

UNIVERSIDADE FEDERAL DE GOIÁS - UFG
INSTITUTO DE FÍSICA

MARCOS ANTONIO DE SOUSA

**ESTUDO POR RESSONÂNCIA FERROMAGNÉTICA DAS ANISOTROPIAS UNIAXIAL
E UNIDIRECIONAL EM BICAMADAS E TRICAMADAS MAGNÉTICAS**

GOIÂNIA

2009

MARCOS ANTONIO DE SOUSA

**ESTUDO POR RESSONÂNCIA FERROMAGNÉTICA DAS ANISOTROPIAS UNIAXIAL
E UNIDIRECIONAL EM BICAMADAS E TRICAMADAS MAGNÉTICAS**

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

Área de concentração: Física da Matéria Condensada.

Orientador: Prof. Dr.Fernando Pelegrini

GOIÂNIA-GOIÁS

MARÇO DE 2009

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

S725e Sousa, Marcos Antonio de.
Estudo por ressonância ferromagnética das anisotropias uniaxial e unidirecional em bicamadas e tricamadas magnéticas [manuscrito] / Marcos Antonio de Sousa. - 2009.
79 f. : il., figs, tabs.

Orientador: Prof. Dr. Fernando Pelegriani.
Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Goiás, Instituto de Física, 2009.
Bibliografia.
Inclui lista de figuras e tabelas.

1. Ressonância ferromagnética 2. Anisotropias
3. Bicamadas e tricamadas. I. Título.

CDU:537.635

A Maria Lucia, 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, que, nos anos de convivência, muito me ensinou, contribuindo para meu crescimento científico e intelectual, e orientação no decorrer deste trabalho.

À Dra. Elisa Baggio-Saitovitch e ao Dr. Miguel Tafur, do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, e ao Dr. Armando Biondo, do Departamento de Física da Universidade Federal do Espírito Santo, pelo fornecimento das amostras de filmes magnéticos estudados neste trabalho.

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 mestrado.

À CAPES, pela concessão da bolsa de mestrado e pelo apoio financeiro para a realização desta pesquisa.

“A mente que se abre a uma nova idéia jamais voltará ao seu tamanho original”.
Albert Einstein

RESUMO

A técnica de ressonância ferromagnética (FMR) foi utilizada para estudar propriedades magnéticas de bicamadas NiO/Co, NiO/Py e Py/FeMn (Py = Ni₈₁Fe₁₉) e tricamadas Co/NiO/Co, com diferentes espessuras das camadas ferromagnética e antiferromagnética, depositadas pela técnica de dc *magnetron sputtering* na presença de campo magnético de 400 Oe. Os experimentos de FMR foram todos realizados em temperatura ambiente usando um espectrômetro Bruker ESP-300 de alta sensibilidade, com varredura do campo estático e técnicas padrões de modulação e detecção sensível à fase, em Banda-X (~ 9.70 GHz) e Banda-Q (~ 34.0 GHz). A dependência angular do campo de ressonância H_{res} no plano do filme permitiu medir o campo de *exchange bias* observado em algumas bicamadas NiO/Py. Para as demais bicamadas e as tricamadas Co/NiO/Co foi possível medir a anisotropia uniaxial no plano da camada de Co. Os valores dos campos de *exchange bias* medidos para as bicamadas variaram de 29 Oe a 123 Oe, enquanto que os campos de anisotropia uniaxial variaram de 5 a 45 Oe. Para as tricamadas Co/NiO/Co, os campos de anisotropia uniaxial no plano apresentaram grande variação de 34 a 216 Oe. A dependência angular do campo de ressonância fora-do-plano do filme permitiu obter os valores da magnetização efetiva e do fator-g, dependentes não somente de parâmetros específicos das amostras, como a espessura da camada ferromagnética, mas também das condições de deposição. Os resultados obtidos foram comparados com valores conhecidos na literatura e mostram a alta sensibilidade da técnica de ressonância ferromagnética para o estudo da anisotropia magnética e do fenômeno de *exchange bias*.

ABSTRACT

The Ferromagnetic Resonance (FMR) technique at the X-band (~ 9.70 GHz) and Q-band (~ 34.0 GHz) was used to study the magnetic properties of NiO/Co, NiO/Py and Py/FeMn bilayers, and Co/NiO/Co trilayers with different thicknesses, deposited by dc magnetron sputtering technique in the presence of a 400 Oe magnetic field. The FMR experiments were all done at room temperature using a high sensitivity Bruker ESP-300 spectrometer, with static scanning field and usual modulation and phase sensitive detection techniques. The angular dependence of the in-plane resonance field allows the measurement of the exchange bias field for some NiO/Py bilayers and the uniaxial anisotropy of the Co layer of NiO/Py bilayers and Co/NiO/Co trilayers. The value of the exchange bias field of the NiO/Py bilayers varies from 29 Oe to 123 Oe while the uniaxial anisotropy field of the Co layer, varies from 5 to 45 Oe. For Co/NiO/Co trilayers, the Co in-plane uniaxial anisotropy field varies from 34 to 216 Oe. The out-of-plane angular dependence of the resonance field allows the measurement of the effective magnetization and the g-factor, which depend not only on the specific parameters of the samples, such as thickness of the ferromagnetic layer, but also on the deposition conditions. The results obtained were compared with known values in the literature and show the high sensitivity of the ferromagnetic resonance technique in the study of the magnetic anisotropy and the exchange bias phenomena.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1.1	Ilustração esquemática de multicamadas magnéticas.....	9
Figura 1.2	Ilustração de uma cabeça de gravação magnética (<i>Magnetic recording head</i>)	10
Figura 2.1	Esferóide oblato.....	21
Figura 3.1	Curva de histerese de uma bicamada FeF ₂ /Fe após o procedimento de campo de resfriamento de 10 K	25
Figura 3.2	Representação esquemática da curva de torque para uma bicamada AF/FM antes (a) do procedimento de campo de resfriamento e após (b).....	26
Figura 3.3	Diagrama da configuração de spins e sua curva de magnetização associada.....	27
Figura 4.1	Precessão dos momentos magnéticos $\vec{\mu}$ em torno do campo magnético aplicado $\vec{H}_0$	32
Figura 4.2	Precessão amortecida da magnetização $\vec{M}$ em torno do campo magnético efetivo $\vec{H}_{ef}$ na ausência de um campo de alta frequência	33
Figura 4.3	Sistema de coordenadas usadas nas medidas de ressonância ferromagnética	36
Figura 5.1	Diagrama de blocos do espectrômetro Bruker ESP-300	47
Figura 5.2	Espectros típicos de FMR da bicamada NiO/Py com a camada de Py de 50 Å	49
Figura 5.3	Dependência angular do campo de ressonância da bicamada NiO/Co(20 Å)	49
Figura 5.4	Dependência angular do campo de ressonância da bicamada NiO/Co(30 Å).....	50
Figura 5.5	Espectros de FMR da bicamada NiO/Co(20 Å).....	51
Figura 5.6	Espectros de FMR da bicamada NiO/Co(30 Å)	52
Figura 5.7	Espectros típicos de FMR da tricamada Co/NiO/Co com $t_{NiO} = 3$ Å.....	54
Figura 5.8	Dependência angular do campo de ressonância da tricamada Co/NiO/Co com $t_{NiO} = 5$ Å	54
Figura 5.9	Dependência angular do campo de ressonância da tricamada Co/NiO/Co com $t_{NiO} = 3$ Å	55
Figura 5.10	Espectros de FMR da tricamada Co/NiO/Co com $t_{NiO} = 10$ Å	56
Figura 5.11	Espectros de FMR para a tricamada Co/NiO/Co com $t_{NiO} = 30$ Å	57

Figura 5.12	Dependência angular do campo de ressonância em relação à normal ao plano do filme para tracamada Co/NiO/Co com $t_{\text{NiO}} = 50 \text{ \AA}$	58
Figura 5.13	Espectros típicos de FMR da bicamada NiO/Py(60 $\text{\AA}$).....	59
Figura 5.14	Dependência angular do campo de ressonância para a bicamada NiO/Py com $t_{\text{Py}} = 70 \text{ \AA}$	60
Figura 5.15	Dependência angular do campo de ressonância para as bicamadas NiO/Py(65 $\text{\AA}$) e NiO/Py (60 $\text{\AA}$) (geometria paralela)	60
Figura 5.16	Dependência angular do campo de ressonância, com o magnético externo aplicado no plano do filme para a bicamada NiO/Co(30 $\text{\AA}$).....	61
Figura 5.17	Dependência angular do campo de ressonância, com o magnético externo aplicado no plano do filme para a bicamada NiO/Co(20 $\text{\AA}$).....	61
Figura 5.18	Espectros típicos de FMR com campo magnético externo aplicado paralelo ao plano do filme para a tracamada Co/NiO/Co com $t_{\text{NiO}} = 3 \text{ \AA}$	63
Figura 5.19	Dependência angular do campo de ressonância, com magnético externo aplicado no plano do filme para a tracamada Co/NiO/Co com $t_{\text{NiO}} = 5 \text{ \AA}$	63
Figura 5.20	Dependência angular do campo de ressonância, com o magnético externo aplicado no plano do filme para a tracamada Co/NiO/Co com $t_{\text{NiO}} = 3 \text{ \AA}$	64
Figura 5.21	Espectros de FMR para a tracamada Co/NiO/Co com $t_{\text{NiO}} = 10 \text{ \AA}$ da, na geometria paralela.....	65
Figura 5.22	Dependência angular da largura de linha do espectro de FMR.....	66

LISTA DE TABELAS

Tabela 1.1	As épocas do magnetismo segundo J. M. D. Coey [12]	14
Tabela 5.1	Bicamadas, com as respectivas espessuras de cada camada	45
Tabela 5.2	Tricamadas Co/NiO/Co, com as respectivas espessuras de cada camada.....	46
Tabela 5.3	Valores medidos do campo ressonância e largura de linha na configuração perpendicular para as bicamadas	50
Tabela 5.4	Valores medidos de campo ressonância e largura de linha na configuração perpendicular para as tricamadas Co/NiO/Co	55
Tabela 5.5	Valores medido do campo ressonância e largura de linha na geometria paralela para as bicamadas NiO/Co, NiO/Py e Py/FeMn estudadas.....	62
Tabela 5.6	Valores medidos do campo de ressonância e largura de linha na geometria paralela para as tricamadas Co/NiO/Co	64
Tabela 6.1	Valores da magnetização efetiva e fator-g das bicamadas	69
Tabela 6.2	Valores da magnetização efetiva e fator-g das tricamadas Co/NiO/Co.....	69
Tabela 6.3	Valores do campo de anisotropia uniaxial no plano H_U e do campo de exchange bias H_{EX} das bicamadas	72
Tabela 6.4	Espessuras das camadas antiferromagnéticas t_{NiO} e campos de anisotropia uniaxial no plano das tricamadas	72
Tabela 6.5	Valores dos campos de exchange bias H_{EX} conforme as referências indicadas	73

SUMÁRIO

1	Introdução.....	8
1.1	Filmes Finos e Multicamadas.....	8
1.2	Aplicações	13
2	Anisotropia Magnética	17
2.1	Introdução	17
2.2	Anisotropia Magnetocristalina	18
2.3	Anisotropia Magnetostática ou Anisotropia de Forma	20
2.4	Anisotropia Magnetoelástica.....	21
2.5	Anisotropia Induzida.....	22
3	Exchange Bias	24
3.1	Fenomenologia do Campo de Exchange Bias.....	24
3.1.1	Modelo Descritivo Simples.....	26
3.2	Preparação e Aplicações de Sistemas com Exchange Bias.....	28
4	Teoria Básica de Ressonância Ferromagnética	30
4.1	Introdução	30
4.2	Breve Histórico de Ressonância Ferromagnética.....	30
4.3	Fenomenologia da Ressonância Ferromagnética	31
4.4	Ressonância Ferromagnética em Filmes Finos	34
4.5	Energia Livre do Sistema.....	36
4.6	Condições de Ressonância para um Filme Fino.....	37
4.6.1	Condição de Ressonância Paralela	38
4.6.2	Condição de Ressonância Perpendicular	40
5	Resultados Experimentais	43
5.1	Características das Amostras.....	43
5.1.1	I Conjunto de Amostras: Bicamadas Magnéticas.....	44
5.1.2	II Conjunto de Amostras: Tricamadas Magnéticas	45
5.2	Medidas de Ressonância Ferromagnética	46
5.3	Precisão das Medidas.....	47

5.4	Dependência Angular do Campo de Ressonância.....	48
5.4.1	Bicamadas Magnéticas: Geometria Fora do Plano.....	48
5.4.2	Tricamadas Magnéticas: Geometria Fora do Plano.....	53
5.4.3	Bicamadas Magnéticas: Geometria Paralela.....	58
5.4.4	Tricamadas Magnéticas: Geometria Paralela.....	62
5.5	Dependência Angular da Largura de Linha	66
6	Análise e Discussão dos Resultados.....	68
6.1	Magnetização Efetiva	68
6.2	Anisotropia Uniaxial e Unidirecional.....	70
7	Conclusões e Recomendações	74
7.1	Conclusões	74
7.2	Recomendações	75
	Referências	76

CAPÍTULO 1

Introdução

Nesta introdução são apresentados aspectos fundamentais, aplicações e potenciais aplicações dos filmes finos magnéticos, comentando inicialmente uma importante descoberta e alguns avanços tecnológicos proporcionados pela utilização deste tipo de material. São abordadas, resumidamente, as características estruturais, e as técnicas de preparação e caracterização de filmes finos. São apresentadas algumas tecnologias relacionadas à utilização de filmes finos e multicamadas.

1.1 Filmes Finos e Multicamadas

Em 1988, dois grupos de pesquisa descobriram independentemente, materiais que apresentam uma enorme magnetorresistência, MR (*Magneto Resistance*), agora conhecida como magnetorresistência gigante, GMR (*Giant Magneto Resistance*). O fenômeno denominado magnetorresistência é a mudança na resistência elétrica na presença de campo magnético [1]. Os materiais descobertos que apresentam GMR são multicamadas magnéticas que consistem de camadas de metais ferromagnéticos e não magnéticos, empilhadas uma sobre a outra (Figura 1.1). As espessuras das camadas individuais são da ordem de nanômetros ($1 \text{ nm} = 10^{-9} \text{ m}$). Nos experimentos originais que levaram a descoberta da GMR o grupo comandado por Peter Grünberg, na Alemanha, em 1989 [2], usou tricamadas Fe/Cr/Fe, enquanto o outro grupo chefiado por Albert Fert, o qual teve a participação do físico brasileiro Mario Baibich, na França em 1988 [3], usou multicamadas da forma $(\text{Fe/Cr})_n$, com n podendo ser tão alto quanto 60.

Albert Fert e Peter Grünberg não apenas mediram um forte aumento da magnetorresistência, mas identificaram sua observação como um novo fenômeno. O título original do trabalho do

grupo de Albert Fert, já se referia ao efeito observado como “Magnetorresistência Gigante”. Peter Grünberg também percebeu novas possibilidades para aplicações técnicas e patenteou a descoberta. Pela descoberta, Albert Fert e Peter Grünberg foram condecorados com o Prêmio Nobel em física no ano de 2007. A descoberta da magnetorresistência gigante estimulou as pesquisas científicas em filmes finos e multicamadas magnéticas, o que resultou na observação de inúmeros outros fenômenos nos quais as propriedades de transportes são controladas pelo spin do elétron. Em consequência, vários dispositivos eletrônicos inteiramente novos foram desenvolvidos, dando origem a um novo ramo da tecnologia denominado spintrônica, ou magnetoeletrônica.

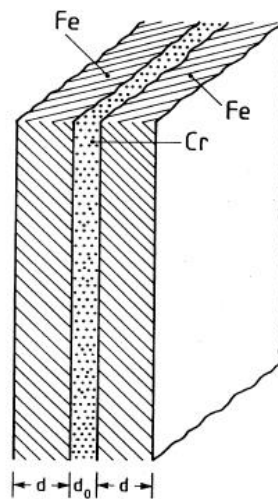


Figura 1.1 - Ilustração esquemática de multicamadas magnéticas. As espessuras d e d_0 são das camadas de ferro (Fe) e de cromo (Cr). Esta ilustração descreve a tricamada usada pelo grupo de Grünberg [2].

Numa corrente elétrica convencional, os spins apontam aleatoriamente e não influenciam, por exemplo, o valor da resistência de um fio ou na amplificação de um circuito de transistores. Os dispositivos com base na spintrônica, ao contrário, dependem do fato de os elétrons terem spin “para cima” (*spin-up*) ou “para baixo” (*spin-down*). Quando uma corrente passa pelo material FM, elétrons cujo spin aponta num certo sentido (“para cima ou para baixo”) tendem a ser obstruídos. Como resultado, a corrente é spin-polarizada, na qual todos os elétrons possuem spins que

apontam num sentido único. O material FM pode afetar o fluxo de uma corrente que passa por um metal não magnético nas proximidades. Por exemplo, cabeças de leitura empregadas atualmente em discos rígidos de computador usam um dispositivo conhecido como válvula de spin (Figura 1.2), sendo uma das camadas FM acoplada a uma camada antiferromagnética (AF). A magnetização da primeira camada FM é fixa devido à interação com a camada AF, mas a da segunda, não. Quando a cabeça de leitura se movimenta ao longo da linha de dados no disco rígido do computador, os pequenos campos magnéticos que representam os *bits* 1 e 0 gravados no disco são suficientes para alterar, de um sentido para outro, a magnetização da segunda camada, tornando-a paralela ou antiparalela à magnetização da camada fixa [4].

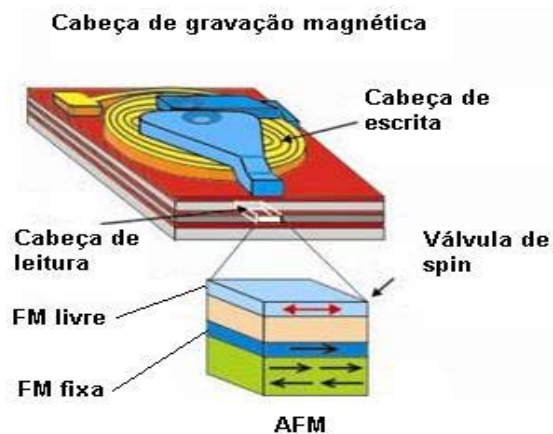


Figura 1.2 – Ilustração de uma cabeça de gravação magnética (*Magnetic recording head*). Composta por uma cabeça de escrita (*write head*), contendo uma bobina e uma haste que orienta o fluxo magnético. Entre isoladores e camadas de proteção está uma cabeça de leitura magnética (*read head*), constituída de uma válvula de spin que detecta pequenas intensidades de campo a partir de domínios magnéticos (*bits*), sobre o disco de gravação (*recording disk*). O sensor de válvula de spin (*spin valve sensor*) é constituído por uma camada FM fixa (*FM reference*), cuja magnetização está fixa pelo campo de *exchange bias* devido a interação desta camada com a camada AFM e uma camada livre (*FM sensor*) com a magnetização livre, na qual campos relativamente pequenos alteram a orientação da magnetização [5].

Se a magnetização for paralela, isto é, se os spins dos elétrons das duas camadas apontarem no mesmo sentido, os elétrons orientados no sentido favorecido fluem facilmente pelo condutor.

Se for antiparalela, os elétrons são obstruídos. As alterações de corrente resultantes permitem que cabeças de leitura GMR detectem campos bem mais fracos que suas antecessoras podiam detectar. Assim, elas possibilitam que os dados sejam armazenados por meio de “pontos” magnéticos mais próximos no disco aumentando as densidades de armazenamento por um fator de três.

O mecanismo que prende a magnetização da camada fixa foi descoberto em 1956, por W. H. Meiklejohn e C. P. Bean, sendo conhecido como anisotropia de *exchange* ou campo de *exchange bias* H_{ex} (*exchange bias*). Ele resulta da interação dos spins na interface de uma camada FM com uma camada AF. A anisotropia de *exchange* será descrita com mais detalhes no Capítulo 2.

Todos os desenvolvimentos descritos foram possibilitados por inúmeros avanços científicos e descobertas fundamentais na área de filmes finos e multicamadas magnéticas. Os filmes finos são estruturas preparadas artificialmente, com dimensões da ordem de nanômetros. Estes materiais podem ser classificados, em relação à microestrutura como monocristalinos, quando os átomos ocupam posições regulares na rede, que se repetem indefinidamente; policristalinos, quando existe um agregado de pequenos grãos, cuja estrutura interna é cristalina, mas sendo que a direção do arranjo cristalino de um grão não apresenta relação com a direção dos seus vizinhos; e amorfos quando não há nenhuma regularidade química e/ou topológica entre os átomos [4, 6]. Entretanto, existem controvérsias em relação à denominação de um filme fino. Por exemplo, em laboratórios de difração de raio-X (XRD, na sigla em inglês) os termos utilizados são: filme, para uma espessura de 10 μm ; filme fino, quando a espessura é de 1 μm ; filme muito fino, para uma espessura de 100 nm; filme ultrafino, quando a espessura é da ordem de 10 nm; e uma superfície quando a espessura atinge 1 nm [7]. As amostras estudadas neste trabalho possuem camadas magnéticas com diferentes espessuras na faixa de 0,3 a 35 nm.

Em relação à microestrutura dos filmes, podemos classificá-los como monocristalinos, quando os átomos ocupam posições regulares na rede, que se repetem indefinidamente; policristalinos, quando existe um agregado de pequenos grãos, cuja estrutura interna é cristalina, mas sendo que a direção do arranjo cristalino de um grão não apresenta relação com a direção dos seus vizinhos; e amorfos quando não há nenhuma regularidade entre os átomos [4, 6].

Filmes finos magnéticos são geralmente ferromagnéticos, isto é, apresentam uma magnetização espontânea, que decorre da interação de troca (interação de *exchange*), ou antiferromagnéticos, que tem magnetização total nula [1, 6]. Os filmes ferromagnéticos mais estudados são os de metais como ferro (Fe), níquel (Ni), cobalto (Co), e de ligas ferromagnéticas preparadas a partir destes materiais. Neste trabalho, será realizado um estudo das propriedades magnéticas de bicamadas e tricamadas de filmes finos, contendo camadas ferromagnéticas de Co, ou de $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ (Py), e antiferromagnéticas de, NiO (óxido de níquel) ou FeMn.

Em materiais ferromagnéticos, os domínios estão orientados aleatoriamente. Entretanto, quando um campo magnético externo é aplicado, os domínios que possuem a mesma orientação do campo começam a crescer, enquanto os outros giram, até que uma magnetização de saturação é atingida e a estrutura de domínios é quebrada, levando a amostra a se comporta como um grande monodomínio [8]. Nos materiais ferromagnéticos existe assim uma direção no qual a magnetização de saturação se torna mais fácil de ser orientada, o que implica na direção fácil e, conseqüentemente, em anisotropia magnética. O níquel, por exemplo, com estrutura fcc, tem sua orientação fácil em [111], a média em [110] e a difícil em [100] [6, 9]. A origem destas direções preferenciais está na interação do momento angular orbital e dos spins dos elétrons com o campo elétrico periódico da rede cristalina. Estas propriedades acontecem também em filmes finos monocristalinos ferromagnéticos, se os mesmos forem preparados na ausência de um campo magnético externo. Um campo magnético externo da origem a uma considerável anisotropia dependente da direção do campo. A ocorrência de anisotropia magnética indica que a energia livre

de uma substância ferromagnética é uma função da direção da magnetização da amostra. A direção de fácil magnetização corresponde ao estado de menor energia, ou estado estável. Uma abordagem um pouco mais ampla sobre anisotropia magnética será feita no Capítulo 3.

1.2 Aplicações

A manipulação das propriedades intrínsecas (magnetorresistência, anisotropia magnetocristalina e magnetização espontânea) e o controle das propriedades extrínsecas (coercividade, magnetização remanente e características micromagnéticas) possibilitam uma grande variedade de aplicações tecnológicas dos filmes finos magnéticos. Dentre estas aplicações, estão os discos rígidos e flexíveis para computadores, resistores, capacitores, contatos metálicos em dispositivos semicondutores, camadas magnéticas em dispositivos de gravação, camadas dielétricas em dispositivos optoeletrônicos, sensores de campo, dispositivos semi ou supercondutores [4, 10-11].

Nas áreas de gravação e armazenamento magnéticos de dados os filmes finos são muito importantes. A Tabela 1.1, ampliada a partir da proposta original de J. D. M. Coey [12] mostra que a partir do progresso que ocorreu na utilização destes materiais, nas áreas citadas,

Tabela 1.1 - As épocas do magnetismo segundo J. M. D. Coey [12].

Épocas	Período	Principais nomes	Controle	Realizações	Materiais	Aplicações/dispositivos
Antiguidade	- 1000 - 1500	Shen Kua Petrus Peregrinus	Estado	Intensidade de campo, magnetismo induzido, termor-rmanente	Ferro, Ímã natural	Ponteiro do Sul, bússola
Imperial	1500 – 1820	Gilbert Descartes Bernoulli	Marinha	Campo da Terra	Ferro, Ímã natural	<i>Dip circle</i> , Ferradura magnética
Eletromagnética	1820 – 1900	Oesterd, Ampère, Faraday, Maxwell, Hertz	Indústria (Infra-estrutura)	Indução eletromagnética, equações de Maxwell	Metais elétricos	Motores, geradores, telégrafo, <i>wireless</i> , gravação magnética
Compreensão	1900 – 1935	Weiss, Bohr, Heisenberg Paul, Dirac, Landau	Univer-sidade	Spin, interações de exchange	Alnico	
Alta frequência	1935 – 1960	Bloch, Pound, Purcell	Militar	Micro-ondas, EPR, FMR, NMR	Ferritas	Radar, televisão, MRI
Aplicações	1960 – 1995	Rosensweig	Indústria (consumo)	Novos micro-materiais de circuitos magnéticos	Nd-Fe-B, Sm-Co Ferrofluidos	Eletrônicos para consumo
Aplicações Spintrônica	1995 - ...	Meiklejohn Bean Fert Grünberg Parkin	Indústria (consumo)	Dispositivos de filmes finos	Multicamadas Nanopartículas Ferrofluidos	Gravação magnética de alta densidade, MRAM, Medicina Biologia

houve enormes avanços tecnológicos [13]. Convém observar que as contribuições mais significativas da comunidade brasileira de magnetismo são tão recentes que se enquadram apenas na última linha desta tabela.

Um dos importantes dispositivos na área de gravação e armazenamento magnético é a memória magneto-óptica, empregada em discos removíveis de alta capacidade. Neste dispositivo, os *bits* de informação são gravados no disco em movimento por um processo termomagnético. Basicamente, no processo de gravação o feixe de um laser semiconductor modulado pelo sinal elétrico contendo a informação a ser gravada (0 ou 1) é focalizado por uma lente na camada magnética. O filme é previamente magnetizado na direção perpendicular, para cima correspondendo ao bit 0. Além disso, na região do foco da lente existe um campo magnético criado por um ímã permanente, dirigido para baixo. Este campo tem valor menor que o campo coercitivo H_c do filme à temperatura ambiente, entretanto, apenas este campo não é suficiente para alterar a magnetização do filme. Para gravar o bit 1 numa pequena região do filme, o feixe do laser aquece esta região e produz uma rápida diminuição de H_c ; isto possibilita ao campo do ímã inverter o sentido da magnetização [4]. O processo de leitura é baseado em um efeito magneto-óptico. Quando um feixe de luz polarizada incide na superfície de um material magnético, a luz refletida tem polarização em direção ligeiramente diferente da incidente. O sentido da mudança de polarização depende do sentido da magnetização, isto é, depende do bit gravado ser 0 ou 1 [10].

As principais vantagens da gravação magneto-óptica em relação à gravação convencional nos discos rígidos e flexíveis são: menor tempo de acesso e a maior capacidade de armazenamento (não há contato entre o cabeçote de gravação e leitura com o disco), além disso, tem o fato de a área de focalização da lente ser relativamente menor que a área mínima necessária para gravar e reproduzir um sinal com cabeçotes indutivos. Os discos magneto-ópticos são produzidos a partir de filmes finos ou multicamadas magnéticas que apresentam intenso efeito magneto-óptico e magnetização perpendicular ao plano do filme.

Entretanto, apesar de todas estas aplicações e da anisotropia magnética ser amplamente estudada, por várias técnicas experimentais, em filmes finos magnéticos, ainda há questões controversas e não resolvidas sobre o *exchange bias*. Dentre os vários aspectos não solucionados, está o efeito da espessura da camada FM sobre o *exchange bias* [14]. Para vários trabalhos estudados, tem sido observado que o *exchange bias* é inversamente proporcional a espessura da camada FM, indicando que este efeito é devido a interface. Todavia, se a camada FM é muito fina, esta relação pode não ser mais válida, provavelmente, devido à camada FM se torna descontínua. A espessura no qual isto ocorre (geralmente, alguns poucos nm) depende do sistema estudado, da microestrutura e do material FM depositado [14].

Este trabalho tem como objetivo realizar um estudo das anisotropias unidirecional e uniaxial e das propriedades magnéticas, utilizando a técnica de ressonância ferromagnética (FMR, na sigla em inglês), de quatro diferentes sistemas físicos de filmes finos magnéticos: bicamadas NiO/Co(t_{Co}), NiO/Py(t_{Py}) e Py/FeMn e tricamadas Co/NiO(t_{NiO})/Co, depositadas por *Magnetron Sputtering*.

Neste capítulo foram considerados alguns aspectos básicos e aplicados que justificam o interesse no estudo de filmes finos magnéticos. Nos demais capítulos são abordados as formas de anisotropia magnética relevantes, aspectos relativos ao campo de *exchange bias*, teoria básica de ressonância ferromagnética, resultados experimentais, discussões, análises e conclusões e recomendações.

CAPÍTULO 2

Anisotropia Magnética

Uma das propriedades mais importantes dos materiais ferromagnéticos é anisotropia magnética. A determinação experimental da anisotropia de filmes finos foi realizada pioneiramente por Gradmann e colaboradores [9]. Neste capítulo, serão apresentados os tipos de anisotropia magnéticas mais comuns em filmes finos, suas formas fenomenológicas, assim como a possível coexistência de vários tipos de anisotropia em uma mesma amostra.

2.1 Introdução

A experiência mostra que num material FM a magnetização tende a se alinhar ao longo de certos eixos cristalográficos, ou seja, existe uma energia que faz com que a magnetização seja dirigida para direções preferenciais conhecidas como eixos de fácil magnetização ou eixos de magnetização espontânea. Esta propriedade é denominada de anisotropia magnética. Existem vários tipos de anisotropia magnética, tais como:

- a) Anisotropia Magnetocristalina
- b) Anisotropia Magnetostática
- c) Anisotropia Magnetoelástica
- d) Anisotropia Induzida

2.2 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. Entretanto, há todo um conjunto de interações. Assim, destaca-se a interação entre dois spins ou acoplamento spin-spin (*exchange interaction*). Apesar de esta interação ser muito intensa ela não contribui para a anisotropia magnetocristalina; ela depende apenas do ângulo entre dois spins e não de todas as direções de spin com respeito à rede cristalina. Isto pode ser visto na equação da energia de troca [1, 6, 15]:

$$E_{ex} = -2J_{ex}\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j = -2J_{ex}S_i \cdot S_j \cos \phi \quad (2.2)$$

onde J_{ex} é a integral de troca, S_i e S_j são os spins dos elétrons i e j, respectivamente, e ϕ é o ângulo entre as direções dos spins.

Outra interação que ocorre é a interação órbita-rede, que é muito intensa. Entretanto, as orientações das órbitas estão fortemente fixas à rede e mesmo campos bem intensos não podem alterá-la. O acoplamento spin-órbita, entretanto, é relativamente fraco e geralmente algumas centenas de oersteds apenas são suficientes para girar o eixo de spin, confirmando assim que esta interação possui maior influência sobre a anisotropia magnetocristalina.

A energia de anisotropia magnetocristalina é, em geral, representada por uma série de potências dos cossenos diretores da magnetização com relação aos eixos do cristal. Para um cristal com simetria cúbica, a energia de anisotropia pode ser escrita da seguinte forma [1]:

$$E_A = K_0 + K_1(\alpha^2_1\alpha^2_2 + \alpha^2_2\alpha^2_3 + \alpha^2_3\alpha^2_1) + K_2(\alpha^2_1\alpha^2_2\alpha^2_3) + \dots, \quad (2.3)$$

onde $K_0, K_1, K_2, \dots$ 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 ordem 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 cristal hexagonal, por exemplo, a energia magnetocristalina pode ser escrita da seguinte forma [15]:

$$E_K = K \sin^2 \theta, \quad (2.4)$$

sendo θ o ângulo entre a magnetização e o eixo de fácil magnetização (eixo hexagonal c) e K a constante de anisotropia de primeira ordem. 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 ($\sin \theta \approx \theta$), o torque é dado pela seguinte relação:

$$T = 2K\theta, \quad (2.5)$$

sendo K a constante de anisotropia. Entretanto, assumindo que há um campo de anisotropia efetiva $\vec{H}_K$ que produz o mesmo efeito da anisotropia magnetocristalina, isto é, que causa o mesmo torque na magnetização $T = \vec{H}_K \times \vec{M}_S = H_K M_S \theta = 2K\theta$, no qual são considerados pequenos valores de ângulos, a partir desta equação o campo de anisotropia é dado por:

$$H_K = \frac{2K}{M_S}, \quad (2.6)$$

onde M_S é a magnetização de saturação do material ferromagnético.

2.3 Anisotropia Magnetostática ou Anisotropia de Forma

A anisotropia magnética reflete a dependência da energia interna da amostra ferromagnética com relação à orientação da magnetização espontânea. Assim, a energia magnetostática associada ao campo desmagnetizante de uma amostra pode ser escrita da seguinte forma [1, 15]:

$$E_d = -\frac{1}{2} \vec{H}_d \cdot \vec{M}_s, \quad (2.7)$$

onde $H_d = N_d M_s$ é o campo desmagnetizante, 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 elipsóide com semi-eixo maior a e semi-eixo menor b , onde $b = c$ (Figura 2.1), a Equação (2.7) pode ser reescrita como [1],

$$E_d = \frac{1}{2} M_s^2 N_a + \frac{1}{2} (N_b - N_a) M_s^2 \sin^2 \theta, \quad (2.8)$$

onde N_a e N_b são os fatores desmagnetizantes, M_s é a magnetização de saturação e θ é o ângulo entre a magnetização e o eixo fácil. Esta equação da energia magnetostática 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. E percebe-se que as duas apresentam-se como anisotropia uniaxial.

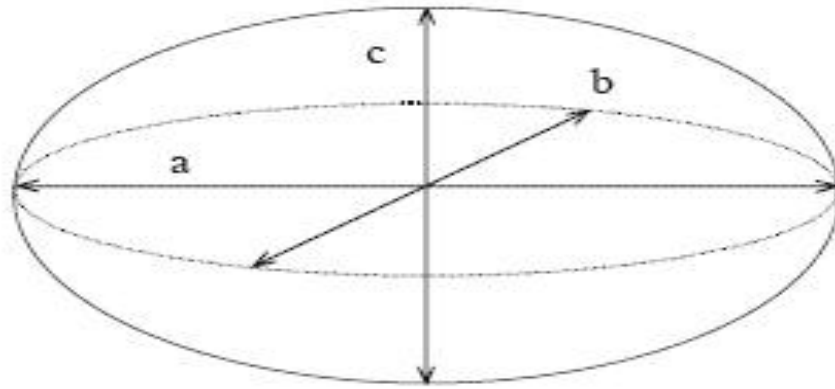


Figura 2.1 - Esferóide oblato.

No caso de um filme fino magnético, considerado como esferóide oblato achatado, verifica-se que $N_a \rightarrow 1$ e $N_b \rightarrow 0$ [1, 15]. Assim, pode-se reescrever a Equação (2.8) da seguinte forma:

$$E_d = -2\pi M_s \sin^2 \theta, \quad (2.9)$$

onde θ é o ângulo entre a magnetização e o eixo fácil.

2.4 Anisotropia Magnetoelástica

A magnetização de um material ferromagnético e, conseqüentemente, sua anisotropia magnética, é completamente modificada quando ele é submetido a uma tensão mecânica. Isto é exatamente o contrário da magnetostricção que é a mudança nas dimensões de um material decorrente da ação de campo magnético.

A energia magnetoelástica por unidade de volume para um meio elasticamente isotrópico é dada por [1]:

$$E_{ME} = -\frac{3}{2}\lambda_m\sigma\cos^2\theta, \quad (2.10)$$

onde λ_m é a constante magnetostrictiva, σ é a tensão e θ é o ângulo entre a magnetização e a direção da tensão σ .

Deve-se esperar uma correlação entre a anisotropia magnetoelástica e a anisotropia magnetocristalina, pois ambas são devidas ao acoplamento spin-órbita. De fato, um grande valor da constante de anisotropia K é quase sempre acompanhado por um grande valor de λ_m (em módulo) [1]. Tensões aplicadas podem causar movimento de paredes de domínio e também podem criar um eixo fácil de magnetização. Esta anisotropia é do tipo uniaxial. Assim, pode-se reescrever a Equação (2.10) como [1]:

$$E_{ME} = -K_\sigma\cos^2\theta, \quad (2.11)$$

onde $K_\sigma = 3/2\lambda_m\sigma$ é a constante magnetoelástica, semelhante a constante de anisotropia uniaxial.

Nas bicamadas NiO(350 Å)/Co(t_{Co}), Py(50 Å)/FeMn(50 Å) e NiO(350 Å)/Py(50 Å) e em todas as tricamadas Co(50 Å)/NiO(t_{NiO})/Co(30 Å) estudadas neste trabalho foi detectada anisotropia uniaxial no plano.

2.5 Anisotropia Induzida

Além das formas de anisotropia já mencionadas existem ainda aquelas que são provocadas por algum processo físico atuando sobre a amostra. Anisotropia pode ser induzida por vários processos como: tratamento térmico na presença de campo magnético externo aplicado

(*annealing*); deformação plástica; irradiação magnética, isto é, irradiação com partículas de alta energia na presença de campo magnético aplicado.

É possível induzir anisotropia magnética em filmes finos, durante o processo de deposição, aplicando um campo magnético no plano do filme, desde que, este campo externo seja suficientemente intenso para causar esta anisotropia. Um tipo de anisotropia induzida pela aplicação de campo durante a deposição é a anisotropia de *exchange* ou *exchange bias*.

Com o objetivo de produzir a anisotropia de *exchange*, os filmes utilizados 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, anisotropia induzida, e mesmo de anisotropia magnetoelástica.

CAPÍTULO 3

Exchange Bias

Em 1956, no laboratório de pesquisa da *General Electric*, W. H. Meiklejohn e C. P. Bean, descobriram um novo tipo de anisotropia magnética, e a descreveram como uma anisotropia de *exchange* [16]. Esta anisotropia é resultado da interação entre um material antiferromagnético (AF) e um material ferromagnético (FM).

W. H. Meiklejohn e C. P. Bean descobriram o fenômeno quando estudavam partículas de cobalto (Co) recobertas com uma camada de óxido de cobalto (CoO) [17]. Desde então, esta anisotropia foi observada em diferentes sistemas, principalmente aqueles que contêm interfaces AF-FM, tais como pequenas partículas, materiais não homogêneos, monocristais AF cobertos com materiais FM, e filmes finos. Este efeito foi observado também em outros tipos de interfaces como, por exemplo, aquelas que envolvem materiais anti-ferrimagnético e ferrimagnético-FM [14]. Devido à presença desta anisotropia em parte dos filmes estudados neste trabalho, é apresentada neste capítulo uma breve descrição deste fenômeno.

3.1 Fenomenologia do Campo de Exchange Bias

A anisotropia de *exchange* é uma interação unidirecional entre um material AF e um material FM adjacente. Esta interação induz os spins ferromagnéticos a se alinharem em uma direção particular na interface AF-FM. Devido ao acoplamento na interface, a anisotropia de *exchange* é observada, por exemplo, quando resfria-se o material AF-FM na presença de campo magnético estático, a partir de uma temperatura T superior a temperatura de Néel (T_N) porém abaixo da temperatura de Curie (T_C), até uma temperatura inferior a T_N . O procedimento no qual a amostra é resfriada na presença de campo magnético estático é conhecido como *field cool*. A

curva de histerese do sistema AF-FM, abaixo da T_N e depois do procedimento de resfriamento na presença de um campo externo, é deslocada ao longo do eixo do campo magnético aplicado, isto é, o módulo do campo coercivo para o campo aplicado no sentido positivo do eixo de orientação não é o mesmo no sentido negativo. O deslocamento da curva de histerese é conhecido como campo de *exchange bias* H_{EX} (Fig. 3.1).

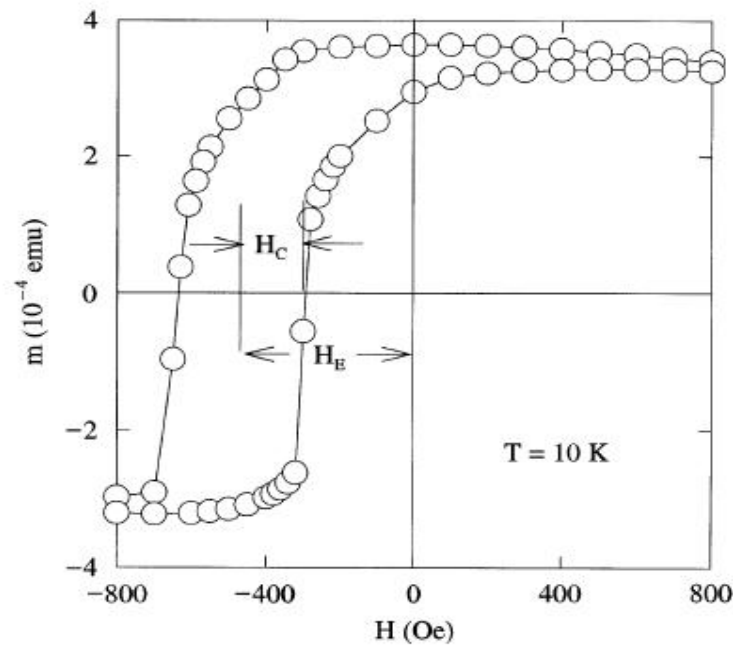


Figura 3.1 - Curva de histerese de uma bicamada FeF_2/Fe após o procedimento de campo de resfriamento de 10 K. O campo de exchange bias e o campo coercivo são representados na figura por H_E e H_C , respectivamente [14].

A magnetometria de torque para este tipo de material, abaixo da T_N e após o resfriamento na presença de campo, revela uma componente proporcional à $\sin\alpha$ na curva do torque da magnetização, sendo α o ângulo entre as direções do campo aplicado e do *field cool*. Isto resulta, em um mínimo absoluto na curva, que corresponde a uma direção fácil, o que não ocorre para um material com anisotropia puramente uniaxial, cuja curva de torque apresenta dois mínimos, como mostra a Figura 3.2.

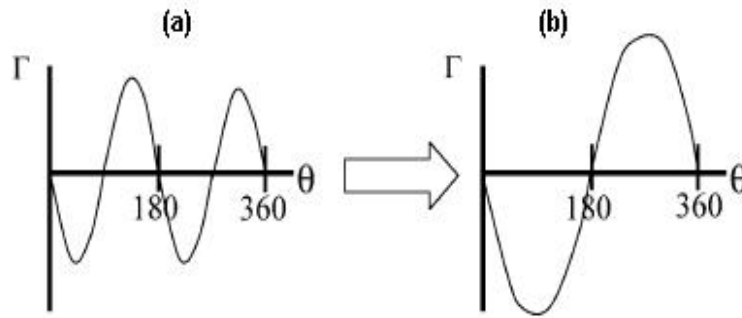


Figura 3.2 - Representação esquemática da curva de torque para uma bicamada AF/FM antes (a) do procedimento de campo de resfriamento e após (b) [18].

Os efeitos descritos acima decrescem com o aumento da temperatura ou desaparecem acima da T_N , indicando a importância do material AF para o fenômeno. A temperatura na qual a anisotropia de *exchange* desaparece é conhecida como temperatura de bloqueio T_B .

3.1.1 Modelo Descritivo Simples

A Figura 3.3 apresenta o modelo descritivo da origem do campo de *exchange bias*, sendo que, o lado esquerdo da Figura 3.3(a) mostra a configuração de spins dos materiais FM e AF em contato, e o lado direito Figura 3.3(b), representa a curva de magnetização associada a esta configuração.

O campo de *exchange bias* pode ser compreendido qualitativamente, assumindo que ocorre uma interação na interface AF-FM [14]. Assim, em um sistema AF-FM com temperatura T na faixa $T_N < T < T_C$, quando se aplica um campo magnético suficiente para saturar a camada FM, os spins FM alinham-se ao campo, enquanto os spins AF permanecem orientados randomicamente (Figura 3.3(i)). Quando o sistema é resfriado até uma temperatura

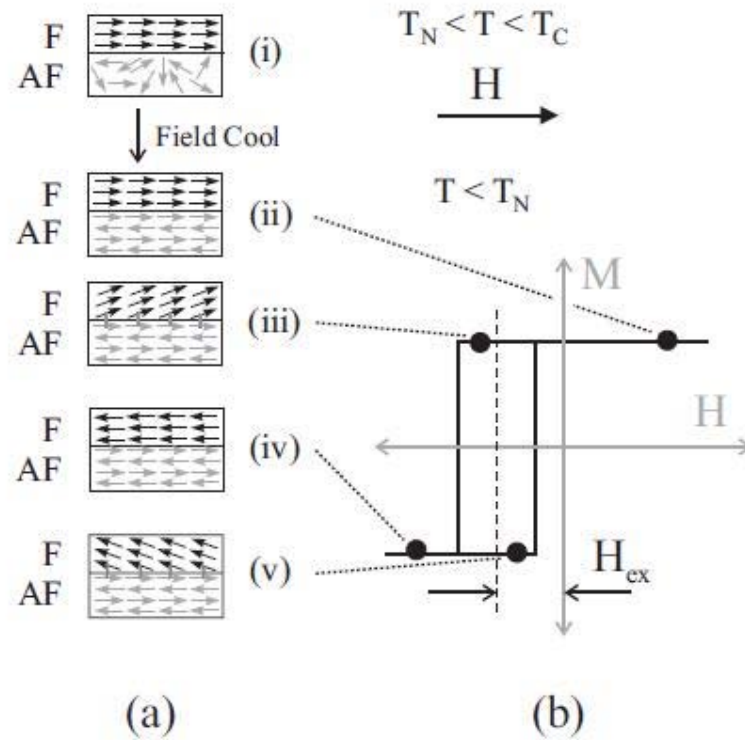


Figura 3.3 - Diagrama da configuração de spins e sua curva de magnetização associada. A parte (a) é uma simples descrição da configuração de spins em diferentes pontos (i)-(v) da curva de magnetização (b) de uma bicamada AF-FM com *exchange bias*. No esboço, (i) mostra a configuração de spins acima da temperatura T_N , mais abaixo da T_C na presença de campo. (ii) descreve a nova configuração dos spins AF após o resfriamento até uma temperatura $T < T_N$ na presença de campo. Em (iii) o campo externo é invertido, girando os spins FM para uma direção oposta. Os spins FM são totalmente invertidos em um campo maior (iv) e em (v) os spins FM começam a retornar a posição original. O deslocamento da curva no eixo do campo é igual ao campo de *exchange bias* [14].

$T < T_N$, na presença do campo aplicado, devido à interação na interface, os spins AF próximos à camada FM alinham-se também ferromagneticamente. Os outros planos ou rede de spins no AF alinham-se antiferromagneticamente, produzindo uma magnetização líquida nula no material antiferromagnético (Figura 3.3(ii)). Quando o campo é então invertido, os spins FM iniciam uma rotação. Entretanto, a camada AF é suficientemente dura, ou seja, difícil de magnetizar e os spins AF permanecem inalterados (Figura 3.3(iii)). Na interface, os spins FM tentam então, permanecer alinhados ferromagneticamente aos spins AF. Mais precisamente, os spins AF exercem um torque microscópico nos spins FM, tentando retorná-los a configuração original (Figura 3.3(iii)). Assim, os spins ferromagnéticos possuem uma única configuração estável e, portanto, uma anisotropia

unidirecional. Deste modo, o campo para inverter completamente os spins FM será maior, pois, o torque é exercido em sentido oposto (Figura 3.3(iv)). Então, o campo necessário para retornar os spins FM a sua posição original é menor (Figura 3.3(v)) [14]. A partir do deslocamento da curva de histerese ao longo do eixo do campo obtêm-se o campo de *exchange bias*.

Este modelo fenomenológico possui três suposições importantes. A primeira considera a configuração de spins AF inalterados, mesmo quando o campo aplicado satura o FM; a segunda assume-se que o eixo dos spins AF está orientado paralelamente a direção dos spins FM; e a terceira, considera interface FM/AF perfeitamente plana. Entretanto, existem diferentes parâmetros que estão relacionados ao H_{EX} , tais como, rugosidade da interface, outras anisotropias, domínios magnéticos, etc. Portanto, não existe uma compreensão significativa do campo de *exchange bias* ao nível microscópico [14].

3.2 Preparação e Aplicações de Sistemas com Exchange Bias

Os métodos mais comuns para se criar o campo de *exchange bias* são os seguintes. Primeiro, num sistema como, por exemplo, uma bicamada ferromagnética/antiferromagnética, resfria-se esta bicamada a partir de uma temperatura superior a T_N na presença de campo magnético até uma temperatura inferior a T_N . Assim, é possível orientar os spins ferromagneticamente na interface produzindo o campo H_{EX} . No segundo, os materiais ferromagnético e antiferromagnético podem ser depositados, por exemplo, utilizando a técnica de *Magnetron Sputtering*, na presença de campo suficiente para orientar os spins ferromagnéticos.

O estudo de materiais que exibem *exchange bias* tem atraído grande interesse, devido às suas possíveis aplicações tecnológicas. Por exemplo, o aumento da coercividade de nanopartículas magnéticas oxidadas, efeito relacionado diretamente a presença do H_{EX} , fornece as primeiras potenciais aplicações tecnológicas em ímãs permanentes. Entretanto, as mais promissoras

aplicações baseadas em *exchange bias* são na forma de filmes finos. A primeira proposta de aplicação do H_{EX} em bicamadas foi em gravação magnética. Outra proposta de aplicação é como estabilizador de domínios magnéticos em cabeças de gravação baseadas em magnetorresistência anisotrópica. Atualmente, as válvulas de spins tornaram-se parte de uma nova classe de dispositivos nanoestruturados, baseadas em GMR. Desde a descoberta de GMR em válvulas de spins com *exchange bias*, uma variedade de dispositivos tem sido propostos e desenvolvidos, tais como cabeças de leitura, sensores magnéticos ou memórias magnetorresistivas. O desenvolvimento desses dispositivos está contribuindo de fato para a criação de uma ciência denominada spintrônica [19].

Em três bicamadas NiO/Py estudadas, neste trabalho, foi detectado campo de *exchange bias*.

CAPÍTULO 4

Teoria Básica de Ressonância Ferromagnética

Neste capítulo, é apresentada uma breve descrição da teoria básica de Ressonância Ferromagnética (FMR) e sua aplicação ao estudo de filmes magnéticos em geral, inclusive ao estudo do campo de *exchange bias* em bicamadas FM/AF.

4.1 Introdução

Ressonância Ferromagnética ou FMR (*ferromagnetic resonance*), 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 [9]. Basicamente, a FMR consiste em expor uma amostra a um campo 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.

4.2 Breve Histórico da Ressonância Ferromagnética

Desde 1912, há relatos de trabalhos relacionados à absorção ressonante em materiais ferromagnéticos [8]. Porém, estes trabalhos não confirmaram a absorção ressonante de micro-ondas. Em 1935, L. D. Landau e E. M. Lifshitz apresentaram um trabalho teórico, descrevendo a

precessão da magnetização em torno de um campo magnético externo. Entretanto, o fenômeno da absorção ressonante de micro-ondas em materiais ferromagnéticos, só foi observado experimentalmente em 1946, por J. H. E. Griffiths [20]. Em 1947, C. Kittel [21] generalizou os cálculos de L. D. Landau e E. M. Lifshitz fornecendo a primeira explicação teórica satisfatória, do ponto de vista clássico, do fenômeno. E em 1950, J. H. Van Vleck [23] generalizou os cálculos C. Kittel, do ponto de vista da mecânica quântica. Desde então, sucessivos trabalhos consolidaram teoricamente e experimentalmente a ressonância ferromagnética no estudo de materiais magnéticos [8].

4.3 Fenomenologia da Ressonância Ferromagnética

Considere uma amostra colocada em uma cavidade ressonante, 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 e passarão a precessionar em torno deste (Fig. 4.1), de acordo com equação:

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

onde $\gamma = g\mu_B/\hbar$ é a razão giromagnética (no sistema gaussiano de unidades), g é o fator de separação (splitting) espectroscópico (similar ao fator g Landé), μ_B é o magnéton de Bohr e

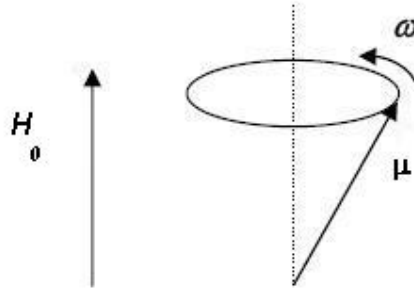


Figura 4.1 - Precessão do momento magnético $\vec{\mu}$ em torno do campo magnético aplicado $\vec{H}_0$.

$\hbar$ é a constante de Planck. Em primeira aproximação, esta equação pode ser tratada classicamente chegando-se a frequência de precessão clássica de Larmor [8]:

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

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 $\vec{S}$, que estão relacionados aos momentos magnéticos $\vec{\mu}$ através da equação

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

ou 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 $\vec{H}_{ef}$, conforme foi mostrado por L. D. Landau e E. M. Lifshitz [9]. Na Figura 4.2 é apresentada o vetor magnetização precessionando amortecidamente em torno do campo efetivo na ausência de um campo de alta frequência, em um material ferromagnético.

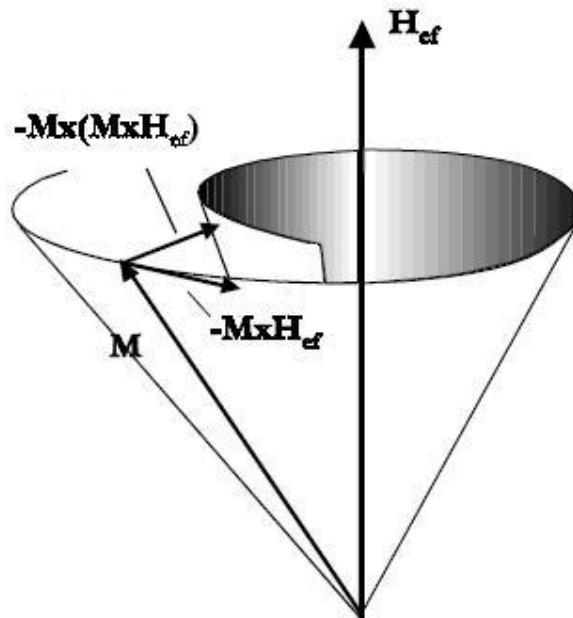


Figura 4.2 - Precessão amortecida da magnetização $\vec{M}$ em torno do campo magnético efetivo $\vec{H}_{ef}$ na ausência de um campo de alta frequência, em um material ferromagnético.

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, ocorrerão transições entre os

subníveis Zeeman adjacentes, com separação $g\mu_B H_{ef}$, ocorrendo a absorção ressonante de energia da radiação.

4.4 Ressonância Ferromagnética em Filmes Finos

A experiência de FMR de filmes finos, para a obtenção de informações sobre suas propriedades magnéticas, consiste basicamente, em medir os espectros de ressonância ferromagnética, em função da orientação do campo magnético aplicado no plano do filme, ou em função da orientação do campo em relação a normal ao plano do filme. A análise das medidas de FMR, para obtenção de informações das propriedades magnéticas de filmes finos, é feita usando o formalismo descrito a seguir.

O movimento da magnetização próximo de sua posição de equilíbrio, é descrita pela equação de movimento de Landau-Lifshitz-Gilbert [9]

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

Na equação acima o primeiro termo no lado direito representa o torque sobre a magnetização e o segundo é o termo de amortecimento fenomenológico. 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 externo aplicado, o desmagnetizante, e o de anisotropia magnetocristalino e as outras contribuições, caso existam. No lado direito da Equação (4.4), o primeiro termo corresponde ao torque na magnetização devido ao campo aplicado e o segundo é inserido para descrever fenomenologicamente os vários mecanismos de relaxação da magnetização [9].

Duas aproximações são usadas para determinar a frequência de ressonância a partir da Equação (4.4). A primeira soluciona a 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 [9]. A segunda, um método mais simples, foi obtido em 1955, por J. Smit e H. G. Beljers [23] e ao mesmo tempo por H. Suhl [24]. 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 4.3, de acordo com a relação de dispersão

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

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

$$E_{\theta} \equiv \frac{\partial E}{\partial \theta} = 0; \quad E_{\phi} \equiv \frac{\partial E}{\partial \phi} = 0, \quad (4.6)$$

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

Assim, de acordo com a Equação (4.6) acima, para obtermos a frequência 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 da magnetização.

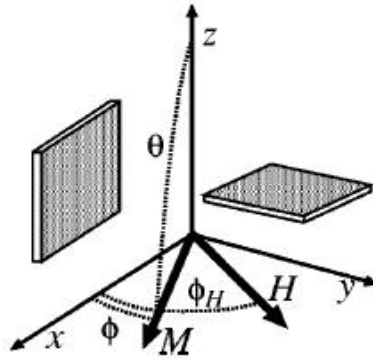


Figura 4.3 - Sistema de coordenadas usadas nas medidas de ressonância ferromagnéticas. $\vec{H}$ varia no plano x-y. Para as medidas com campo magnético aplicado no plano, a amostra é orientada no plano x-y (direita) e para as medidas com magnético aplicado no plano até a normal ao plano do filme, a amostra é orientada no plano x-z (esquerda) [25].

4.5 Energia Livre do Sistema

A energia livre total por unidade de volume para um material ferromagnético submetido a um campo magnético externo pode ser obtida considerando as seguintes contribuições:

$$E = E_{ex} + E_A + E_Z + E_d + E_{ME} + E_{EX} + E_U + E_N. \quad (4.7)$$

O primeiro termo E_{ex} , é a energia de troca que pode ser desconsiderado, como já descrito no Capítulo 2. O segundo termo E_A é a energia magnetocristalina que pode ser descrita pela Equação (2.4), sendo que para filmes policristalinos sua contribuição pode ser desprezada. O terceiro termo E_Z é a energia Zeeman, esta contribuição decorre da interação entre o campo magnético externo aplicado e a magnetização, que pode ser escrita da seguinte forma [8]:

$$E_Z = -\vec{M} \cdot \vec{H} = -MH[\sin\theta_H \sin\theta \cos(\phi - \phi_H) + \cos\theta_H \cos\theta], \quad (4.8)$$

onde $\vec{M}$ é a magnetização do material, $\vec{H}$ é o campo magnético aplicado, θ e ϕ são os ângulos diretores da magnetização e, θ_H e ϕ_H são os ângulos diretores do campo aplicado em relação

sistema de coordenadas. O quarto termo E_d , é a energia de forma representada pela Equação (2.9). O quinto termo E_{ME} é a energia magnetoelástica que pode ser representada pela Equação (2.11). O sexto termo E_{EX} é a energia de interação do campo de *exchange bias* com o campo magnético externo aplicado (este termo é inserido para representar a energia das bicamadas com *exchange bias*). O sétimo termo E_U é inserido para representar a energia uniaxial no plano, que pode ser escrita pela seguinte equação [26]:

$$E_U = -K_U \sin^2 \theta \cos^2 \phi, \quad (4.9)$$

onde K_U é a constante de anisotropia uniaxial. O último termo E_N é qualquer contribuição adicional para energia livre no caso de amostras não homogêneas. As principais contribuições para a energia livre total de filmes finos magnéticos são os termos de energia Zeeman; magnetocristalina (para estruturas monocristalinas), magnetostática, magnetoelástica, *exchange bias* (para amostras como, por exemplo, bicamadas AF/FM), e anisotropia induzida no plano (decorrente do processo de deposição).

4.6 Condições de Ressonância para um Filme Fino

A partir da Equação (4.5), escrevendo a energia livre total por unidade volume apropriada e suas derivadas de primeira e segunda ordem considerando os ângulos de equilíbrio da magnetização, podem-se obter as condições de ressonância nas geometrias perpendicular e paralela ao plano do filme.

4.6.1 Condição de Ressonância Paralela

Para as bicamadas NiO/Co, NiO/Py e Py/FeMn no plano x-y, como o eixo z é normal ao plano do filme, a anisotropia uniaxial e o campo de *exchange bias* estão alinhados ao longo do eixo x. As orientações da magnetização $\vec{M}_{MF}$ e do campo magnético externo $\vec{H}$ são definidas pelos ângulos θ , θ_H , ϕ e ϕ_H (em coordenadas esféricas), como mostra a Figura 4.3. Então, a energia livre total por unidade volume pode ser escrita da seguinte forma [27]:

$$E = (2\pi M_{FM}^2 - K_{ef}) \cos^2 \theta - K_U \sin^2 \theta \cos^2 \phi - M_{MF} H_{EX} \cos \phi - M_{MF} H [\sin \theta_H \sin \theta \cos(\phi - \phi_H) + \cos \theta_H \cos \theta], \quad (4.10)$$

onde o primeiro termo representa a soma das energias de forma e a anisotropia efetiva, na qual a energia de anisotropia efetiva contém a energia magnetoelástica. O segundo é a energia de anisotropia uniaxial no plano. O terceiro termo representa o campo *exchange bias* interagindo com o campo magnético externo na interface AF/FM. O último termo é a energia Zeeman. K_{ef} e K_U são as constantes de anisotropias efetiva e uniaxial no plano, respectivamente. Assim, derivando a Equação (4.10) em relação aos ângulos θ e ϕ e igualando a zero, encontra-se a condição de equilíbrio da magnetização:

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

$$H \sin(\phi - \phi_H) = - \left(\frac{2K_U}{M_{FM}} \cos \phi + H_{EX} \right) \sin \phi. \quad (4.12)$$

Efetuando-se as derivadas de segunda ordem da energia em relação aos ângulos θ e ϕ , usando as Equações (4.11) e (4.12) e substituindo na Equação (4.5), obtêm-se a relação de dispersão do campo de ressonância na geometria paralela, descrita pela seguinte equação:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left[4\pi M_{ef} + H_U \cos^2 \phi + H \cos(\phi - \phi_H)\right] \times [H_U \cos 2\phi + H_{EX} \cos \phi + H \cos(\phi - \phi_H)], \quad (4.13)$$

onde ω é a frequência de ressonância, H_U é o campo de anisotropia uniaxial no plano, H_{EX} é o campo *exchange bias*, $4\pi M_{ef} = 4\pi M_{FM} - H_K$ é a magnetização efetiva, no qual $H_K = 2K_{ef}/M_{FM}$ é o campo de anisotropia perpendicular. Entretanto, a Equação (4.10) deve ser analisada nas seguintes condições: no caso de bicamadas que não há *exchange bias* H_{EX} é nulo; e para bicamadas em que não há anisotropia uniaxial no plano H_U é igual a zero.

A partir da Equação (4.13) pode-se obter a relação de dispersão na geometria de campo aplicado paralelo ao plano do filme para as tricamadas Co/NiO/Co, considerando as duas camadas de Co como uma única camada com magnetização M_{FM} e o campo de *exchange bias* igual a zero. Assim, escreve-se a relação dispersão da seguinte forma:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = [H \cos(\phi - \phi_H) + H_U \cos^2 \phi + 4\pi M_{ef}] \times [H \cos(\phi - \phi_H) + H_U \cos 2\phi], \quad (4.14)$$

onde H é o campo magnético externo aplicado.

4.6.2 Condição de Ressonância Perpendicular

A fim de não ter a inconveniência física na Equação (4.5), que ocorre quando se considera o ângulo θ igual à zero [28], opta-se por reorientar o filme em relação ao campo magnético externo aplicado, mudando o plano do filme para o plano x-z (ver Fig. 4.3) [25]. Portanto, para as bicamadas NiO/Co, NiO/Py e Py/FeMn no plano x-z, com o eixo y normal ao plano do filme, a anisotropia uniaxial e o campo e *exchange bias* estão orientados ao longo do eixo z. As orientações da magnetização e do campo magnético externo são descritas de acordo com o sistema de coordenadas representada na Figura 4.3. Logo, escreve-se a energia livre total por unidade de volume da seguinte forma:

$$E = (2\pi M_{FM}^2 - K_{ef}) \sin^2 \theta \sin^2 \phi - M_{FM} H [\sin \theta_H \sin \theta \cos(\phi_H - \phi) + \cos \theta_H \cos \theta]. \quad (4.15)$$

Como o campo de *exchange bias* e a magnetização são escolhidos orientados ao longo do eixo z, estes não contribuirão para dependência angular do campo aplicado em relação à normal ao plano do filme, pois, o campo externo aplicado permanece no plano x-y. E desta forma, podem ser desconsiderados quando se escreve a expressão para a energia livre total.

A condição de equilíbrio da magnetização é então encontrada derivando a equação (4.15) com respeito aos ângulos θ e ϕ e igualando a zero, com seguintes resultados:

$$\theta = \frac{\pi}{2}; \quad (4.16)$$

$$H \sin(\phi_H - \phi) = 4\pi M_{ef} \sin \phi \cos \phi. \quad (4.17)$$

Efetuando-se as derivadas de segunda ordem da Equação (4.15) em relação aos ângulos θ e ϕ , usando as Equações (4.16) e (4.17) e substituindo na Equação (4.5), obtêm-se a relação de dispersão do campo de ressonância na geometria paralela, descrita pela seguinte equação:

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

onde ω é a frequência de ressonância e $4\pi M_{ef}$ é a magnetização efetiva.

Para as tricamadas Co/NiO/Co a relação dispersão do campo de ressonância na geometria paralela é descrita também pela Equação (4.18), sendo que as duas camadas de Co são consideradas como uma única camada com magnetização M_{FM} . E a partir da Equação (4.18), considerando que absorção de energia ocorre em um estado de completa saturação da amostra, ou seja, a magnetização tem a mesma orientação do campo aplicado $\phi = \phi_H$, obtêm-se as seguintes relações de dispersão, válida para as bicamadas e também para tricamadas estudadas:

$$\frac{\omega}{\gamma} = H_{\perp} - 4\pi M_{ef}; \quad (4.19)$$

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = H_{\parallel} (H_{\parallel} + 4\pi M_{ef}), \quad (4.20)$$

sendo que estas relações são as condições de ressonância para ângulos específicos $\phi = \pi/2$ e $\phi = 0$, das geometrias de campo aplicado perpendicular e paralela, respectivamente. Portanto, a partir da dependência angular do campo de ressonância e usando as Equações (4.19) e (4.20), obtêm-se a magnetização efetiva $4\pi M_{ef}$, dada pela seguinte equação:

$$4\pi M_{ef} = H_{\perp} + \left(\frac{H_{\parallel}}{2}\right) - \left[H_{\parallel} \left(H_{\perp} + 5\frac{H_{\parallel}}{4} \right) \right]^{1/2}. \quad (4.21)$$

A partir das Equações (4.19) e (4.20) é possível também obter a razão giromagnética γ e consequentemente o fator-g, assim, após um pouco de álgebra obtemos a seguinte equação:

$$\frac{\omega}{\gamma} = \frac{[5H_{//}^2 + 4H_{//}H_{\perp}]^{1/2} - H_{//}}{2}, \quad (4.22)$$

onde ω é a frequência de ressonância. E o fator-g é então obtido pela equação descrita abaixo (no sistema gaussiano de unidades):

$$\gamma = g \frac{e}{2mc}, \quad (4.23)$$

onde e é a carga do elétron, m é a massa do elétron e c é a velocidade da luz. Estas equações demonstram claramente que a partir das medidas dos campos de ressonância nas geometrias de campo aplicado perpendicular $H_{\perp}$ e paralelo $H_{//}$ obtém-se a magnetização efetiva e o fator-g de filmes finos magnéticos.

Neste trabalho foi utilizada a técnica de ressonância ferromagnética para medir anisotropia magnética uniaxial e unidirecional e com os valores medidos dos campos de ressonância também foi obtida a magnetização efetiva e fator-g das bicamadas e tricamadas magnéticas de diferentes estruturas e espessuras.

CAPÍTULO 5

Resultados Experimentais

Neste capítulo são apresentadas as características das amostras produzidas usando a técnica de *Magnetron Sputtering*, aspectos e procedimentos experimentais, e os resultados do estudo por FMR das amostras utilizadas neste trabalho. As medidas de FMR foram realizadas em Banda-X (na faixa de 9-10 GHz), com orientação do campo magnético aplicado variando no plano do filme e também variando do plano para perpendicular aos planos dos filmes. Também foram realizadas algumas medidas em Banda-Q (na faixa de 33-34 GHz). Entretanto, as medidas em Banda-Q, foram realizadas apenas na geometria paralela, já que o campo de ressonância na geometria perpendicular é superior ao valor máximo produzido pelo eletroímã (~ 20000 Oe).

As medidas realizadas na geometria paralela de campo aplicado revelaram a presença de anisotropia uniaxial em algumas bicamadas e nas tricamadas e também a presença de anisotropia unidirecional em algumas bicamadas estudadas, sendo que, em uma destas bicamadas é possível coexistir as duas anisotropias.

5.1 Características das Amostras

As amostras investigadas foram produzidas usando a técnica de *Magnetron Sputtering* no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF), Rio de Janeiro (RJ). Elas podem ser agrupadas em dois conjuntos bem distintos NiO/Co; NiO/Py e Py/FeMn

Si(100)/NiO(350 Å)/Co(t_{Co})/Cu(50 Å), Si(100)/NiO(350 Å)/Py(t_{Py})/Cu(50 Å),

Si(100)/Ta(50 Å)/Py(50 Å)/FeMn(50 Å)/Ta(20 Å), e Si(100)/NiO(350 Å)/Py(t_{Py})/Ta(20 Å)

com $t_{Py} = 60, 65, 70$ e 80 Å e $t_{Co} = 20, 25$ e 30 Å,

e as tricamadas



com as seguintes espessuras da camada antiferromagnética de óxido de níquel $t_{\text{NiO}} = 3, 5, 10, 30$ e $50 \text{ \AA}$.

5.1.1 I Conjunto de Amostras: Bicamadas Magnéticas

As bicamadas NiO/Co simples (sem *exchange bias*) foram depositadas sobre substrato de silício Si e recobertas com uma camada de cobre (Cu) utilizada para reduzir a oxidação. As bicamadas NiO/Py (com *exchange bias*) também foram depositadas sobre substrato de silício Si e recobertas com uma camada de Cu ou tântalo (Ta). Todas elas foram depositadas sobre substrato de silício Si com plano de orientação (100); a amostra com a camada ferromagnética de 60, 70 e 80 Å apresentaram o campo de *exchange bias*. Durante os processos de deposição a pressão de trabalho de Argônio (Ar) foi tipicamente de 2×10^{-3} Torr, e a pressão de base, antes da deposição, foi de 9×10^{-8} Torr. A distância alvo-substrato era de 10,3 cm e taxas de deposição foram: 1,13 Å/s (Py); 0,24 Å/s (NiO); e 0,5 Å/s (Ta). Em relação à amostra Py/FeMn, foi depositada primeiro uma camada de Ta de 50 Å entre o substrato e a camada ferromagnética (*buffer*). As condições de deposição foram praticamente as mesmas das bicamadas NiO/Py(t_{Py}), sendo taxa de deposição da camada de Ta (*buffer*) de 0.93 Å/s. A Tabela 5.1 contém informações sobre as bicamadas estudadas, indicando as espessuras de cada camada.

Tabela 5.1 - Bicamadas, com as respectivas espessuras de cada camada. t_{Py} , t_{Co} e t_{NiO} , t_{FeMn} são as espessuras das camadas FMs e AFs, respectivamente.

Código da amostra	t_{NiO} (Å)	t_{Co} (Å)
E450	350	30
E447	350	25
E448	350	20
		t_{Py} (Å)
E426	350	60
E449	350	65
E1683	350	50
E1699	350	70
		t_{FeMn} (Å)
E1606	50	300

5.1.2 II Conjunto de Amostras: Tricamadas Magnéticas

As tricamadas Co/NiO/Co simples (sem *exchange bias*) foram depositadas sobre substrato de silício com seu plano de orientação (111). Inicialmente foi depositada uma camada de Ta de 50 Å (*buffer*) sobre substrato e após a deposição das camadas de Co e NiO, foi então, depositada uma camada de cobertura de Ta de 10 Å para proteger o filme contra oxidação. A pressão base antes da deposição foi tipicamente de 9×10^{-8} Torr e a pressão de trabalho de 3×10^{-3} Torr (Argônio puro). As espessuras de cada camada foram determinadas pela calibração das respectivas taxas de deposição. A Tabela 5.2 contém características básicas das tricamadas investigadas.

Tabela 5.2 - Tricamadas Co/NiO/Co, com as respectivas espessuras de cada camada.

Código da amostra	t_{Co} (Å)	t_{NiO} (Å)	t_{Co} (Å)
E1827	50	10	30
E1828	50	30	30
E1829	50	50	30
E1830	50	5	30
E1831	50	3	30

5.2 Medidas de Ressonância Ferromagnética

Os experimentos de ressonância ferromagnética foram realizados à temperatura ambiente utilizando um espectrômetro Bruker ESP-300 (Fig.5.1) de alta sensibilidade, operando com frequência de micro-ondas em Banda-X (9,77 GHz) ou Banda-Q (34,5 GHz), com varredura do campo magnético estático e técnicas usuais de modulação sensível a fase [29]. O espectrômetro utilizado opera até em campo magnético máximo H de 20 kOe (2 T). Foi utilizada a cavidade ressonante de micro-ondas retangular de modo TE_{102} para Banda-X, e uma cavidade cilíndrica para Banda-Q. A frequência de micro-ondas foi medida em um frequencímetro HP modelo 5350 B. Os valores típicos de campo e frequência de modulação foram 5,0 G e 100 kHz, respectivamente, e de potência de micro-ondas de 2,0 mW.

As amostras foram colocadas no centro da cavidade ressonante de micro-ondas. A variação angular para o sistema operando em Banda-X é realizada utilizando-se um goniômetro, com possibilidades para girar as amostras, em relação ao plano das amostras, paralelamente ao campo magnético estático ou da orientação paralela à perpendicular em relação ao campo estático. Para o sistema operando em Banda-Q é possível girar o próprio eletroímã, com precisão de até um décimo de grau.

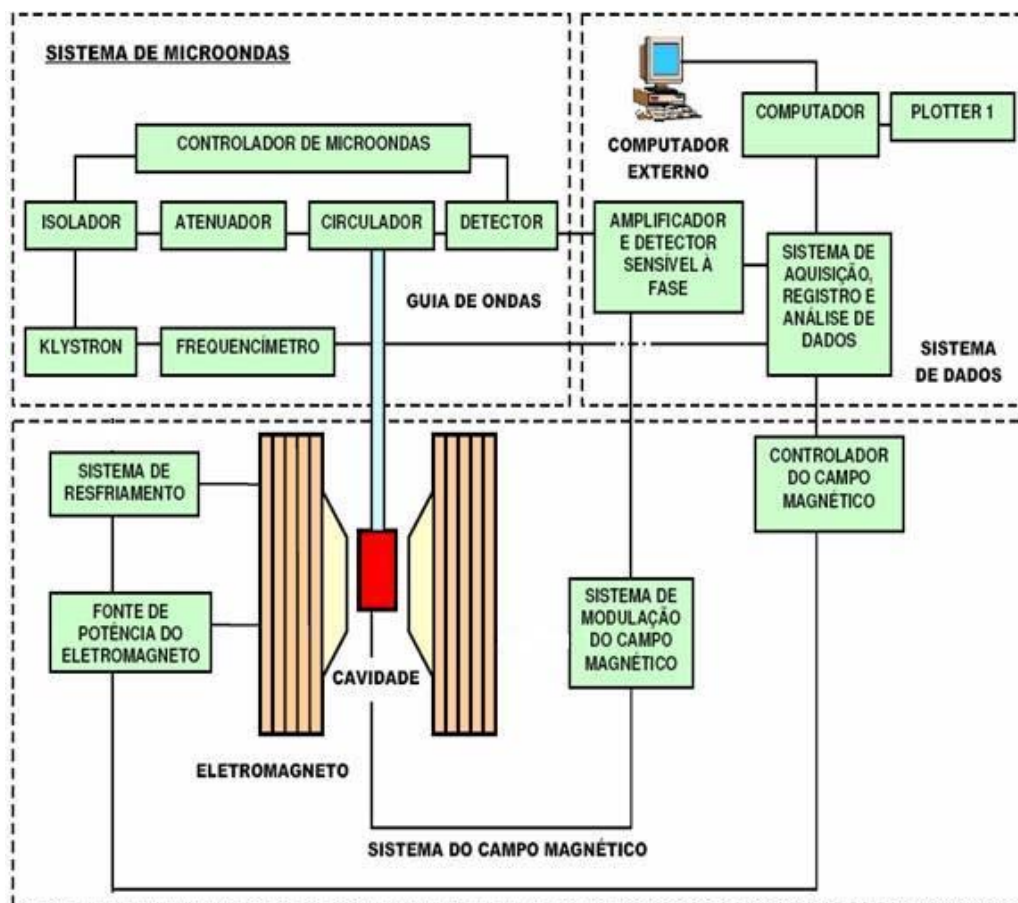


Figura 5.1 - Diagrama de blocos do espectrômetro Bruker ESP-300.

5.3 Precisão das Medidas

Os valores de campo de ressonância foram medidos com ponta Hall, com precisão de 0,10 G. O espectrômetro Bruker ESP-300 emprega uma ponta Hall para medida e controle de campo magnético.

A orientação do campo estático no plano ou fora do plano do filme, medida com o goniômetro, permite uma precisão de 1°. A frequência de micro-ondas, medida com o frequencímetro em GHz, com até seis casas decimais, apresentou variações da ordem de ± 1 kHz, durante uma medida típica.

5.4 Dependência Angular do Campo de Ressonância

Nesta seção são apresentados os resultados de FMR obtidos a partir da variação angular do campo magnético externo aplicado em relação a normal ao plano do filme (geometria fora do plano) e no plano do filme (geometria paralela).

5.4.1 Bicamadas Magnéticas: Geometria Fora do Plano

A Figura 5.2, contém espectros típicos da dependência angular do campo de ressonância em relação à normal ao plano do filme para a bicamada NiO/Py com espessura da camada de Py igual a 50 Å, em Banda-X de frequência de micro-ondas. Como regra geral, para as bicamadas estudadas neste trabalho, apenas as medidas feitas com campo magnético aplicado fazendo ângulos inferiores a 15° com a normal ao plano do filme, nota-se mudança considerável do valor do campo de ressonância. Esta dependência é devida, principalmente, à anisotropia de forma da amostra. Nas Figuras 5.3 e 5.4, são apresentadas as dependências angulares do campo de ressonância na geometria fora do plano de duas bicamadas de NiO/Co(20 Å) e NiO/Co(30 Å). Os espectros destas amostras, também apresentaram modos de absorção de energia secundários que, podem ocorrer devido a uma absorção não-ressonante (Fig. 5.5) ou modos de ressonância de ondas de spin (Fig. 5.6) [30].

Os valores de campo de ressonância e largura de linha na configuração perpendicular são listados na Tabela 5.3. Estes valores são bastante distintos e não apresentaram nenhuma correlação com as espessuras ou com o tipo de material das camadas. Estas características podem ser evidências de efeitos de grande rugosidade na interface e camadas magnéticas não homogêneas [27].

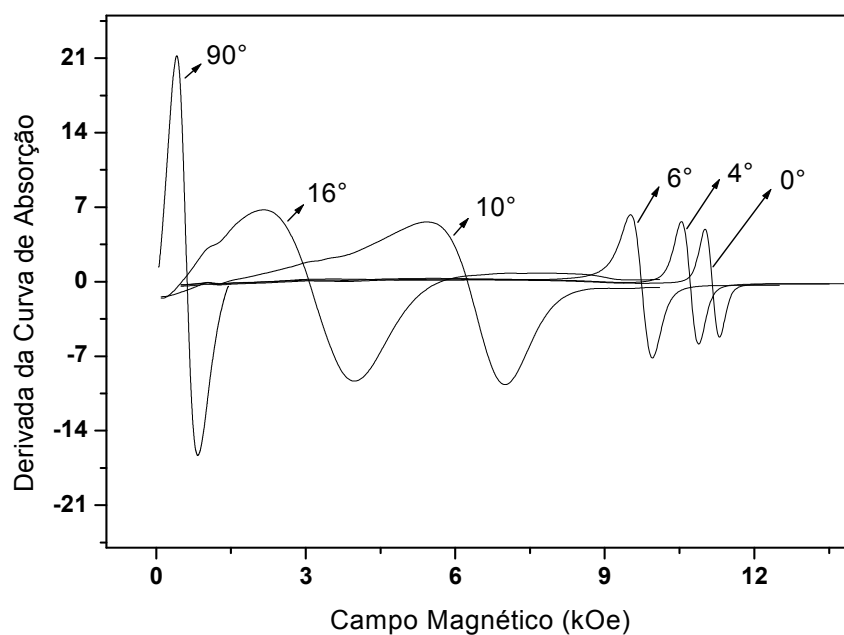


Figura 5.2 – Espectros típicos de FMR da bicamada NiO/Py com a camada de Py de 50 Å, para diferentes orientações de campo magnético aplicado em relação à normal ao plano do filme.

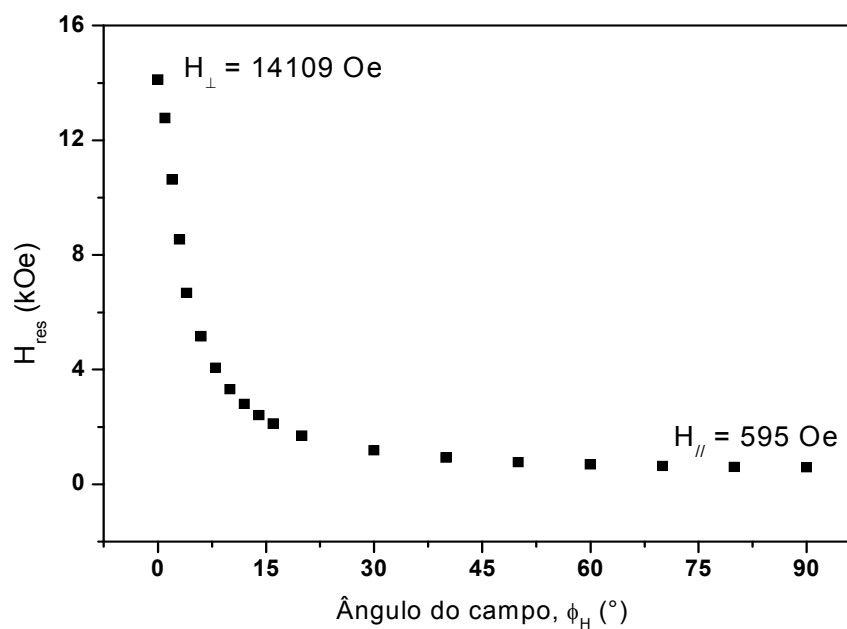


Figura 5.3 – Dependência angular do campo de ressonância da bicamada NiO/Co(20 Å) na geometria fora do plano. ϕ_H é o ângulo entre o eixo perpendicular ao plano do filme e o campo externo H .

Tabela 5.3 - Valores medidos de campo de ressonância e largura de linha na configuração perpendicular para as bicamadas. Para duas bicamadas NiO/Co e NiO/Py o campo de ressonância perpendicular ocorre acima de 20 kOe, assim, não foi possível medi-lo. Para a amostra Py(50 Å)/FeMn(50 Å) não foi realizado medidas de FMR na condição fora do plano.

Estrutura da amostra	$H_{\perp}$ (Oe)	$\Delta H_{\perp}$ (Oe)
NiO(350 Å)/Co(30 Å)	19592	137
NiO(350 Å)/Co(25 Å)	-	-
NiO(350 Å)/Co(20 Å)	14109	1664
NiO(350 Å)/Py(60 Å)	12432	120
NiO(350 Å)/Py(65 Å)	12377	103
NiO(350 Å)/Py(70 Å)	11748	101
NiO(350 Å)/Py(50 Å)	11147	115
Py(50 Å)/FeMn(50 Å)	-	-

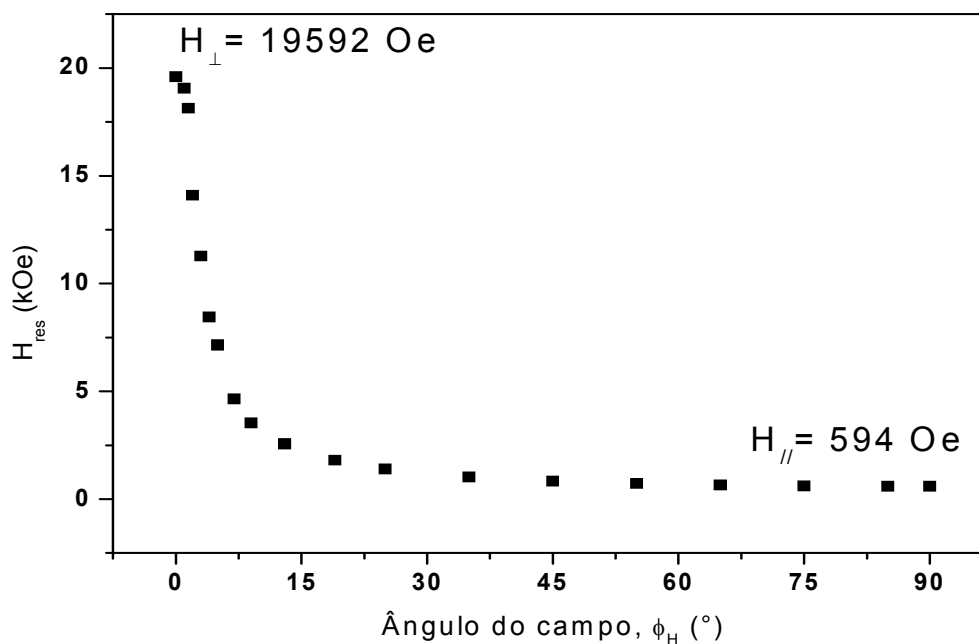


Figura 5.4 – Dependência angular do campo de ressonância da bicamada NiO/Co(30 Å), na geometria fora do plano. ϕ_H é o ângulo entre o eixo perpendicular ao plano do filme e o campo externo H .

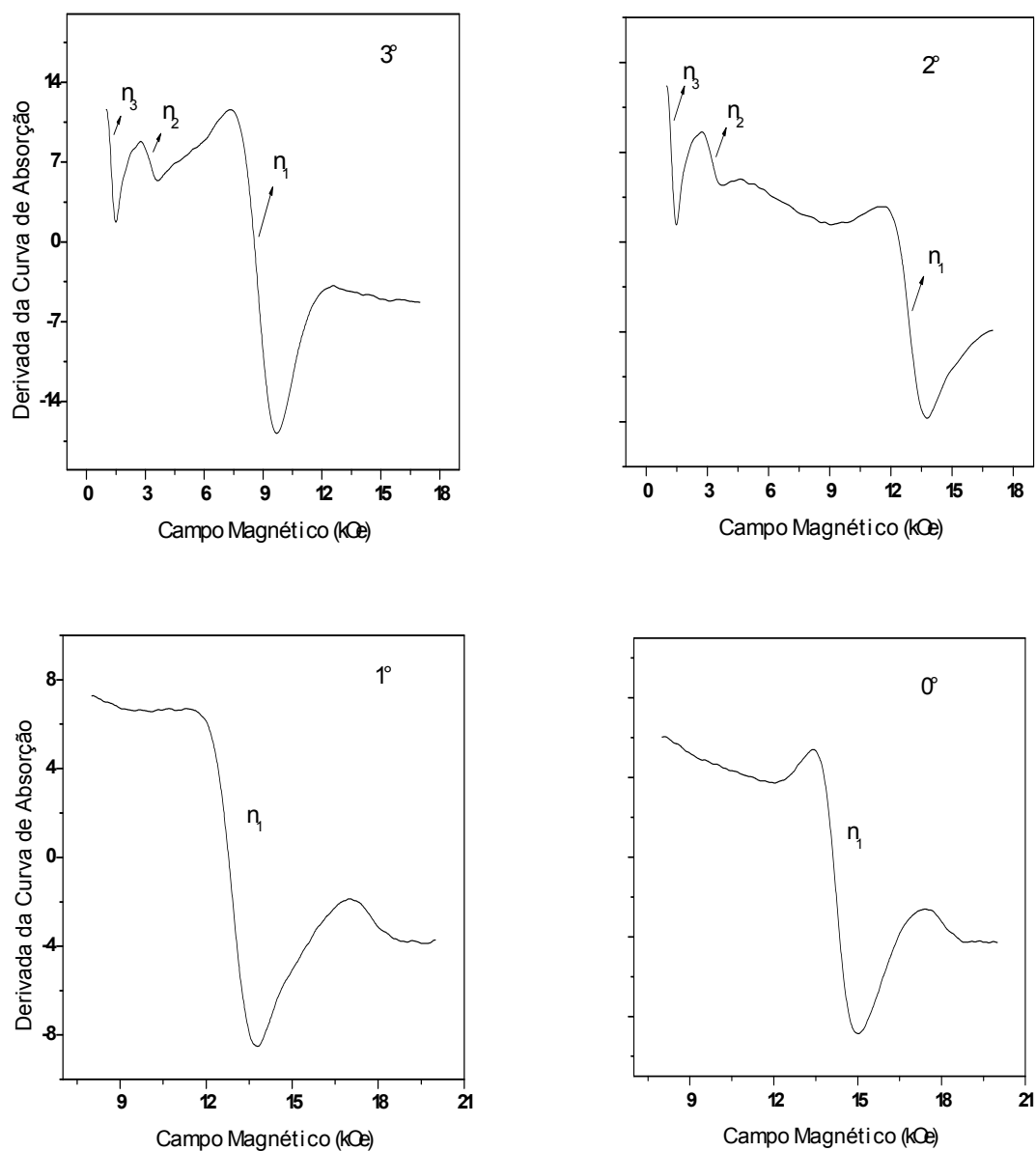


Figura 5.5 – Espectros de FMR da bicamada NiO/Co(20 Å), indicando o número de modos de absorção e o ângulo entre o campo magnético aplicado e a normal ao filme. Os modos de absorção são representados pelos símbolos n_1 , n_2 e n_3 , sendo que, n_1 é o modo uniforme e, n_2 e n_3 são os modos secundários.

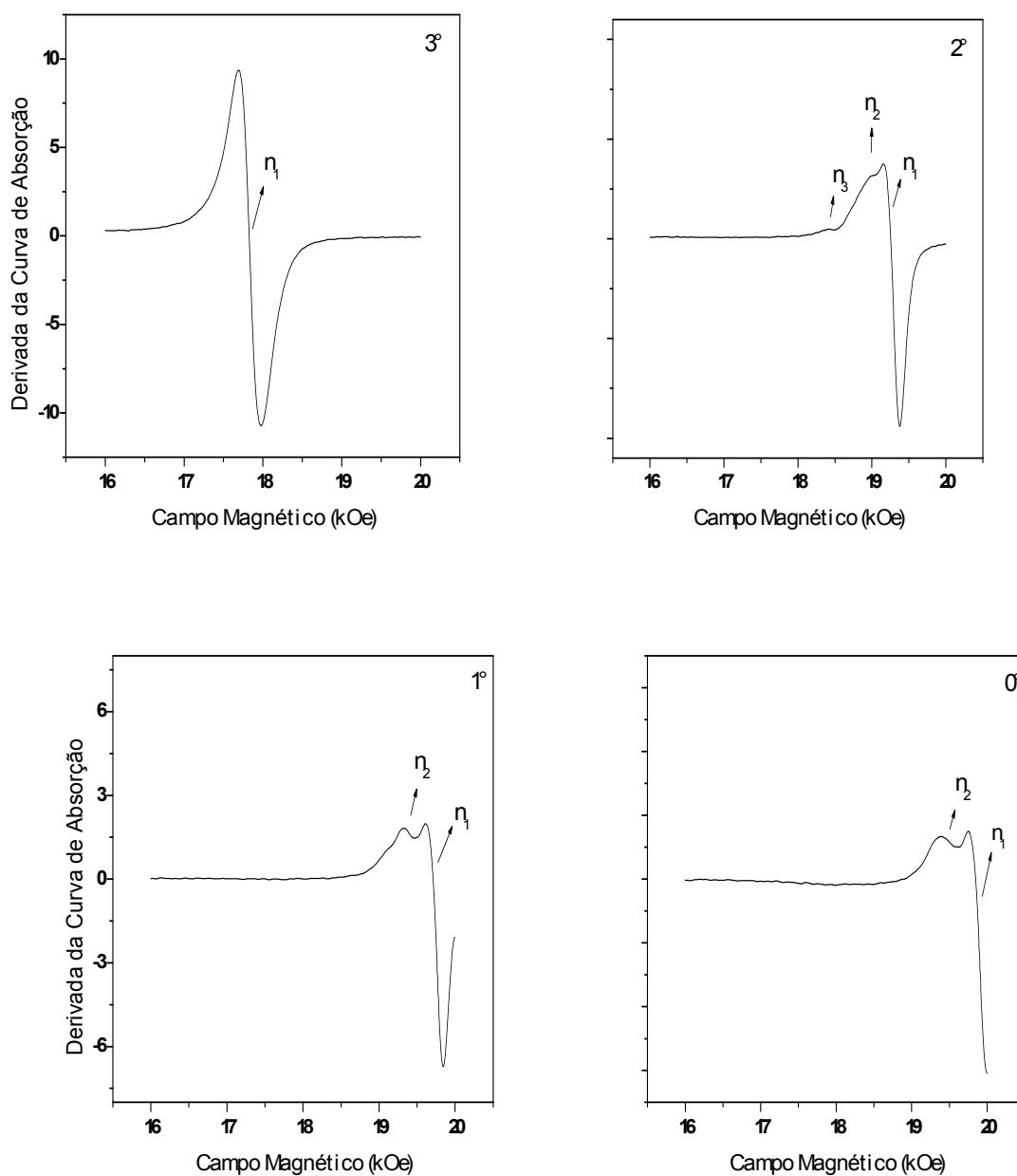


Figura 5.6 - Espectros de FMR da bicamada NiO/Co(30 Å), indicando o número de modos de absorção e o ângulo entre o campo magnético aplicado e a normal ao filme. Os modos de absorção são representados pelos símbolos n_1 , n_2 e n_3 , sendo n_1 o modo uniforme, e n_2 e n_3 , os modos secundários.

5.4.2 Tricamadas Magnéticas: Geometria Fora do Plano

A Figura 5.7, contém espectros típicos da dependência angular em relação à normal ao plano do filme, do campo de ressonância para a tricamada Co/NiO/Co com $t_{\text{NiO}} = 3 \text{ \AA}$, em Banda-X. Como regra geral, para as tricamadas estudadas, apenas nas medidas feitas com campo magnético aplicado fazendo ângulos inferiores a 15° com a normal ao plano do filme, nota-se mudança considerável do valor do campo de ressonância. Esta dependência é devida, principalmente à anisotropia de forma da amostra. As Figuras 5.8 e 5.9 apresentam a dependência angular do campo de ressonância em relação à normal ao plano do filme para as tricamadas Co/NiO/Co com $t_{\text{NiO}} = 3$ e $5 \text{ \AA}$, respectivamente.

O estudo da dependência angular do campo de ressonância em relação à normal ao plano do filme revelou comportamento distinto com respeito à origem e ao número de modos de absorção. Na tricamada Co/NiO/Co com $t_{\text{NiO}} = 10 \text{ \AA}$, para orientações do campo magnético próximas da normal ao plano do filme, os espectros apresentam superposição dos modos de absorção, como mostra a Figura 5.10. Para a tricamada Co/NiO/Co com $t_{\text{NiO}} = 30 \text{ \AA}$, os espectros mostram dois modos de absorção bem separados (Fig.5.11). Para a tricamada Co/NiO/Co com $t_{\text{NiO}} = 50 \text{ \AA}$, a dependência angular mostra dois modos de absorção que se separam bem próximo da normal ao plano do filme, como mostra a Figura 5.12. E para as tricamadas Co/NiO/Co com $t_{\text{NiO}} = 3$ e $5 \text{ \AA}$, os espectros apresentam um único modo de absorção, o modo uniforme. Em relação aos campos de ressonância e as larguras de linha perpendicular, os valores medidos flutuaram e não apresentaram nenhuma correlação com a espessura da camada AF, como mostra a Tabela 5.4, sendo que, para tricamada Co/NiO/Co com $t_{\text{NiO}} = 50 \text{ \AA}$ o campo ressonância está ocorrendo acima dos 20 kOe, devido a isto, não é possível medi-lo.

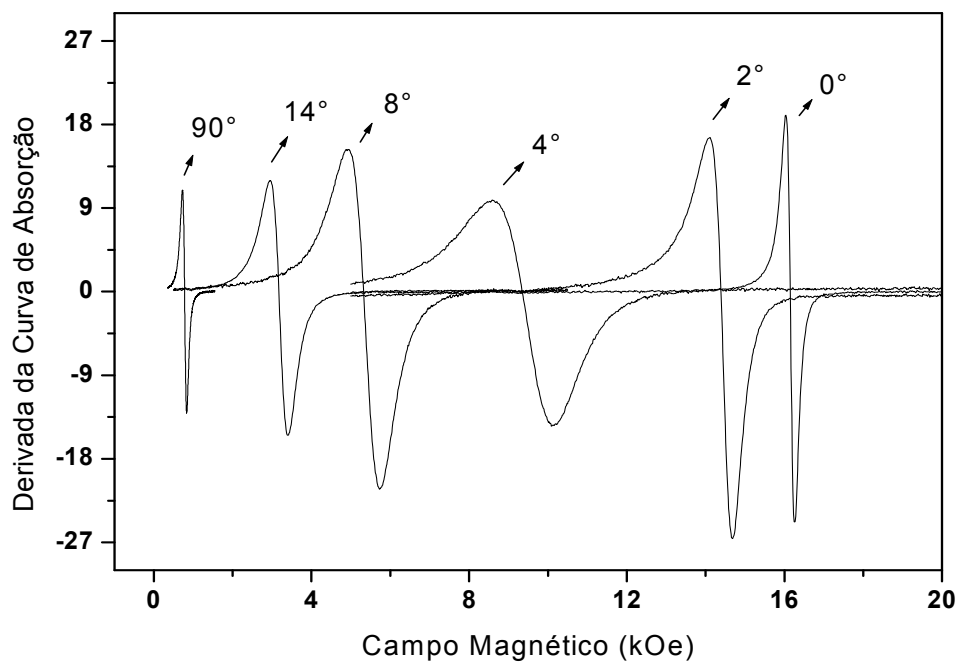


Figura 5.7 - Espectros típicos de FMR da tricamada Co/NiO/Co com $t_{\text{NiO}} = 3 \text{ Å}$, para diferentes orientações do campo aplicado em relação à normal ao plano do filme.

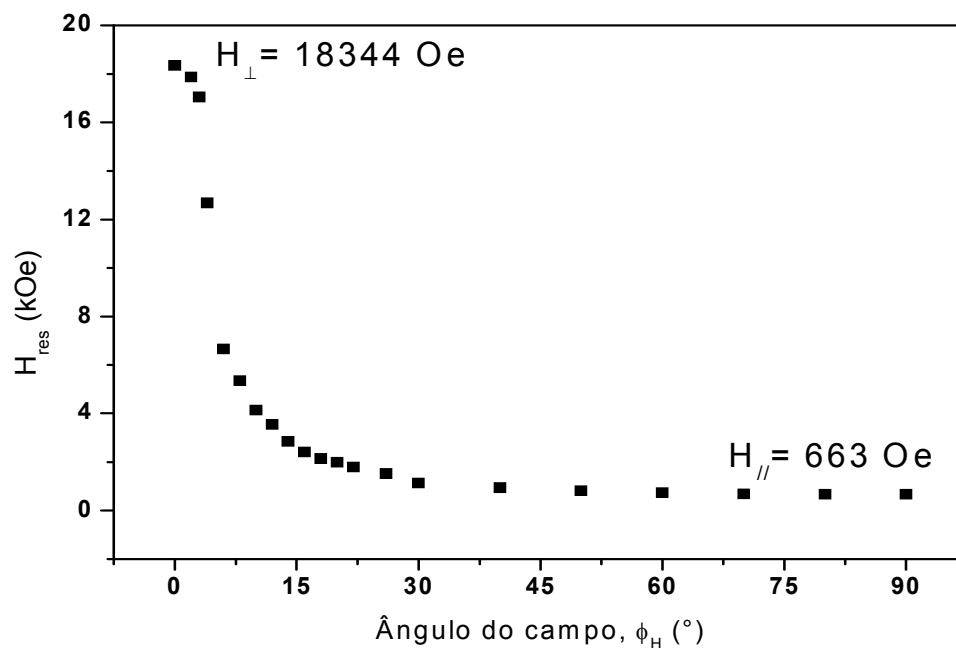


Figura 5.8 - Dependência angular do campo de ressonância da tricamada Co/NiO/Co ($t_{\text{NiO}} = 5 \text{ Å}$), na geometria fora do plano. ϕ_H é o entre o eixo perpendicular ao plano do filme e o campo externo H .

Tabela 5.4 - Valores medidos de campo de ressonância e largura de linha na configuração perpendicular para as tricamadas Co/NiO/Co. Para a tricamada Co/NiO/Co com $t_{\text{NiO}} = 50 \text{ \AA}$ o campo de ressonância perpendicular ocorre acima de 20 kOe.

Espessura- t_{NiO} ($\text{\AA}$)	$H_{\perp}$ (Oe)	$\Delta H_{\perp}$ (Oe)
3	16132	232
5	18344	299
10	13744	789
30	19729	505
50	-	-

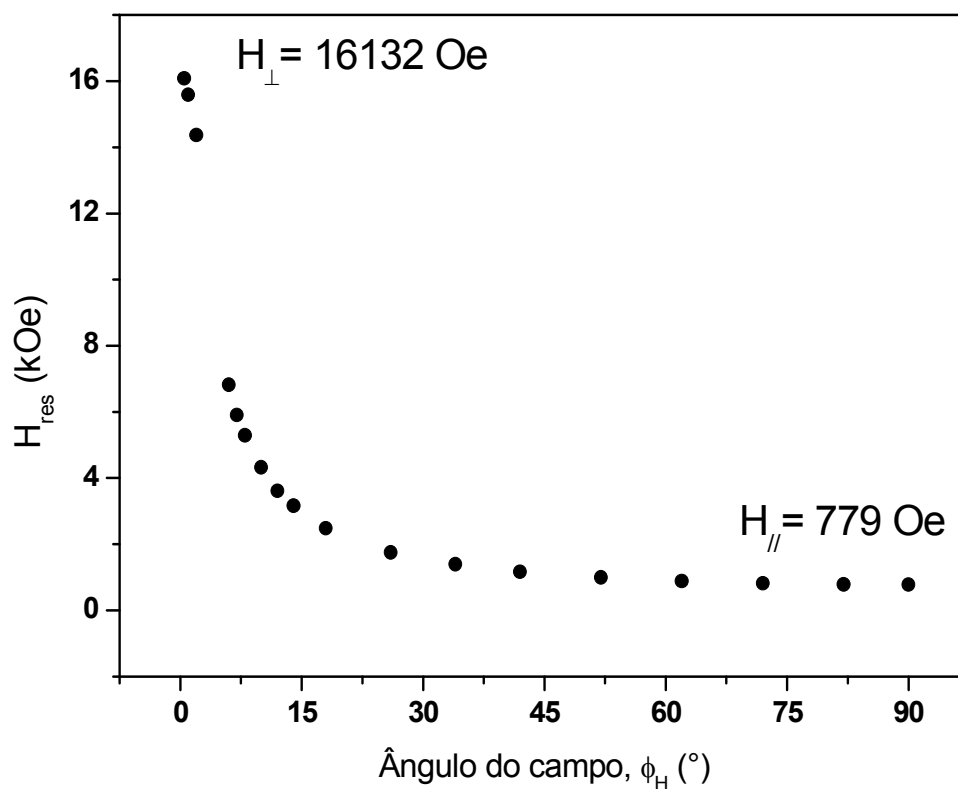


Figura 5.9 – Dependência angular do campo de ressonância da tricamada Co/NiO/Co ($t_{\text{NiO}} = 3 \text{ \AA}$) em relação à normal ao plano do filme, geometria fora do plano. ϕ_H é o ângulo entre o eixo perpendicular ao plano do filme e o campo externo H .

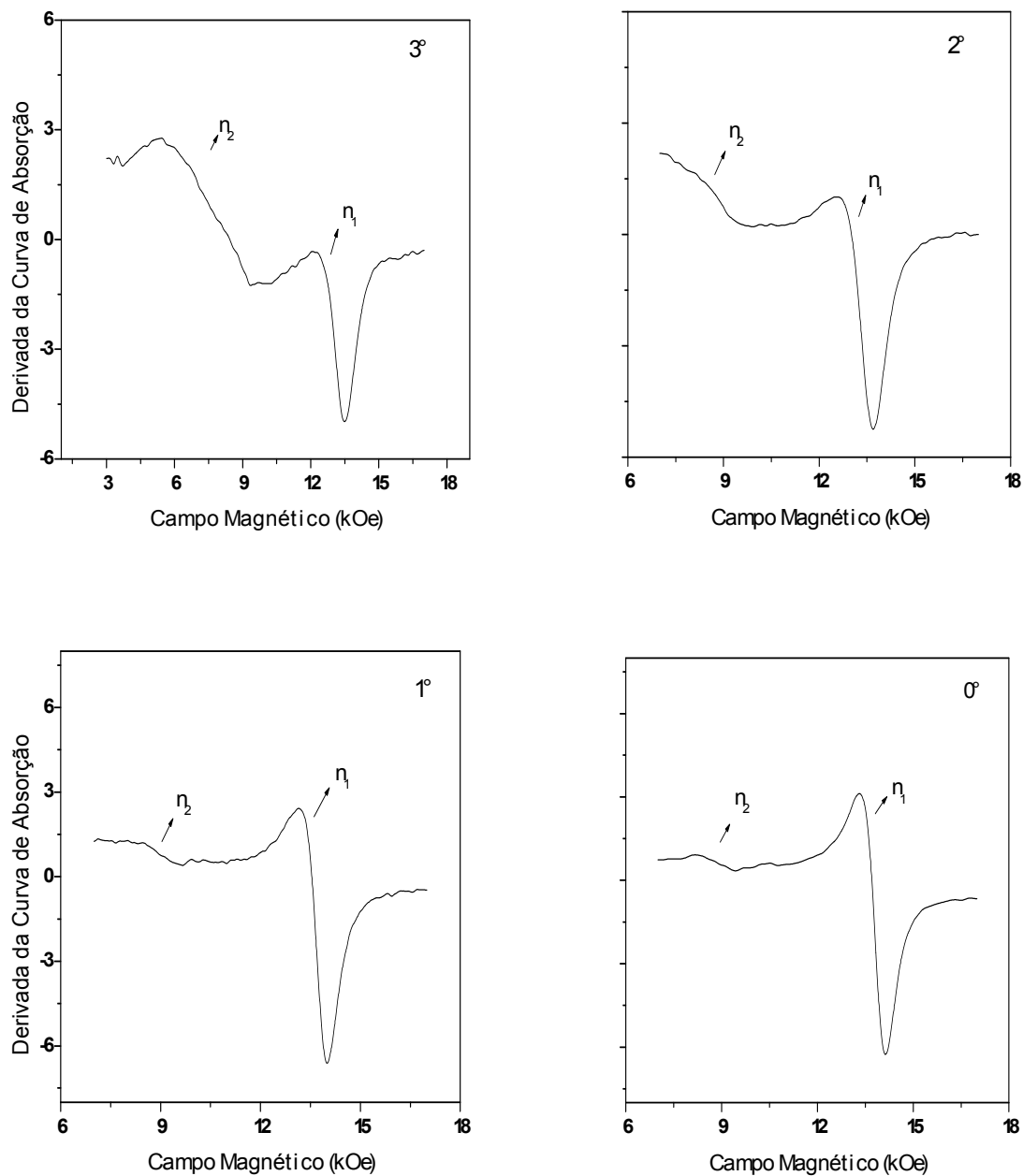


Figura 5.10 - Espectros de FMR da tricamada Co/NiO/Co com $t_{\text{NiO}} = 10 \text{ \AA}$, indicando o número de modos e o ângulo entre o campo magnético aplicado e a normal ao plano do filme. Os modos são representados pelos símbolos n_1 e n_2 , sendo n_1 o modo uniforme, e n_2 o modo secundário.

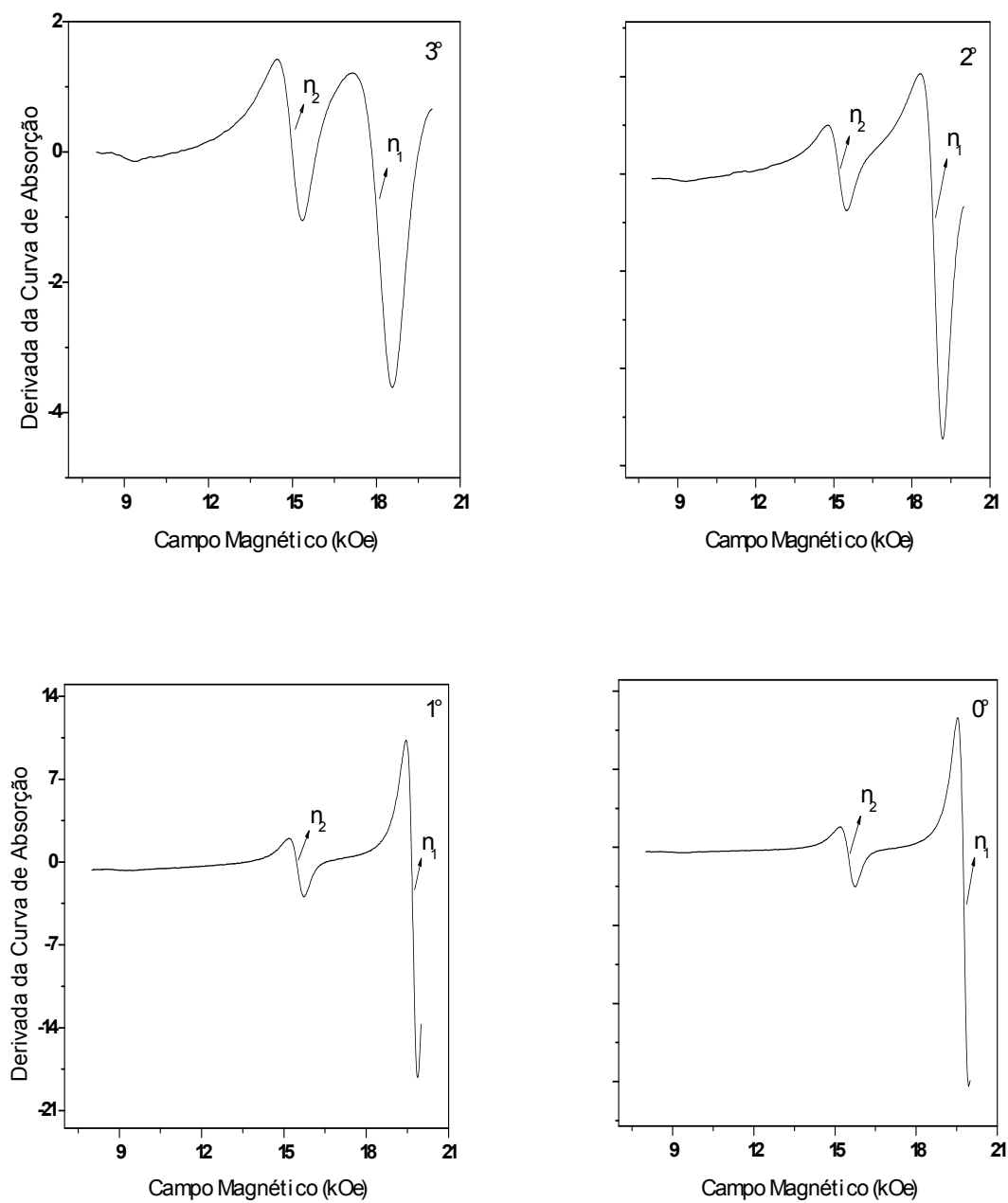


Figura 5.11 - Espectros de FMR para a trcamada Co/NiO/Co com $t_{\text{NiO}} = 30 \text{ \AA}$, indicando o número de modos e o ângulo entre o campo magnético aplicado e a normal ao plano do filme. Os modos são representados pelos símbolos n_1 e n_2 , sendo n_1 o modo uniforme, e n_2 o modo secundário.

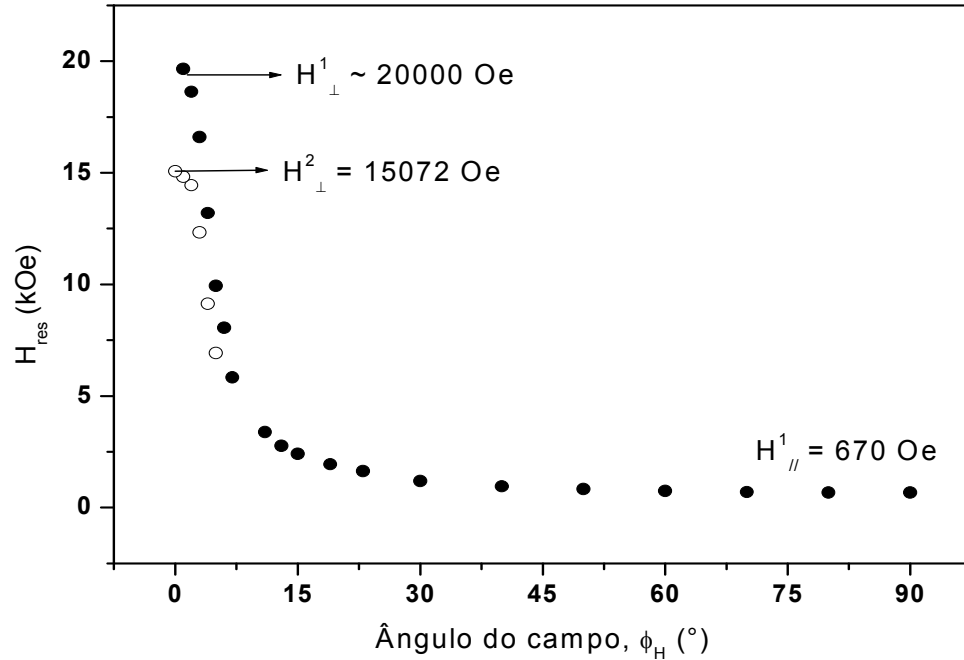


Figura 5.12 – Dependência do angular do campo de ressonância em relação à normal ao plano do filme para tricamada Co/NiO/Co com $t_{NiO} = 50 \text{ \AA}$. O gráfico apresenta a dependência angular dos dois modos absorção, o modo uniforme (símbolo cheio) e o modo secundário (símbolo vazio). $H_{\perp}^1$ e $H_{\perp}^2$ são os campos de ressonância perpendicular do modo uniforme e do secundário, respectivamente. $H_{\parallel}^1$ é o campo de ressonância paralelo.

5.4.3 Bicamadas Magnéticas: Geometria Paralela

A Figura 5.13, contém espectros típicos da dependência angular do campo de ressonância para bicamada NiO/Py(60 Å), em relação ao plano do filme, em Banda-X. Observa-se que o campo de ressonância muda com o ângulo azimutal ϕ_H que determina a orientação do campo magnético externo aplicado no plano do filme. Na presença apenas de anisotropia uniaxial, o campo de ressonância tem o mesmo valor para as orientações $\phi_H = 0, 180$ e 360 graus; quando a anisotropia é unidirecional, ou seja, na presença do campo de *exchange bias*, o campo de ressonância tem o mesmo valor nas orientações $\phi_H = 0$ e 360 graus. O estudo da dependência

angular do campo de ressonância no plano do filme, revelou a presença do campo de *exchange bias* em três bicamadas, como mostram as Figuras 5.14 e 5.15. Para a bicamada NiO/Py com $t_{Py} = 70 \text{ \AA}$, a dependência angular do campo de ressonância mostra que há também uma anisotropia uniaxial no plano competindo com o campo de *exchange bias* (Fig. 5.14); porém o campo de *exchange bias* é superior ao campo de anisotropia uniaxial. Para as demais bicamadas estudadas, há apenas anisotropia uniaxial, como mostram as Figuras 5.16 e 5.17. Em relação ao campo de ressonância e largura de linha, na geometria paralela, os valores medidos não apresentam correlação com a espessura da camada FM, como mostra a Tabela 5.5; indicando amostras não homogêneas.

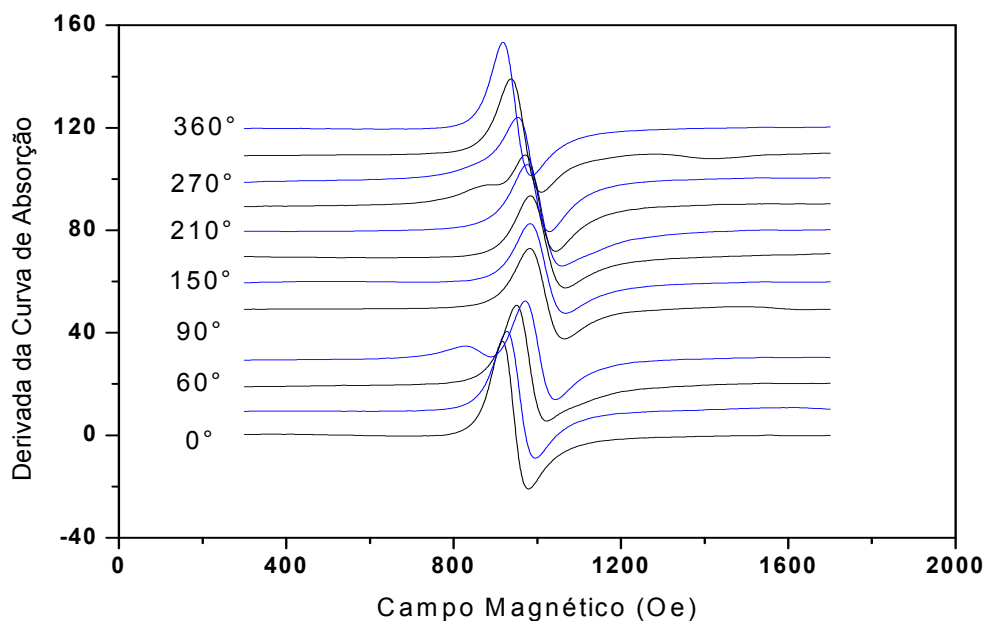
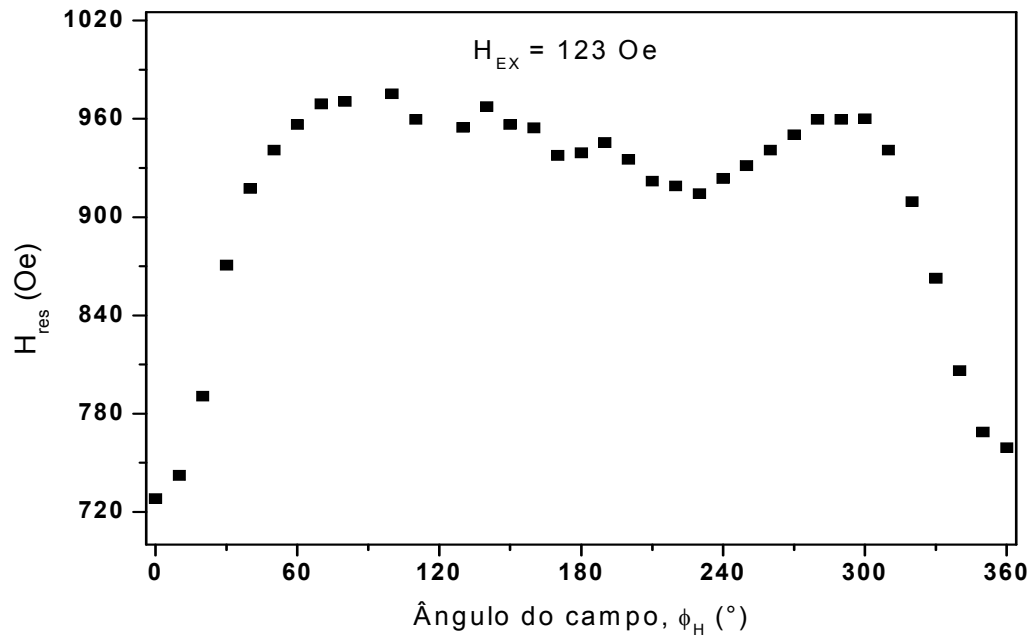


Figura 5.13 - Espectros típicos de FMR da bicamada NiO/Py(60 Å) com campo magnético externo aplicado paralelo ao plano do filme, para diferentes orientações do campo aplicado.



Fi

gura 5.14 – Dependência angular do campo de ressonância para a bicamada NiO/Py com $t_{\text{Py}} = 70 \text{ \AA}$, com o campo magnético aplicado no plano do filme.

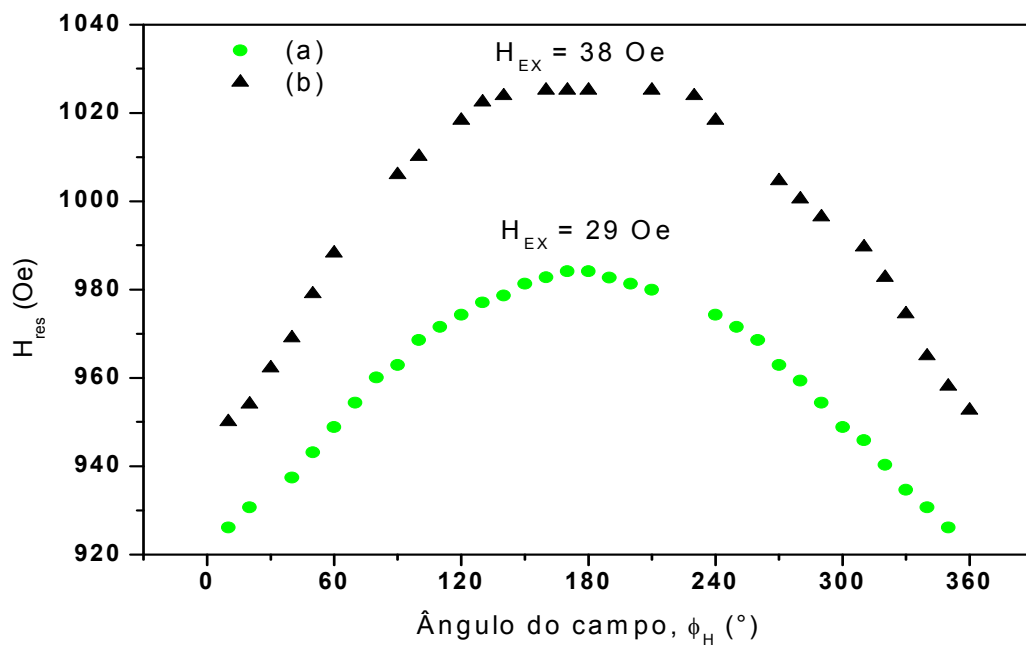


Figura 5.15 – Dependência angular do campo de ressonância para as bicamadas NiO/Py(65 Å) (a) e NiO/Py(60 Å) (b) (geometria no plano).

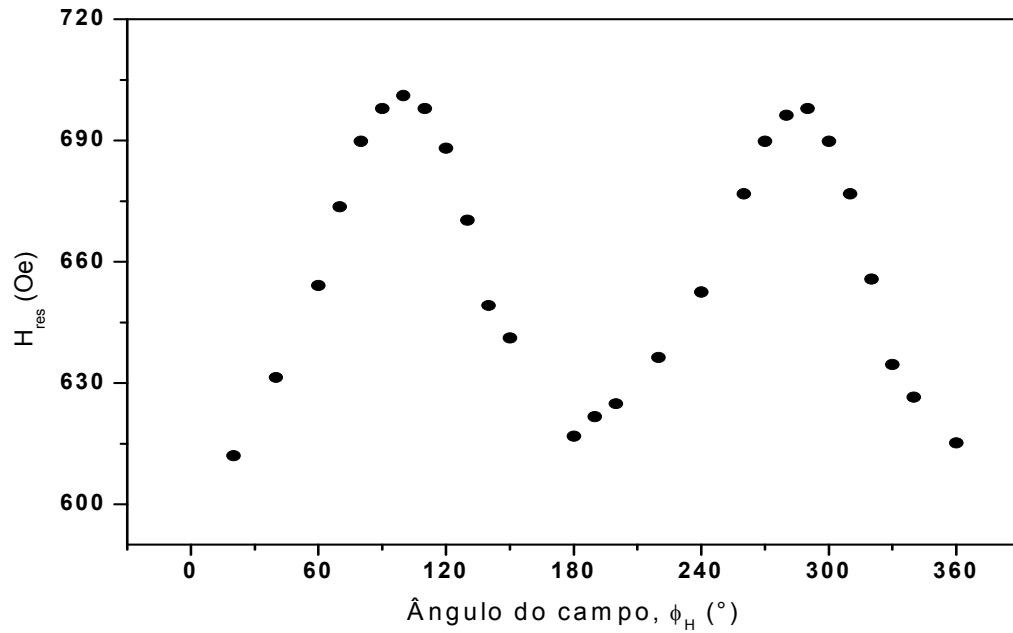


Figura 5.16 – Dependência angular do campo de ressonância, com o magnético externo aplicado no plano do filme para a bicamada NiO/Co(30 Å).

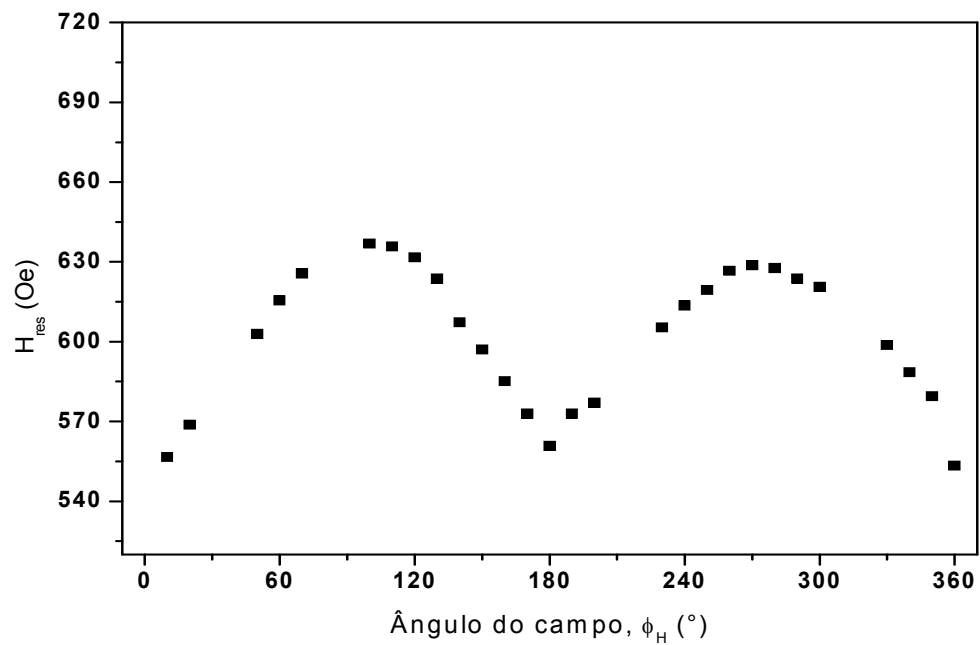


Figura 5.17 – Dependência angular do campo de ressonância, com o magnético externo aplicado no plano do filme para a bicamada NiO/Co(20 Å).

Tabela 5.5 – Valores medidos do campo ressonância (H_{res}) e largura de linha ($\Delta H_{//}$) na geometria paralela para as bicamadas NiO/Co, NiO/Py e Py/FeMn estudadas.

Estrutura da amostra	$H_{//}$ (Oe)	$\Delta H_{//}$ (Oe)
NiO(350 Å)/Co(25 Å)	601	180
NiO(350 Å)/Co(20 Å)	595	211
NiO(350 Å)/Co(30 Å)	594	155
NiO(350 Å)/Py(60 Å)	954	89
NiO(350 Å)/Py(65 Å)	933	60
NiO(350 Å)/Py(70 Å)	917	313
NiO(350 Å)/Py(50 Å)	611	416
Py(50 Å)/FeMn(50 Å)	1089	51

5.4.4 Tricamadas Magnéticas: Geometria Paralela

Na Figura 5.18, são apresentados espectros típicos (em Banda-X) da dependência angular do campo de ressonância para a tricamada Co/NiO/Co com $t_{\text{NiO}} = 3 \text{ Å}$, com campo magnético aplicado no plano do filme. Como regra geral para as tricamadas estudadas, a dependência angular do campo de ressonância no plano do filme revelou apenas a presença de anisotropia uniaxial no plano, com os valores do campo de ressonância sempre iguais nas orientações $\phi_H = 0$, 180 e 360 graus, como mostram as Figuras 5.19 e 5.20. Todos os espectros apresentaram apenas um modo de absorção, como mostra a Figura 5.21. Em relação aos campos de ressonância, com exceção da amostra com $t_{\text{NiO}} = 50 \text{ Å}$, os valores medidos apresentam uma dependência linear com o inverso da espessura t_{NiO} e, os valores da largura linha flutuaram, não apresentando correlação com a espessura da amostra, como mostra a Tabela 5.6.

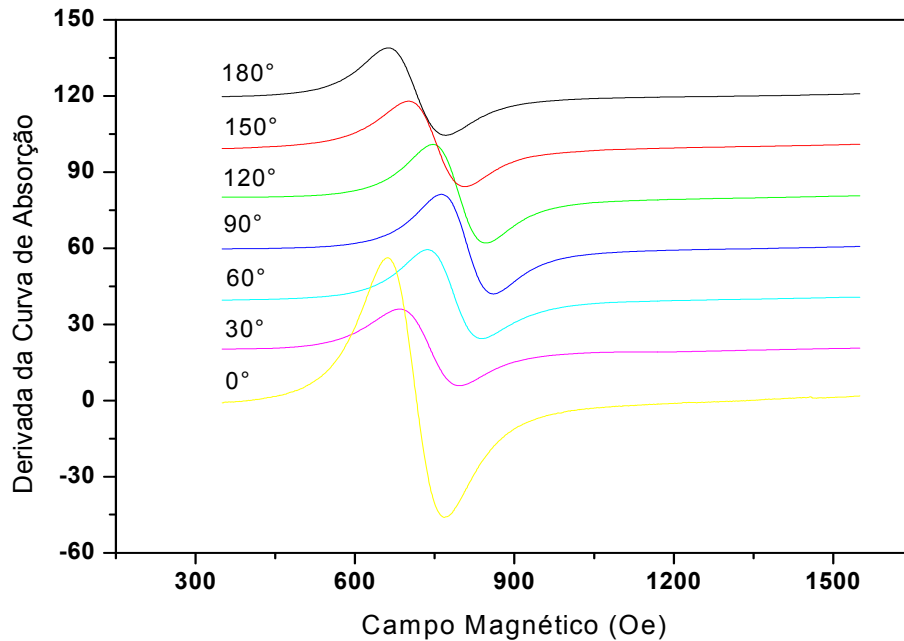


Figura 5.18 – Espectros típicos de FMR com campo magnético externo aplicado paralelo ao plano do filme para a tricamada Co/NiO/Co com $t_{\text{NiO}} = 3 \text{ \AA}$, para diferentes orientações do campo aplicado.

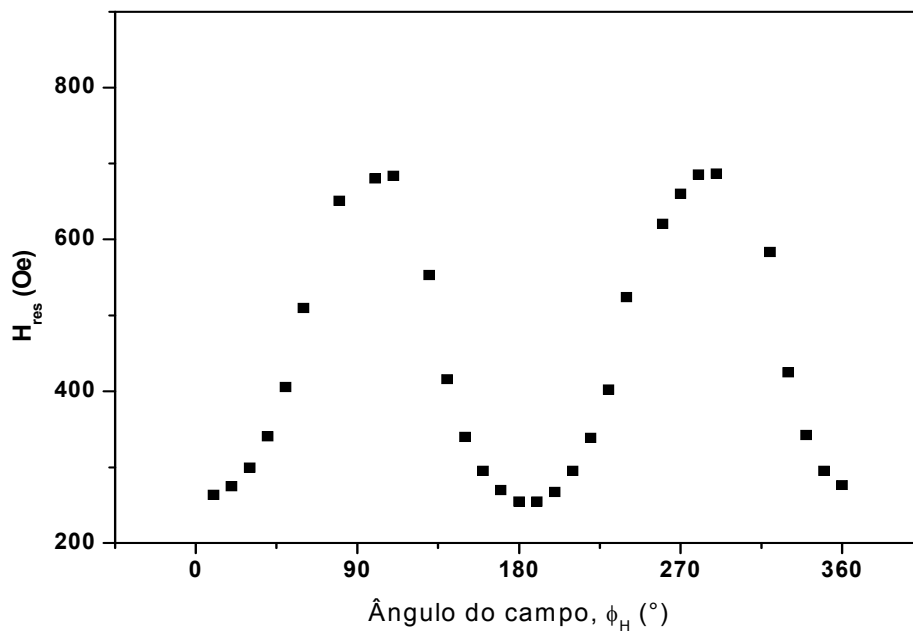


Figura 5.19 - Dependência angular do campo de ressonância no plano do filme para a tricamada Co/NiO/Co com $t_{\text{NiO}} = 5 \text{ \AA}$.

Tabela 5.6 – Valores medidos do campo de ressonância e largura de linha na geometria paralela para as tricamadas Co/NiO/Co.

t_{NiO} (Å)	$H_{//}$ (Oe)	$\Delta H_{//}$ (Oe)
3	779	109
5	663	392
10	553	261
30	449	635
50	670	390

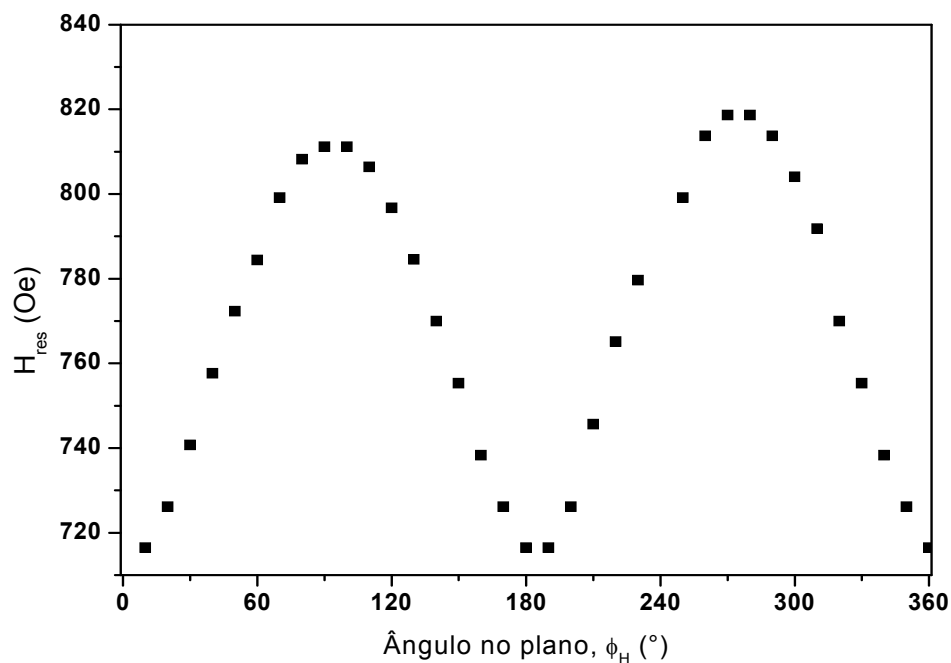


Figura 5.20 - Dependência angular do campo de ressonância com o campo magnético externo aplicado no plano do filme para a tricamada Co/NiO/Co com $t_{\text{NiO}} = 3$ Å.

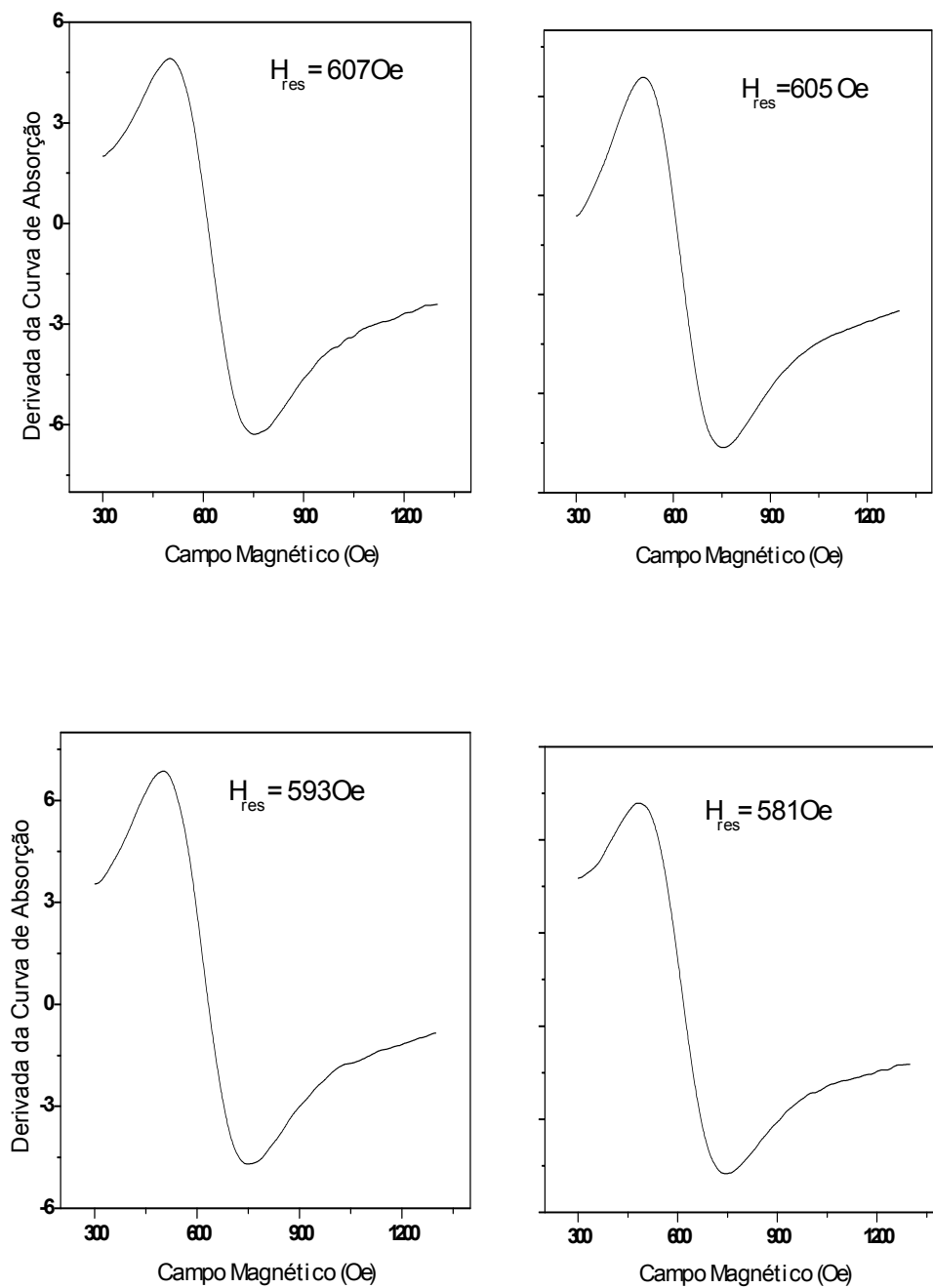


Figura 5.21 - Espectros de FMR para a tricamada Co/NiO/Co com $t_{\text{NiO}} = 10 \text{ \AA}$, na geometria paralela indicando o modo uniforme e o campo de ressonância, para diferentes orientações do campo magnético externo aplicado no plano do filme.

5.5 Dependência Angular da Largura de Linha

A Figura 5.22 contém os resultados experimentais da dependência angular da largura de linha (ΔH) do espectro de FMR (geometria fora do plano) para a bicamada NiO/Co(20 Å) e para a tricomada Co/NiO/Co com $t_{\text{NiO}} = 10$ Å, respectivamente.

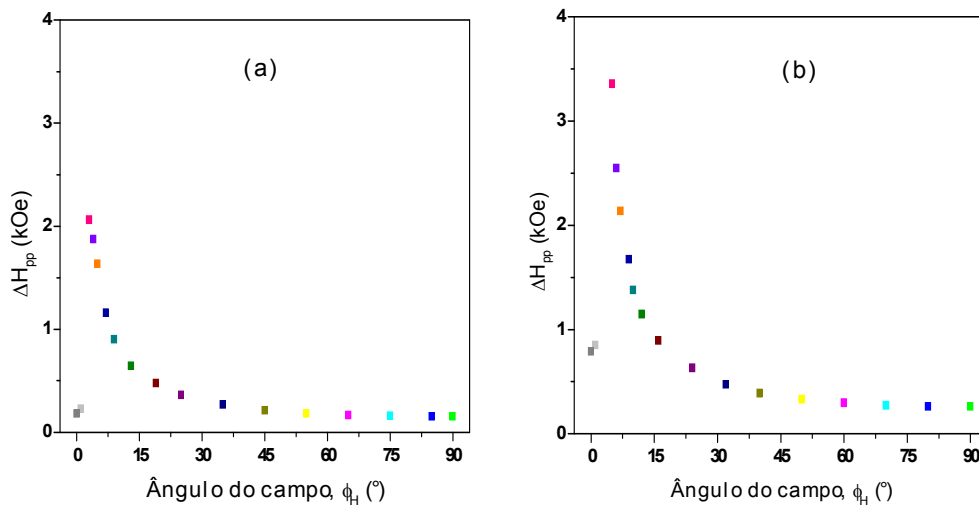


Figura 5.22 – Dependência angular da largura de linha (ΔH_{pp}) do espectro de FMR. Os gráficos representam a largura de linha em função do ângulo entre o campo magnético aplicado e a normal ao plano do filme para a bicamada NiO/Co(20 Å) (a) e a tricomada Co/NiO/Co com $t_{\text{NiO}} = 10$ Å (b).

Os valores medidos da ΔH para diversos filmes apresentam uma grande variação, atingindo um valor máximo quando o campo magnético aplicado está em torno de 10° em relação a normal ao plano do filme. Esta variação não apresenta nenhuma dependência com as espessuras das camadas e também não há correlação com a presença da anisotropia unidirecional. Na geometria paralela, não ocorreu dependência angular da ΔH para nenhuma amostra.

A questão da natureza física da ΔH do espectro de ressonância FMR de filmes finos é muito complexa e envolve vários mecanismos de relaxação e de homogeneidade estrutural. O alargamento da linha está intimamente associado à anisotropia magnética, particularmente à

anisotropia de superfície. A largura de linha é determinada principalmente por dois mecanismos [27]:

- amortecimento intrínseco;
- não homogeneidade da estrutura magnética.

A primeira contribuição, por sua natureza intrínseca, passa por um mínimo nas principais direções magnéticas e têm valores máximos nos pontos de variações da magnetização. Enquanto que, a contribuição não homogênea para a largura de linha decorre de imperfeições, rugosidades ou defeitos da rede cristalina, e também forma da amostra [27].

CAPÍTULO 6

Análise e Discussões dos Resultados

Neste capítulo são apresentadas as análises e as discussões das medidas de FMR descritas no capítulo anterior. Os valores obtidos para a anisotropia magnética efetiva são analisados em termos das contribuições de volume e de superfície. Os valores obtidos para campo de *exchange bias* são analisados e comparados com valores conhecidos na literatura.

6.1 Magnetização Efetiva

A magnetização efetiva $4\pi M_{ef}$ e o fator-g podem ser obtidos pela dependência angular do campo de ressonância como foi descrito no Capítulo 4. A magnetização efetiva e o fator-g são dados pelas seguintes equações (no sistema gaussiano de unidades):

$$4\pi M_{ef} = H_{\perp} + \left(\frac{H_{\parallel}}{2} \right) - \left[H_{\parallel} \left(H_{\perp} + 5 \frac{H_{\parallel}}{4} \right) \right]^{\frac{1}{2}}; \quad (6.1)$$

$$\frac{\omega}{\gamma} = \frac{[5H_{\parallel}^2 + 4H_{\parallel}H_{\perp}]^{\frac{1}{2}} - H_{\parallel}}{2} \Rightarrow \gamma = g \frac{e}{2mc}. \quad (6.2)$$

Os valores calculados da magnetização efetiva e fator-g das bicamadas NiO/Co e NiO/Py e das tricamadas Co/NiO/Co estão listados nas Tabelas 6.1 e 6.2, respectivamente. Os valores do fator-g e de $4\pi M_{ef}$ para bicamada Py/FeMn não foram calculados, pois, a dependência angular do campo de ressonância foi realizada apenas na geometria paralela de campo aplicado.

Tabela 6.1 - Valores da magnetização efetiva e fator-g das bicamadas. Os valores para bicamada Py/FeMn não foram calculados. Os valores do fator-g superior 2,4 foram rejeitados, pois, são bem superiores aos valores encontrados na literatura [9].

Estrutura da amostra	$4\pi M_{ef}$ (Oe)	Fator-g
NiO(350 Å)/Co(30 Å)	16029	-
NiO(350 Å)/Co(25 Å)	-	-
NiO(350 Å)/Co(20 Å)	11099	2,06
NiO(350 Å)/Py(60 Å)	8942	2,10
NiO(350 Å)/Py(65 Å)	8931	2,09
NiO(350 Å)/Py(70 Å)	8766	-
NiO(350 Å)/Py(50 Å)	8755	-
Py(50 Å)/FeMn(50 Å)	-	-

Tabela 6.2 – Valores da magnetização efetiva e fator-g das tricamadas Co/NiO/Co. Os valores do fator-g superior a 2,4 também foram rejeitados, devido às mesmas razões, para as quais, foi rejeitado para as bicamadas.

Espessura- t_{NiO} (Å)	$4\pi M_{ef}$ (Oe)	Fator-g
3	12871	2,14
5	15244	2,26
10	11076	-
30	16682	-
50	11428	-

As Tabelas 6.1 e 6.2 demonstram grande variação dos valores da magnetização efetiva e do fator-g de uma amostra para outra, tanto para as bicamadas como para as tricamadas. S. J. Yuan e colaboradores mostram que para filmes finos a magnetização da camada ferromagnética decresce com a redução da espessura da camada ferromagnética [25], devido a efeitos de superfícies; para pequenas espessuras da camada ferromagnética, a temperatura de Curie pode ser menor, resultando na redução da magnetização M_{FM} à temperatura ambiente. A magnetização efetiva é diretamente proporcional ao campo de anisotropia perpendicular, como pode ser visto pela relação $4\pi M_{ef} = 4\pi M_{FM} - H_K$, sendo $H_K = 2K_{ef}/M_{FM}$ com a anisotropia magnética efetiva podendo

ser descrita em termos de contribuições de volume e superfície. Entretanto, não é possível afirmar qual destas contribuições é predominante. Em relação ao fator-g, alguns trabalhos mostram que ele pode ser influenciado tanto pela presença da camada antiferromagnética, quanto pela espessura do material ferromagnético [27]. Comparando os valores de $4\pi M_{ef}$ e fator-g apresentados na Tabela 6.1 para as bicamadas, com valores encontrados na literatura como, por exemplo, $4\pi M_{ef} = 12650$ Oe e $g = 2,1$ [31], nota-se uma grande diferença entre os valores da literatura e os calculados neste trabalho, indicando que as condições de preparação das amostras têm forte influência sobre suas propriedades magnéticas. Para as tricamadas Co/NiO(t_{NiO})/Co os valores da $4\pi M_{ef}$ e do fator-g são bastantes distintos, indicando que a presença da camada AF, sua espessura, interações de interface e condições de deposição contribui diretamente para o comportamento destas propriedades magnéticas.

6.2 Anisotropia Uniaxial e Unidirecional

Para as bicamadas NiO/Co(t_{Co}) o campo de anisotropia uniaxial no plano variou pouco e para as bicamadas NiO/Py(t_{Py}), apenas uma apresentou esta anisotropia com intensidade menor que as bicamadas NiO/Co(t_{Co}), indicando que mesmo para amostras policristalinas a estrutura do Co (cúbica ou hexagonal) tem forte contribuição para a intensidade desta anisotropia. A dependência angular do campo de ressonância na geometria paralela em Banda-X e Banda-Q para bicamada Py/FeMn revelou um campo de anisotropia uniaxial no plano da ordem de 5 Oe, o que pode ser resultado da influência direta da camada FeMn. Para as tricamadas Co/NiO/Co, os valores dos campos de anisotropia uniaxial variaram muito, não apresentando dependência com t_{NiO} , sugerindo pouca influência da espessura da camada AF neste tipo de anisotropia em tricamadas Co(50 Å)/NiO(t_{NiO})/Co(30 Å).

A presença da anisotropia uniaxial no plano geralmente é relacionada às condições de preparação da amostra, e a efeitos de forma e superfície [32]. Entretanto, conforme evidências experimentais, filmes policristalinos de cobalto podem apresentar uma direção fácil de magnetização no plano do filme devido à estrutura cristalográfica hexagonal do cobalto [32]. Na Tabela 6.3 são apresentados os valores dos campos de anisotropia uniaxial no plano e do campo de *exchange bias* obtidos das medidas de FMR para as bicamadas, e na Tabela 6.4 são apresentados os valores do H_U e das respectivas espessuras da camada antiferromagnética das tricamadas Co/NiO/Co.

A comparação dos H_U das bicamadas estudadas (Tabela 6.3) com valores reportados na literatura como, por exemplo, para uma bicamada NiO(875 Å)/Py(120 Å) com campo de anisotropia uniaxial no plano de 8,9 Oe [33], demonstra a influência de vários parâmetros em relação a esta propriedade, por exemplo, a espessura da camada AF.

O campo de *exchange bias* só foi detectado nas bicamadas NiO/Py; as outras bicamadas apresentam apenas H_U . Em nenhuma das tricamadas Co/NiO/Co foi detectado campo de *exchange bias*. As medidas de dependência angular do campo de ressonância em geometria de campo aplicado paralelo (Figuras 5.14 e 5.15), na ausência de uma anisotropia uniaxial no plano do filme, fornecem o campo *exchange bias* por meio da relação [34]

$$2H_{EX} = [H(\pi) - H(0)], \quad (6.3)$$

pois quando o campo magnético externo $\vec{H}$ é aplicado ao longo da direção do campo de *exchange bias* $\vec{H}_{EX}$, o campo efetivo é dado pela seguinte relação

$$H(0) + H_{EX}, \quad (6.4)$$

e quando $\vec{H}$ é aplicado em direção oposta ao $\vec{H}_{EX}$, o campo efetivo é dado por

$$H(\pi) - H_{EX}. \quad (6.5)$$

Tabela 6.3 – Valores do campo de anisotropia uniaxial no plano H_U e campo do *exchange bias* H_{EX} das bicamadas.

Estrutura da amostra	H_U (Oe)	H_{EX} (Oe)
NiO(350 Å)/Co(20 Å)	35	-
NiO(350 Å)/Co(25 Å)	45	-
NiO(350 Å)/Co(30 Å)	34	-
NiO(350 Å)/Py(60 Å)	-	29
NiO(350 Å)/Py(65 Å)	-	38
NiO(350 Å)/Py(70 Å)	-	123
NiO(350 Å)/Py(50 Å)	22	-
Py(50 Å)/FeMn(50 Å)	5	-

Tabela 6.4 - Espessuras das camadas antiferromagnéticas t_{NiO} e campos de anisotropia uniaxial no plano das tricamadas Co/NiO/Co.

t_{NiO} (Å)	H_U (Oe)
3	48
5	216
10	80
30	35
50	34

Para vários sistemas estudados como, por exemplo, NiO/Py, o campo de *exchange bias* H_{EX} é inversamente proporcional à espessura da camada ferromagnética, indicando que o campo de *exchange bias* é um efeito de interface [35]. Entretanto, alguns trabalhos mostram que, se a camada FM é muito fina (alguns poucos nm), esta dependência desaparece [36]. Em trabalhos como, por exemplo, Referência [37], mostra que o H_{EX} para uma espessura da camada

ferromagnética t_{Py} de aproximadamente 250 Å torna-se desprezível e para valores menores que esta espessura, o campo de exchange cresce rapidamente.

Em duas bicamadas NiO/Py estudadas, a primeira com a camada de Py de 50 Å apresentou apenas anisotropia uniaxial e a segunda de 70 Å apresentou grande valor de campo *exchange bias*, como mostra a Tabela 6.3, indicando que outros efeitos podem superar a dependência do H_{EX} com a espessura da camada ferromagnética. A Tabela 6.5 mostra alguns resultados encontrados na literatura sobre medidas do H_{EX} feitas por FMR. A comparação do campo de *exchange* das bicamadas estudadas com as das bicamadas relacionadas na Tabela 6.5, confirma que a presença e a intensidade do H_{EX} depende de propriedades das camadas ferromagnética e antiferromagnética e das condições de deposição destas camadas.

Em relação às tricamadas de Co(50 Å)/NiO(t_{NiO})/Co(30 Å), as intensidades dos H_U variaram muito, indicando que a camada AF pode contribuir para o acoplamento das camadas FM, podendo-se considerar a tricamada Co/NiO/Co como uma monocamada de Co [38]; a estrutura do cobalto tem forte influência tanto na presença quanto na intensidade do campo de anisotropia uniaxial no plano em filmes finos de Co. Os valores obtidos concordam com resultados encontrados na literatura [39]. Entretanto, não é possível realizar uma análise comparativa mais ampla dos resultados obtidos; não existem muitos trabalhos na literatura relacionados às tricamadas Co/NiO/Co.

Tabela 6.5 - Valores dos campos de *exchange bias* H_{EX} conforme as referências indicadas. Todas as amostras são bicamadas NiO/Py. As amostras A e B foram produzidas pela técnica de *magnetron sputtering*. Amostra C foi produzida usando a técnica de *rf diode sputtering* e a D é a amostra E1683 estudada neste trabalho.

Amostra	H_{EX} (Oe)	t_{FM} (Å)	Ref.
A	13,0	120	[33]
B	16,4	165	[31]
C	80,0	50	[39]
D	0,0	50	-

CAPÍTULO 7

Conclusões e Recomendações

Neste capítulo são apresentadas as conclusões sobre os estudos de bicamadas (sem *exchange bias*) e com *exchange bias* e tricamadas (sem *exchange bias*), utilizando a técnica de ressonância ferromagnética. São também feitas algumas recomendações para possíveis trabalhos futuros.

7.1 Conclusões

De acordo com os resultados obtidos neste trabalho, pode-se afirmar que a técnica de ressonância ferromagnética é excelente não só para detectar anisotropias magnéticas, mas para detectar também o campo de *exchange bias* nas bicamadas AF/FM, assim como, evidenciar outras contribuições de várias propriedades magnéticas presentes em filmes finos.

Os resultados obtidos para $4\pi M_{ef}$ e fator-g para as bicamadas e tricamadas estudadas são bem diferentes daqueles encontrados na literatura, confirmando a forte influência das condições de deposição das amostras sobre suas propriedades magnéticas.

Os resultados obtidos através da variação angular do campo de ressonância no plano do filme revelaram a presença de diferentes estruturas e anisotropias. Assim, as bicamadas de NiO/Co apresentaram anisotropia uniaxial no plano, o que demonstra contribuições da estrutura cristalográfica do cobalto; dentre as bicamadas NiO/Py que apresentaram anisotropia unidirecional, uma tem a curva de dependência angular do campo de ressonância na geometria paralela bastante distinta das demais, indicando a presença de anisotropia unidirecional e de uma possível anisotropia uniaxial no plano (induzida pelo processo de deposição); todas as tricamadas

Co/NiO/Co apresentaram apenas anisotropia uniaxial, indicando a influência da estrutura hexagonal ou cúbica do cobalto para estabelecer esta anisotropia.

Os valores medidos do campo de *exchange bias* para as bicamadas evidenciam que esta propriedade não depende apenas de parâmetros específicos das amostras, tais como, espessuras das camadas ferro e antiferromagnéticas, mas também das condições de deposição, incluindo o campo magnético externo aplicado na plano do filme para induzir a anisotropia unidirecional. Esta análise concorda com os vários resultados conhecidos na literatura; o campo de *exchange bias* é função de muitos parâmetros diferentes e uma compreensão clara deste fenômeno ainda não foi esboçada [20].

Assim, as anisotropias uniaxial e unidirecional nas bicamadas NiO/Co, NiO/Py e Py/FeMn e tricamadas Co/NiO/Co estão relacionadas as várias outras propriedades magnéticas e das condições de preparação destas amostras.

7.2 Recomendações

Com base nos resultados obtidos neste trabalho são apresentadas algumas recomendações para estudos adicionais de bicamadas NiO/Co, Py/FeMn e NiO/Py, e tricamadas Co/NiO/Co, por ressonância ferromagnética:

- Conhecer a magnetização da camada ou das camadas ferromagnéticas para calcular o campo de anisotropia efetiva perpendicular e, portanto, as contribuições de volume e de superfície.
- Realizar medidas de ressonância ferromagnética em baixas temperaturas, a fim de obter o comportamento do campo de *exchange bias* e anisotropia uniaxial no plano em baixas temperaturas.
- Utilizar outras técnicas experimentais para subsidiar e corroborar os resultados obtidos por ressonância ferromagnética.

Referências Bibliográficas

- [1] CULLITY, B. D. **Introduction To Magnetic Materials**, Massachussets: Addison-Wesley Publishing Company, 1972. 666 p.
- [2] BINASCH, G.; GRÜNBERG, P; SAURENBACH, F; ZINN, W. Enhanced Magnetoresistance in Layered Magnetic Structures with Antiferromagnetic Interlayer Exchange, **Physical Review B**, v. 39, p. 4828-4830, 1989.
- [3] 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.
- [4] RESENDE, S. M. **Materiais e Dispositivos Eletrônicos**, São Paulo: Livraria Editora da Física, 2004. 547 p.
- [5] PRINZ, G. A. Magnetoelectronics, **Science**, v. 282, p. 1660-1663, 1998.
- [6] KITTEL, C. **Introduction to Solid State Physics**, New York: J. Wiley, 1996. 572 p.
- [7] RYAN, T. The Development of Instrumentation for Thin-Film X-ray Diffraction, **Journal of Chemical Education**, v. 78, p. 613-616, 2001.
- [8] VONSOSVKII, S. V. **Ferromagnetic Ressonance**, Oxford: Pergamon, 1966. 325 p.
- [9] FARLE, M. Ferromagnetic Resonance of Ultrathin Metallic Layers, **Reports on Progress in Physics**, v. 61, p. 755-826, 1998.
- [10] PRINZ, G. A. Spin-Polarized Transport, **Physics Today**, p. 58-63, 1995.
- [11] POULOPOULOS, P.; BABERSCHKE, K. Magnetism in Thin Films, **Journal of Physics. Condensed Matter**, v. 11, 9495-9515, 1999.
- [12] COEY, J. M. D. Magnetism in Future, **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, p. 2107-2112, 2001.

- [13] SOMSKI, R. Nanomagnetism, **Journal of Physics: Condensed Matter**, v. 15, p. R841-R896, 2003.
- [14] NOGUÉS, J.; SCHULLER, I. K. Exchange Bias, **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 192, p. 203-232, 1999.
- [15] GUIMARÃES, A. P. **Magnetism and Magnetic Resonance in Solids**, New York: John Wiley & Sons, 1998. 297 p.
- [16] MEIKLEJOHN, W. H.; BEAN, C. P. New Magnetic Anisotropy, **Physical Review**, v. 102, p. 1413-1414, 1956.
- [17] MEIKLEJOHN, W. H.; BEAN, C. P. New Magnetic Anisotropy, **Physical Review**, v. 105, p. 904-913, 1957.
- [18] NOGUÉS, J.; SORT, J.; LANGLAIS, V.; SKUMRYEV, V.; SURIÑACH, S.; MUÑOZ, J. S.; BARÓ, M. D. Exchange Bias in Nanostructures, **Physics Reports**, v. 422, p. 65-117, 2005.
- [19] GARDELIS, S.; SMITH, C. G.; BARNES, C. H. W.; LINFIELD, E. H.; RITCHIE, D. A. Spin-valve Effects in a Semiconductor Field-effects Transistor: A Spintronic Device, **Physical Review B**, v. 60, p. 7764-7767, 1999.
- [20] GRIFFITHS, J. H. E. Anomalous High-frequency Resistance of Ferromagnetic Metals, **Nature**, v. 158, p. 670-671, 1946.
- [21] KITTEL, C. Interpretation of Anomalous Larmor Frequencies in Ferromagnetic Resonance Experiment, **Physical Review**, p. 270-271, 1947.
- [22] VAN VLECK, J. H. Concerning the Theory of Ferromagnetic Resonance Absorption, **Physical Review**, v. 78, p. 266-274, 1950.
- [23] SMIT, J.; BELJERS, H. G. Ferromagnetic Resonance Absorption in $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$, A Highly Anisotropic Crystal, **Philips Res. Rep.**, v. 10, p. 113-130, 1955.
- [24] SUHL, H. Ferromagnetic Resonance in Nickel Ferrite Between One and Two Kilomegacycles, **Physical Review**, v. 97, p. 555-557, 1955.

- [25] McMICHAEL, R. D.; STILES, M. D.; CHEN, P. J.; EGELLOFF, W. F. Jr., Ferromagnetic Resonance Studies of NiO-coupled Thin Films of $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$, **Physical Review B**, v. 58, p. 8605-8611, 1998.
- [26] YUAN, S. J.; SUI, Y. X.; ZHOU, S. M. Isotropic Ferromagnetic Resonance Field Shift in As-prepared Permalloy/FeMn Bilayers, **The European Physical Journal B**, v. 44, p. 557-562, 2005.
- [27] YUAN, S. J.; XU, K.; YU, L. M.; CAO, S. X.; JING, C.; ZHANG, J. C. Ferromagnetic Resonance Investigation in As-prepared NiFe/FeMn/NiFe Trilayer, **Journal of Applied Physics**, v. 101, p. 113915-1-113915-5, 2007.
- [28] BASELGIA, L.; WARDEN, M.; WALDNER, F.; HUTTON, S. L.; DRUMHELLER, J. E.; HE, Y. Q.; WIGEN, P. E.; MARYSKO, M. Derivation of the Resonance Frequency from the Free Energy of Ferromagnets, **Physical Review B**, v. 38, p. 2237-2242, 1988.
- [29] WERTZ, J. E.; BOLTON, J. R. **Electron Spin Resonance**, New york: Chapman and Hall, 1986. p. 497.
- [30] KITTEL, C. Excitation of Spin Waves in a Ferromagnet by a Uniform Field, **Physical Review**, v. 110, p. 1295-1297, 1958.
- [31] FERMIN, J. R.; LUCENA, M. A.; AZEVEDO, A.; AGUIAR, F. M.; REZENDE, S. M. Measurements of Exchange Anisotropy in NiFe/NiO Films with Different Techniques, **Journal of Applied Physics**, v. 87, p. 6421-6423, 2000.
- [32] CHAPPERT, C.; Le DANG, K.; BEAUVILLAIN, P.; HURDEQUINT, H.; RENARD, D. Ferromagnetic Resonance Studies of Very Thin Cobalt Films on a Gold Substrate, **Physical Review B**, v. 34, p. 3192-3197, 1986.
- [33] RODRÍGUEZ-SUÁREZ, R. L.; LEÃO, L. H. V.; AGUIAR, F. M.; REZENDE, S. M. On the Controversial Measurements of the Exchange-Bias Field in Magnetic Bilayers, **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, 272-276, p. 1212-1214, 2004.
- [34] 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, 2006.

[35] JUNGBLUT, R.; COELHOORN, R.; JOHNSON, M. T.; AAN DE STEGGE, J.; REINDERS, A. Orientational dependence of the exchange biasing in molecular-beam-epitaxy-grown $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ bilayers, **Journal of Applied Physics**, v. 75, p. 6659, 1994.

[36] HAGEDORN, F. B. Exchange Anisotropy in Oxidized Permalloy Thin Films at Low Temperatures, **Journal of Applied Physics**, v. 38, p. 3641, 1967.

[37] KUANG, B. K.; CAMLEY, R. E.; CELINSKI. Exchange bias of NiO/NiFe: Linewidth Broadening and Anomalous Spin-wave Damping, **Journal Applied of Physics**, v. 93, p. 7723-7725, 2003.

[38] ERNULT, F.; DIENY, B.; REGNARD, J. R. Experimental Study of the Coupling Between Two Ferromagnetic Layers Through an Antiferromagnetic Spacer, **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, 242-245, p. 515-517, 2002.

[39] DUBOWIK, J.; STOBIECKI, F.; GOS'CIAN'SKA, I.; LEE, Y. P.; PAETZOLD, A.; RÖLL, K. Temperature Dependence of Ferromagnetic Resonance in Permalloy/NiO Exchange-biased Films, **The European Physical Journal B**, v. 45, p. 283-288, 2005.