Review B**, v. **64**, p. 184411-1-184411-5, 2001.
- [36] CULLITY, B. D.; GRAHAM, C. D. **Introduction to Magnetic Materials**, New Jersey, Wiley, 2009.
- [37] JOHNSON, M. T.; BLOEMEN, P. J. H.; BROEDER, F. J. A. D.; VRIES, J. J. Magnetic anisotropy in metallic multilayers, **Reports on Progress in Physics**, v. **59**, p. 1409-1458, 1996.
- [38] VLECK, V. J. On the anisotropy of cubic ferromagnetic crystals, **Physical Review**, v. **52**, p. 1178-11198, 1937.
- [39] RADO, G. T.; WEERTMAN, J. R. Spin-wave resonance in a ferromagnetic metal, **Journal of Physics and Chemistry of Solids**, v. **11**, p. 315-333, 1959.
- [40] SOOHOO, R. F. **Magnetic Thin Films**, New York, Harper & Row, 1965.
- [41] FARLE, M. Ferromagnetic Resonance of Ultrathin Metallic Layers, **Reports on Progress in Physics**, v. **61**, p. 755-826, 1998.
- [42] RESENDE, S. M. Ressonância ferromagnética e ondas de *spin*, **II Escola Brasileira de Magnetismo**, Rio, CBPF, 1999.
- [43] VONSOSVKII, S. V. **Ferromagnetic Resonance**, Oxford, Pergamon, 1966.
- [44] COEY, J. M. D. **Introduction to Magnetic Materials**, Cambridge, Cambridge University Press, 2010.

- [45] LINDNER, J.; BABERCHKE, K. *In situ* ferromagnetic resonance: an ultimate tool to investigate the coupling in ultrathin magnetic films, **Journal of Physics: Condensed Matter**, v. **15**, p. R193–R232, 2003.
- [46] SMIT, J; BELJERS, H. G. Ferromagnetic Resonance Absorption in $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$, A Highly Anisotropic Crystal, **Philips Research Reports**, v. **10**, p. 113-130, 1955.
- [47] SUHL, H. Ferromagnetic Resonance in Nickel Ferrite Between One and Two Kilomegacycles, **Physical Review**, v. **97**, p. 555-557, 1955.
- [48] NICOLODI, S. **Estudo de exchange bias em filmes de IrMn/Al₂O₃/Co e IrMn/Cr/Co**. Tese de Doutorado, Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2011.
- [49] KITTEL, C. Excitation of spin waves in a ferromagnet by a uniform rf field, **Physical Review**, v. **110**, p. 1295-1297, 1958.
- [50] SEAVEY, M. H. Jr.; TANNENWALD, P. E. Direct observation of spin wave resonance, **Physical Review Letters**, v. **1**, p. 168-169, 1958.
- [51] SOOHOO, R. F. General exchange boundary condition and surface anisotropy energy of a ferromagnet, **Physical Review**, v. **131**, p. 594-601, 1963.
- [52] RODRIGUEZ, W. E. A. **Anisotropia magnética e acoplamento de troca em multicamadas de metais de transição**. Tese de Doutorado, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Rio de Janeiro, 2007.
- [53] BIONDO FILHO, A. **Propriedades estruturais, magnéticas e de transporte de multicamadas Co/Cu e Py/X (Cu, Zr e WTi)**. Tese de Doutorado, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Rio de Janeiro, 2002.
- [54] SILVA, A. M. P. **Instrumentação para produção e caracterização de filmes finos nanoestruturados**. Dissertação de Mestrado, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Rio de Janeiro, 2002.
- [55] FULLERTON, E. E.; SCHULLER, I. K.; VANDERSTRAETEN, H.; BRUYNSERAEDE, Y. Structural refinement of superlattices from x-ray diffraction, **Physical Review B**, v. **45**, p. 9292-9310, 1992.
- [56] DAILLANT, J.; ALBA, M. High-resolution x-ray scattering measurements: I. Surfaces, **Reports on Progress in Physics**, v. **63**, p. 1725-1777, 2000.
- [57] MEUNIER, C.; TOMASELLA, E.; VIVE, S.; MIKHAILOV, S. X-Ray reflectometry study of diamond-like carbon films obtained by plasma-enhanced chemical vapor deposition, **Diamond and Related Materials**, v. **10**, p. 1491-1496, 2001.
- [58] MICELI, P. F.; NEUMANN, D. A.; ZABEL, H. X-ray refractive index: A tool to determine the average composition in multilayer structures, **Applied Physics Letters**, v. **48**, p. 24-26, 1986.

- [59] LEE, D. R.; SINHA, S. K.; NELSON, C. S.; LANG, J. C.; VENKATARAMAN, C. T.; SRAJER, G.; OSGOOD, R. M. H. X-ray resonant magnetic scattering from structurally and magnetically rough interfaces in multilayered systems. II. Diffuse scattering, **Physical Review B**, v. **68**, p. 224410-1-224410-14, 2003.
- [60] XU, Z.; TANG, Z.; KEVAN, S. D.; NOVET, T.; JOHNSON, D. C. Effect of structural incoherence on the low-angle diffraction pattern of synthetic multilayer materials, **Journal of Applied Physics**, v. **74**, p. 905-612, 1993.
- [61] TAFUR, U. M. **Interações magnéticas em tricamadas NiO/Cu/NiFe e NiO/Cr/NiFe com anisotropia unidirecional**. Tese de Dourorado, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Rio de Janeiro, 2008.
- [62] PARRATT, L. G. Surface studies of solids by total reflection of x-rays, **Physical Review**, v. **95**, p. 359-369, 1954.
- [63] DAILLANT, J.; ALBA, M. High-resolution x-ray scattering measurements: I. Surfaces, **Reports on Progress in Physics**, v. **63**, p. 1725-1777, 2000.
- [64] FEWSTER, P. F. X-ray analysis of thin films and multilayers, **Reports on Progress in Physics**, v. **59**, p. 1339-1407, 1996.
- [65] SAMPAIO, L. C.; GARCIA, F.; CERNICCHIARIO, R. C.; TAKEUCHI, Y. Técnicas de magnetometria, **Revista Brasileira de Ensino de Física**, v. **22**, p. 406-410, 2000.
- [66] McMICHAEL, R. D.; STILES, M. D.; CHEN, P. J.; EGELLOFF, W. F. Jr. Ferromagnetic Resonance Studies of NiO-coupled Thin Films of Ni₈₀Fe₂₀, **Physical Review B**, v. **58**, p. 8605-8611, 1998.
- [67] ALAYO, W.; XING, Y. Y.; BAGGIO-SAITOVITCH, E. Magnetization studies in IrMn/Co/Ru/NiFe spin valves with weak interlayer coupling, **Journal of Applied Physics**, v. **106**, p. 113903-1-113903-6, 2009.
- [68] SHAN, R.; LIN, W. W.; YIN, L. F.; TIAN, C. S.; SANG, H.; SUN, L.; ZHOU, S. M. Coercivity and magnetization reversal mechanism in ferromagnet/antiferromagnet bilayers: Correlation with microstructure of ferromagnetic layers, **Physical Review B**, v. **71**, p. 064402-1-064402-2, 2005.
- [69] BRUSTOLON, M.; GIAMELLO, E. **Electron Paramagnetic Resonance**, New Jersey, Wiley, 2009.
- [70] NASCIMENTO, V. P.; SAITOVITCH, E. B.; PELEGRINI, F.; FIGUEIREDO, L. C.; BIONDO, A.; PASSAMANI, E. C. Ferromagnetic resonance study of the exchange bias field in NiFe/FeMn/NiFe trilayers, **Journal of Applied Physics**, v. **99**, p. 08C108-1-08C108-3, 2006.
- [71] LAYADI, A.; CAIN, W. C.; LEE, J. W.; ARTMAN, J. O. Investigation of anisotropy by ferromagnetic resonance (FMR) in exchange-coupled bilayer films, **IEEE Transactions on Magnetism**, v. **23**, p. 2993-2995, 1987.

- [72] GESHEV, J.; PEREIRA, L. G.; SCHMIDT, J. E.; NAGAMINE, L. C. C. M.; SAI TOVITCH, E. B.; PELEGRINI, F. Frequency-dependent exchange bias in NiFe/NiO films, **Physical Review B**, v. **67**, p. 132401-1-132401-4, 2003.
- [73] GESHEV, J.; NICOLODI, S.; PEREIRA, L. G.; NAGAMINE, L. C. C. M.; SCHMIDT, J. E.; DERANLOT, C.; PETROFF, F.; RODRÍGUEZ-SUÁREZ, R. L.; AZEVEDO, A. Exchange bias through a Cu interlayer in an IrMn/Co system, **Physical Review B**, v. **75**, p. 214402-1-214402-5, 2007.
- [74] RADO, G. T.; WEBRTMAN, J. R. Spin-wave resonance in a ferromagnetic metal, **Journal of Physics and Chemistry of Solids**, v. **11**, p. 315-333, 1959.
- [75] GUSLIENKO, K. Yu.; SLAVIN, A. N.; Boundary conditions for magnetization in magnetic nanoelements, **Physical Review B**, v. **72**, p. 014463-1-014463-5, 2000.
- [76] BURGOS, E.; LEVA, E. S.; GÓMEZ, J.; TABARES, F. M.; MANSILLA, M. V.; BUTERA, A. Surface pinning in ferromagnetic films with perpendicular anisotropy, **Physical Review B**, v. **83**, p. 174417-1-174417-9, 2011.
- [77] JACOBI, D. M.; LEVA, E. S.; ÁLVAREZ, N.; MANSILLA, M. V.; GÓMEZ, J.; Butera, A. Angular and frequency dependence of standing spin waves in FePt films, **Journal of Applied Physics**, v. **111**, p. 033911-1-033911-5, 2012.
- [78] SCHMOOL, D. S.; BARANDIARÁN, J. M. Ferromagnetic resonance and spin wave resonance in multiphase materials: theoretical considerations, **Journal of Physics: Condensed Matter**, v. **10**, p. 10679-10700, 1998.
- [79] PUSZKARSKI, H. Surface modes in magnetic thin films and in spin wave resonance, **IEEE Transactions on Magnetics**, v. **9**, p. 22-27, 1973.
- [80] GESHEV, J.; NICOLODI, S.; da SILVA, R. B.; NOGUÉS, J.; SKUMRYEV, V.; BARÓ, M. D. Discrimination between coupling and anisotropy fields in exchange-biased bilayers, **Journal of Applied Physics**, v. **105**, p. 053903-1-053903-6, 2009.
- [81] NICOLODI, S.; PEREIRA, L. G.; HARRES, A.; AZEVEDO, G. M.; SCHMIDT, J. E.; GARCÍA-AGUIAR, I.; SOUZA-NETO, N. M.; DERANLOT, C.; PETROFF, F.; GESHEV, J. Negative rotatable anisotropy in IrMn/Cr/Co thin films, **Physical Review B**, v. **85**, p. 224438-1-224438-6, 2012.
- [82] PUSZKARSKI, H. Theory of surface states in spin wave resonance, **Progress in Surface Science**, v. **9**, p. 191-247, 1979.
- [83] YANG, F. Y.; CHIEN, C. L. Spiraling spin structure in an exchange-coupled antiferromagnetic Layer, **Physical Review Letters**, v. **85**, p. 2597-2600, 2000.
- [84] WIGEN, P. E. Microwave properties of magnetic garnet thin films, **Thin Solid Films**, v. **114**, p. 135-186, 1984.