

UNIVERSIDADE FEDERAL DE GOIÁS

INSTITUTO DE FÍSICA

Marcio Solino Pessoa

**Anisotropia Magnética em Filmes Epitaxiais Fe/Mn,
Fe/Mn/Fe e Fe/Mn/Co**

Goiânia 2013

Marcio Solino Pessoa

**Anisotropia Magnética em Filmes Epitaxiais Fe/Mn,
Fe/Mn/Fe e Fe/Mn/Co**

Tese apresentada ao Instituto de Física da Universidade Federal de Goiás como parte dos requisitos para obtenção do título de Doutor em Física.

Orientador: Prof. Dr. Fernando Pelegrini

Goiânia 2013

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

Pessoa, Marcio Solino.
P475a Anisotropia magnética em filmes epitaxiais Fe/Mn,
Fe/Mn/Fe e Fe/Mn/Co [manuscrito] / Marcio Solino Pessoa.
- 2013.
101 f. : figs, tabs.

Orientador: Prof. Dr. Fernando Pelegrini.
Tese (Doutorado) – Universidade Federal de Goiás,
Instituto de Física, 2013.
Bibliografia.
Inclui lista de figuras e tabelas.

1. Anisotropia 2. Ressonância ferromagnética. I. Título.

CDU 537.62/.63

Agradecimentos

- Agradeço ao Prof. Fernando Pelegrini, por me orientar durante este trabalho de tese, pelas diversas discussões, por favorecer minha participação em congressos nacionais e internacionais, possibilitando boas condições para a realização e divulgação deste trabalho.
- Ao Prof. Dr. Edson Passamani Caetano, do Departamento de Física da Universidade Federal do Espírito Santo, pelo fornecimento das amostras utilizadas neste trabalho.
- Aos colegas de Laboratório de Ressonância Magnética Eletrônica, principalmente ao Marcos Antônio de Sousa, pelas discussões e ajuda.
- Aos colegas do Programa de Pós-Graduação em Física Luís César Branquinho e Marcus Carrião, pela ajuda nas simulações. Ao colega Sebastião Mendanha Neto pelo apoio na diagramação da Tese.
- A CAPES, pelo apoio financeiro.

Sumário

Lista de Figuras.....	vi
Lista de Tabelas.....	ix
Resumo	ix
Capítulo 1 Introdução	1
1.1 Filmes Finos Magnéticos	1
1.2 Ressonância Ferromagnética	5
1.3 Estrutura da Tese	6
Capítulo 2 Técnicas Experimentais	7
2.1 Introdução	7
2.2 Epitaxia por Feixe Molecular	8
2.3 Estrutura das Amostras	11
2.4 Ressonância Ferromagnética	12
Capítulo 3 Anisotropia Magnética	25
3.1 Introdução	25
3.2 Origens da Anisotropia Magnética em Filmes Finos	28
3.2.1 Anisotropia de Forma	28
3.2.2 Anisotropia Magnetocristalina	31
3.2.3 Anisotropia Magnetoelástica ou Magnetostrictiva	37
Capítulo 4 Ressonância Ferromagnética em Filmes Finos	40
4.1 Dinâmica da Magnetização	40
4.2 Densidade de Energia Magnética e Condição de Ressonância	44
4.3 Largura de Linha de Ressonância	48

Capítulo 5 Anisotropia Magnética em Tricamada Simétrica Fe/Mn/Fe e Bicamadas Fe/Mn.....	50
5.1 Considerações Gerais.....	50
5.2 Tricamada Simétrica Fe(5nm)/Mn(0.95nm)/Fe(5nm).....	51
5.3 Bicamadas Fe/Mn.	57
Capítulo 6 Anisotropia Magnética em Tricamadas Assimétricas Fe/Mn/Fe...61	61
6.1 Tricamadas Fe/Mn/Fe Assimétricas.....	61
Capítulo 7 – Anisotropia Magnética em Tricamadas Fe/Mn/Co69	69
7.1 Tricamadas Fe(5.0nm)/Mn(t_{Mn})/Co(2.0nm).....	69
7.2 Tricamadas Fe(5.0nm)/Mn(t_{Mn})/Co(5.0nm).....	77
Capítulo 8 - Conclusões82	82
8.1 Bicamadas Fe/Mn e Tricamadas Fe/Mn/Fe.....	82
8.2 Tricamadas Fe/Mn/Co.....	84
8.3 Recomendações.....	86
Referências.....	87

Lista de Figuras

Figura 1.1. Crescimentos da densidade de armazenamento magnético de dados e do número de bytes enviados por ano	4
Figura 2.1. Espectro Típico de RFM..	143
Figura 2.2. Esquema representativo para a obtenção dos espectros em banda-X	134
Figura 2.3. Dependências angulares do campo de absorção no plano da tricamada S(0.95) às frequências de micro-ondas de (a) 9.4 GHz e (b) 33.9 GHz..	16
Figura 2.4. Diagrama de blocos do espectrômetro Bruker ESP-300.....	16
Figura 2.5. (a) Cavidade de micro-ondas retangular com modo de operação TE102. (b) contorno do campo elétrico no plano xoz. (c) fluxo de campo magnético no plano xoy.	17
Figura 2.6. Efeito de uma pequena amplitude do campo de modulação (100 kHz) sobre a corrente de saída do cristal detector.....	22
Figura 3.1. As direções de fácil, média e difícil magnetização para os cristais de (a) Fe e (b) Ni, e (c) fácil e difícil para o cristal de Co.....	26.
Figura 3.2. Ilustração dos dipolos magnéticos não compensados em um material magnético.....	29
Figura 3.3. Sistema de eixos cartesianos mostrando os ângulos das coordenadas esféricas usados para escrever a Equação 4.6.	30
Figura 3.4. Direção da magnetização em coordenadas esféricas.....	32
Figura 3.5. Superfície de energia para a simetria cúbica com $K_1 > 0$	35
Figura 4.1. Ilustração dos modos de precessão da magnetização em fase (modo acústico) e fora-de-fase (modo óptico) em tricamadas magnéticas acopladas.....	43
Figura 4.2. Sistema de coordenadas usado para escrever a densidade de energia magnética.....	45
Figura 5.1. Espectros de RFM no plano para a tricamada S(0.95) às frequências de micro-ondas de (a) 9.4 GHz e (b) 33.9 GHz.....	52

Figura 5.2. Dependências angulares do campo de absorção no plano da tricamada S(0.95) às frequências de micro-ondas de (a) 9.4 GHz e (b) 33.9 GHz.	53
Figura 5.3. Dependência angular da largura de linha de pico a pico no plano do filme para a tricamada S(0.95) à frequência de micro-ondas de 9.4 GHz. (b) Dependência angular do ângulo da magnetização no plano do filme em função do ângulo do campo.....	54
Figura 5.4. Dependência angular da largura de linha de pico a pico no plano do filme para a tricamada S(0.95) à frequência de micro-ondas de 33.4 GHz. (b) Dependência angular do ângulo da magnetização no plano do filme em função do ângulo do campo.....	54
Figura 5.5 . Dependências angulares dos campos de absorção fora do plano da tricamada S(0.95) para os planos (100) e (110), à frequência de micro-ondas de 9.4 GHz.....	55
Figura 5.6. (a) Dependência do ângulo da magnetização em função do ângulo do campo fora do plano da tricamada S(0.95)	56
Figura 5.7. Espectros de RFM no plano para as bicamadas BI(1.16), BI(1.80), e BI(2.20) à frequência de micro-ondas de 33.9 GHz	58
Figura 5.8. Dependências angulares do campo de ressonância no plano, à frequência de micro-ondas de 33.9 GHz, para as bicamadas (a) BI(1.16), (b) BI(1.80) e (c) BI(2.20)..	59
Figura 6.1. Espectros de RFM no plano para as tricamadas AS(0.80), AS(0.90)a, AS(0.90)b e AS(1.35) à frequência de micro-ondas de 9.4 GHz.....	62
Figura 6.2. Espectros de RFM no plano para as tricamadas AS(0.80), AS(0.90)a, AS(0.90)b e AS(1.35) à frequência de micro-ondas de 33.9 GHz	63
Figura 6.3. Dependências angulares do campo de absorção no plano da tricamada AS(0.90)b às frequências de micro-ondas de (a) 9.4 GHz e (b) 33.9 GHz.....	644
Figura 6.4. Dependências angulares do campo de absorção no plano da tricamada AS(1.35) às frequências de micro-ondas de (a) 9.4 GHz e (b) 33.9 GHz.....	644

Figura 6.5. Dependências angulares do campo de absorção no plano da tricamada AS(0.90)a às frequências de micro-ondas de (a) 9.4 GHz e (b) 33.9 GHz.....	655
Figura 6.6. Dependências angulares do campo de absorção no plano da tricamada AS(0.90)b às frequências de micro-ondas de (a) 9.4 GHz e (b) 33.9 GHz.....	655
Figura 6.7. Dependências angulares dos campos de absorção fora do plano da tricamada AS(0.90)b, para o plano (110), à frequência de micro-ondas de 9.4 GHz	677
Figura 6.8. Dependências angulares dos campos de absorção fora do plano da tricamada AS(0.80), para o plano (110), à frequência de micro-ondas de 9.4 GHz	677
Figura 7.1. Espectros de RFM no plano para a amostra A às frequências de micro-ondas de (a) 9.4 Ghz e (b) 33.9 GHz	70
Figura 7.2. Espectro de RFM no plano para a amostra B à frequência de micro-ondas de 33.9 GHz	71
Figura 7.3. Espectro de RFM no plano para a amostra F à frequência de micro-ondas de 33.9 GHz	71
Figura 7.4. (a) Dependências angulares do campo de ressonância no plano das camadas de Fe e de Co para a amostra A, nas frequências de micro-ondas de (a) 9.4 Ghz e (b) 33.9 Ghz.....	72
Figura 7.5. Dependências angulares do campo de ressonância no plano das camadas de Fe e de Co para a amostra B, à frequência de micro-ondas de 33.9 Ghz	733
Figura 7.6. Dependências angulares dos campos de ressonância no plano para a superposição dos modos uniformes das camadas de Fe e de Co, à frequência de micro-ondas de 33.9 Ghz, para as amostras (a) C, (b) D, (c) E e (d) F	744
Figura 7.7. Espectros de RFM no plano, à frequência de micro-ondas de 33.9 Ghz, para as amostras (a) A* (b) B* e (c) C*	78
Figura 7.8. Dependências angulares do campo de ressonância no plano, à frequência de micro-ondas de 33.9 GHz, para as amostras (a) A*) (b) B* (c) C*.....	799

Lista de Tabelas

Tabela 3.1 - Valores de K_1 e K_2 para alguns materiais magnéticos.....	36
Tabela 3.2 – Valores dos coeficientes de magnetostricção para alguns materiais com estrutura cúbica	38
Tabela 5.1 – Parâmetros das bicamadas Fe/Mn.....	60
Tabela 6.1 – Parâmetros das tricamadas assimétricas Fe/Mn/Fe.....	68
Tabela 7.1 – Parâmetros das tricamadas Fe/Mn(t_{Mn})/Co(2nm)	76
Tabela 7.2 – Parâmetros das tricamadas Fe/Mn(t_{Mn})/Co(5nm)	80

Resumo

Este trabalho relata o estudo da anisotropia magnética em bicamadas Fe/Mn, e tricamadas Fe/Mn/Fe e Fe/Mn/Co, crescidas por epitaxia de feixe molecular sobre substratos monocristalinos de MgO (001). As amostras foram produzidas com a camada de Fe crescida à temperatura de 175°C, com espessura de 5 ou 10 nm, a camada de Co crescida à temperatura de 50°C, com espessura de 2 ou 5 nm, e a camada de Mn crescida a temperaturas de 50°C, 150°C ou 175°C, com espessuras na faixa de 0.80 a 2.20 nm. As variações angulares do campo de ressonância no plano dos filmes, em banda-Q (33.9 GHz) de frequência de micro-ondas, revelam a presença de anisotropia magnética cúbica de quarta ordem em todas as amostras estudadas. Para as tricamadas Fe/Mn/Co com menores espessuras da camada de Mn, os modos uniformes de ressonância de Fe e de Co, são excitados pelo campo oscilante de micro-ondas. As variações angulares de campo de ressonância no plano dos filmes revelam a presença de anisotropia magnética de quarta ordem nas duas camadas. Filmes com camada de Mn com espessura superior a 1.16 nm apresentam, entretanto, apenas um modo uniforme de ressonância, atribuído à sobreposição dos modos uniformes de ressonância das camadas de Fe-bcc e de Co-bcc, como resultado de efeitos de interface que reduzem a diferença entre as magnetizações efetivas das duas camadas. Experimentos em banda-X (9.4 GHz) de frequência de micro-ondas revelam a presença de modos não alinhados e não ressonantes, sugerindo, para amostras com camada de Mn crescida em baixa temperatura, um acoplamento não colinear entre as camadas magnéticas na presença de campo magnético de baixa intensidade. Constantes de anisotropia cúbica de 3.0×10^5 a 4.8×10^5 erg/cm³ para a camada de Fe, e de 2.0×10^5 a 6.4×10^5 erg/cm³, para a camada de Co, são deduzidos dos experimentos. Os parâmetros magnéticos deduzidos das variações angulares do campo de ressonância no plano das amostras, em banda-Q de frequência de micro-ondas, são usados para simular em banda-X as variações angulares do campo de ressonância no plano e fora do plano dos filmes.

Abstract

This work reports the study of magnetic anisotropy of Fe/Mn bilayers, and Fe/Mn/Fe and Fe/Mn/Co trilayers, grown by molecular beam epitaxy onto monocrystalline MgO(001) substrates. Samples were produced with the Fe layer grown at a temperature of 175 ° C, with a thickness of 5 or 10 nm, the Co layer grown at 50 ° C, with a thickness of 2 or 5 nm, and the Mn layer grown at temperatures of 50 ° C, 150 ° C or 175 ° C, with thicknesses in the range from 0.80 to 2.20 nm. The angular variations of the in-plane absorption field, at Q-band (33.9 GHz) microwave frequency, reveal the presence of a large four-fold magnetic anisotropy in all studied films. In samples with thicker Mn layers, two uniform resonance modes of bcc-Fe and bcc-Co layers are excited by the microwave field. The angular variations of the in-plane absorption field reveal for both layers the presence of fourth order cubic magnetic anisotropy. Films with the Mn layer thickness exceeding 1.16 nm exhibits, however, only a single absorption mode due to the overlapping of Fe-bcc and Co-bcc uniform resonance modes. Experiments at X-band (9.4 GHz) microwave frequency reveal the excitation of non-aligned and non-resonant modes, suggesting, for samples with the Mn layer grown at low temperature, a non-collinear coupling between the magnetic layers in the presence of low-intensity magnetic fields. Four-fold magnetic anisotropy constants in the range from 3.0×10^5 to 4.8×10^5 erg/cm³ for the Fe layer, and from 2.0×10^5 to 6.4×10^5 erg/cm³, for the Co layer, are given by the experiments. The magnetic parameters deduced from the in-plane measurements at Q-band microwave frequency are used to fit the in-plane and out-of-plane angular variations of resonance fields at X-band frequency.

Capítulo 1

INTRODUÇÃO

Como introdução a este trabalho, descrevemos a importância do estudo dos filmes finos magnéticos, destacando, em particular, os estudos da anisotropia magnética de estruturas epitaxiais através da técnica de ressonância ferromagnética.

1.1 - Filmes Finos Magnéticos.

A fabricação e o estudo das propriedades de filmes finos magnéticos tiveram início em meados da década de 1950 e ainda constituem um campo de pesquisa muito ativo em física da matéria condensada. De fato, o estudo dos diversos aspectos relacionados à produção e caracterização de filmes finos magnéticos evoluiu de tal maneira, que “o magnetismo de filmes finos tornou-se um ramo separado da física da matéria condensada” [1]. As propriedades magnéticas dos filmes finos diferem fortemente daquelas que caracterizam os respectivos materiais massivos (em *bulk*), devido, em muitos casos, apenas à sua geometria. A redução das dimensões faz com que filmes finos ferromagnéticos formem uma nova classe de materiais magnéticos, devido as alterações de propriedades magnéticas fundamentais, tais como a magnetização de saturação e a temperatura Curie, entre outras. Os efeitos de tamanho tornam-se mais acentuados com a redução da espessura do filme, podendo fazer com que a magnetização, geralmente paralela ao plano do filme, fique perpendicular ao

plano do mesmo. Além disto, o desenvolvimento de técnicas de alto vácuo e de crescimento controlado de materiais tornou possível projetar filmes na escala nanométrica com um grande nível de detalhe.

As principais técnicas usadas para deposição de filmes finos são a deposição física de vapor (PVD) [2], a deposição química de vapor [3], a epitaxia por feixe molecular (MBE – *Molecular Beam Epitaxy*) [4], e a evaporação catódica ou sputtering [5]. Dentre as várias áreas da física da matéria condensada, a área de filmes magnéticos é uma das que mais concilia o interesse em pesquisa básica com as aplicações tecnológicas. Evidência marcante deste aspecto da área é o fato do Prêmio Nobel de Física do ano de 2007 ter sido concedido ao físico francês Albert Fert e ao físico alemão Peter Andreas Grünberg, pela descoberta independente do fenômeno da magnetorresistência gigante (do inglês *Giant Magnetoresistance*, GMR) [6,7]. A GMR foi um tema de investigação fundamental durante o final da década de 1980 e início da década de 1990, que chamou a atenção de muitos físicos e tornou-se uma área de intensa pesquisa aplicada. Dentro de um período de tempo relativamente curto após a descoberta da GMR em 1989, aplicações começaram a aparecer na forma de dispositivos de memória e de sensores magnéticos. Ao contrário de algumas descobertas importantes da Física que estão distantes da vida cotidiana, esta descoberta mudou o mundo em que vivemos, com grande impacto inclusive na vida das pessoas comuns, especialmente no que diz respeito à tecnologia da informação. Após a descoberta da GMR vislumbrou-se a possibilidade de se poder controlar também outra propriedade do elétron, o spin, e não só a carga. Com isso vem surgindo uma nova série de ideias e protótipos de dispositivos [8-10] que utilizam as incríveis

propriedades de correntes elétricas de elétrons com apenas uma direção de spin bem definida, e que atualmente podem ser controladas. Essa nova área de tecnologia de ponta vem sendo conhecida como eletrônica de spins, magneto eletrônica ou simplesmente spintrônica.

O uso de filmes finos magnéticos em sistemas de gravação magnética talvez seja atualmente a mais importante das suas aplicações tecnológicas. Uma parte essencial de um computador moderno é a sua unidade de disco rígido (HD), no qual a informação é armazenada. Em um HD baseado na gravação magnética, a informação é armazenada dentro das regiões magnetizadas do filme fino que o compõe, geralmente uma liga à base de Co-hcp incluindo alguma combinação de Pt, Cr, B e Ta [11]. As transições entre essas regiões representam "bits", que são detectados por uma "cabeça de leitura". Vários obstáculos técnicos têm sido superados na redução das dimensões dos bits na busca de alta densidade de gravação. Estes problemas vão desde questões de leitura, como a blindagem magnética e sensibilidade do sensor, a problemas de escrita, tais como a intensidade do campo magnético e rapidez de leitura e gravação. A descoberta de grandes variações na magnetorresistência e o comportamento oscilatório do acoplamento de troca em multicamadas metálicas abriu o caminho para novas classes de materiais de filmes finos, apropriados para sensores magnéticos, bem como dispositivos baseados em memória de acesso magnético aleatório MRAM (do inglês, Magnetic Random Access Memory). Desde sua invenção, há mais de um século, o que mais contribuiu para a eficiência da gravação magnética, a um nível competitivo com outras opções de gravação, foi o uso de sensores magnetorresistivos como "cabeçotes de leitura". Isto é bem ilustrado pela Figura

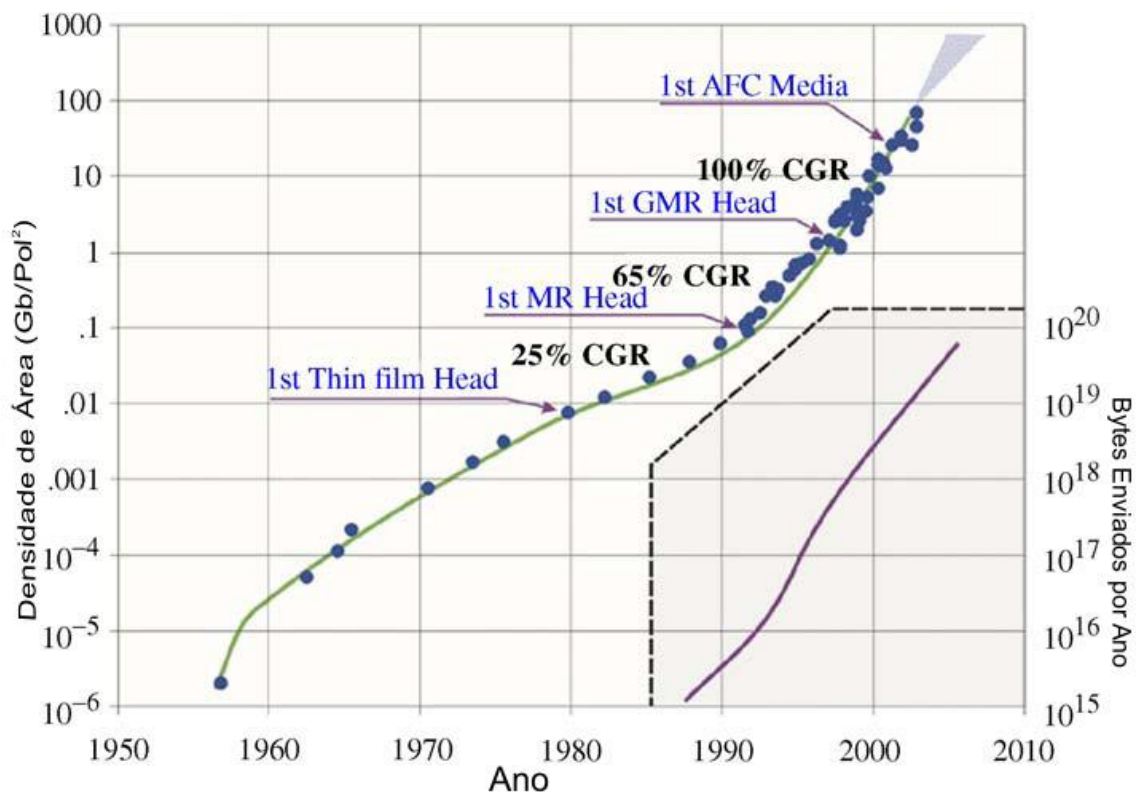


Figura 1.1. Crescimentos da densidade de armazenamento magnético de dados e do número de bytes enviados por ano. Adaptado da referência [12].

1.1 que representa o crescimento da densidade de área de armazenamento magnético e capacidade de transmissão de informação ao longo do tempo. Desde a década de 1950, a densidade de área (bits armazenados por polegada quadrada) de unidades de disco tem aumentado rapidamente. Alimentados pelo desenvolvimento de sensores baseados na magnetorresistência anisotrópica AMR (do inglês Anisotropic Magnetoresistance, AMR) e na magnetorresistência gigante, nos últimos anos, a sua taxa de crescimento composto CGR (do inglês, Compound Growth Rate) excedeu 100%. No início da década de 2000 o ritmo de crescimento foi mantido graças aos meios de gravação antiferromagneticamente acoplados.

1.2 - Ressonância Ferromagnética.

A Ressonância Ferromagnética (RFM) foi uma das primeiras técnicas experimentais usadas no estudo das propriedades fundamentais de filmes finos magnéticos. É uma técnica usada com sucesso há décadas na determinação do fator-g, magnetização efetiva ($4\pi M$), anisotropias magnéticas e acoplamento de troca entre camadas magnéticas, em uma grande variedade de filmes finos e/ou multicamadas [13]. Em particular, para filmes monocristalinos as medidas de RFM podem ser usadas para correlacionar a anisotropia magnética à estrutura cristalina da amostra. Neste aspecto, a técnica de RFM foi usada, por exemplo, para investigar a anisotropia magnética de quarta ordem (do inglês, four-fold magnetic anisotropy) de monocamadas cristalinas de Fe crescidas sobre substratos de GaAs (110) [14], filmes de Fe crescidos sobre substratos de MgO [15] e tricamadas Fe/MgO/Fe crescidas por MBE sobre substratos de MgO [16]. Nesta Tese, a técnica de RFM foi usada para estudar a anisotropia magnética de camadas monocristalinas de Fe-bcc em bicamadas Fe/Mn e tricamadas Fe/Mn/Fe, e de Fe-bcc e Co-bcc em tricamadas Fe/Mn/Co, crescidas por MBE sobre substratos de monocristais cúbicos de MgO (001). Estudos anteriores das propriedades estruturais e magnéticas de um conjunto de tricamadas Fe/Mn/Fe, crescidas epitaxialmente, revelaram a presença de um acoplamento não colinear entre as camadas de Fe [17-20]. Para as tricamadas Fe/Mn/Co ainda não há relatos na literatura de estudos de acoplamento magnético entre as camadas de Fe e de Co, bem como de estudos da anisotropia magnética desses sistemas. Espectros de RFM para diferentes orientações do campo magnético aplicado, nas frequências de micro-ondas de 9.5 GHz (Banda-X) e 33.9 GHz (Banda-Q), foram

obtidos para um conjunto variado de amostras, permitindo explorar diversos aspectos da técnica e comprovar seu potencial na determinação de parâmetros fundamentais e na caracterização de filmes finos magnéticos.

1.3 – Estrutura da Tese.

Esta tese está disposta da seguinte forma: no Capítulo 2, apresentamos as técnicas experimentais usadas neste trabalho, relacionadas à produção e caracterização estrutural das amostras monocristalinas epitaxiais investigadas, destacando, em particular, a aplicação da ressonância ferromagnética ao estudo da anisotropia magnética. No Capítulo 3, consideramos as várias formas de anisotropia presentes em filmes finos magnéticos, destacando a anisotropia cúbica em filmes monocristalinos. No Capítulo 4, apresentamos a teoria geral de ressonância ferromagnética que será usada no estudo da anisotropia magnética das amostras epitaxiais investigadas, de acordo com os experimentos de variação angular do campo de ressonância no plano e fora do plano dos filmes. No Capítulo 5, Apresentamos e analisamos os resultados referentes à tricamada (simétrica) Fe/Mn/Fe com mesma espessura da camada de Fe, e às bicamadas Fe/Mn. Os resultados obtidos para a amostra simétrica contribuem para uma melhor compreensão dos resultados obtidos para as demais amostras. Nos capítulos 6 e 7, apresentamos e analisamos os resultados das tricamadas assimétricas Fe/Mn/Fe e das tricamadas Fe/Mn/Co, respectivamente. No Capítulo 8, apresentamos as principais conclusões deste trabalho e sugerimos algumas recomendações para investigações adicionais sobre a anisotropia magnética em estruturas epitaxiais Fe/Mn, Fe/Mn/Fe e Fe/Mn/Co.

Capítulo 2

TÉCNICAS EXPERIMENTAIS

Este capítulo apresenta as técnicas experimentais usadas neste trabalho, relacionadas à produção e caracterização estrutural das amostras monocristalinas epitaxiais investigadas, destacando, em particular, a aplicação da ressonância ferromagnética ao estudo da anisotropia magnética.

2.1 Introdução.

Todas as amostras utilizadas neste trabalho foram crescidas sobre substratos monocristalinos orientados de MgO (001), utilizando a técnica de MBE. Elas foram crescidas pelo Prof. Edson Passamani Caetano no Instituut Voor Kern-en Stralingsfysica (IKS), da Universidade Católica de Leuven, na Bélgica. Para as caracterizações estruturais dos filmes (verificação da qualidade individual das camadas), foram utilizadas as seguintes técnicas experimentais: (i) a Difração por Reflexão de Elétrons de Alta Energia (RHEED – *Reflection high-energy electron diffraction*), para acompanhar *in-situ* o crescimento epitaxial no plano das camadas (monocamada por monocamada) e (ii) a Espectroscopia de Retro espalhamento Rutherford (RBS) e Difração de Raios-X (DRX), para verificar, com medições *ex-situ*, o crescimento epitaxial das camadas na direção normal ao plano do filme e (iii) a Refletividade por Raios-X, para análise da rugosidade interfacial. Foram estudadas também as propriedades magnéticas, *ex-situ*,

através das técnicas de (i) Magnetometria de Amostra Vibrante (VSM) e (ii) Espectroscopia Mössbauer por Conversão de Elétrons (CEMS) [17,18 e 20].

2.2 – Epitaxia por Feixe Molecular.

Como mencionamos acima, a técnica de Epitaxia por Feixe Molecular MBE, foi usada para o crescimento das amostras monocristalinas sobre substratos (2cm^2) de MgO(001). Nesta técnica, um feixe de átomos ou moléculas, em um ambiente de ultra alto vácuo (UHV), da ordem de $\sim 10^{-10} - 10^{-11}$ Torr, condensa (perde energia cinética) sobre um monocristal orientado de MgO, utilizado como substrato. De um modo geral, os substratos são processados (fabricados) para produzir uma superfície com baixa rugosidade superficial (algumas monocamadas), de modo a favorecer um crescimento epitaxial sem grandes tensões internas geradas pelas rugosidades. Os átomos (ou moléculas) ao colidirem com o substrato formarão uma camada que terá (se controlados corretamente) parâmetro de rede e estrutura cristalina, semelhantes aos do substrato monocristalino, implicando em um crescimento epitaxial (epi = mesma forma e taxia = sobre algo). Ao contrário da técnica de deposição por Sputtering, na qual os átomos são arrancados do alvo por transferência de momentum do feixe de íons criado pelo gás de trabalho, na técnica de MBE os átomos dos vapores a serem depositados são obtidos pelo aquecimento dos alvos até suas respectivas temperaturas de evaporação. Tais temperaturas (pressões de vapores) podem ser atingidas por: (a) um sistema resistivo nas chamadas células de Knudsen (um filamento de tântalo aquecido por uma corrente em uma câmara

de evaporação termicamente em equilíbrio) ou por (b) feixes/canhão de elétrons (electron-gun). Assim, a incidência de um feixe de elétrons (emitidos por um filamento de tungstênio aquecido, e guiados por campos magnéticos) sobre o alvo dá origem ao vapor a ser depositado. Em ambos os casos ((a) e (b)), as taxas de evaporação (número de átomos por segundo) são da ordem de décimos, centésimos ou até milésimos de $\text{\AA}/\text{s}$, enquanto no método de Sputtering as taxas são, em geral, da ordem da unidade de $\text{\AA}/\text{s}$.

O sistema utilizado para preparar as tricamadas de Fe/Mn/Fe foi um Riber SDS32 MBE. Esse sistema é equipado com 2 canhões de elétrons (cada um contendo 4 cadinhos) e 6 células de Knudsen para evaporar uma vasta variedade de materiais (principalmente metais 3d, Si e metais nobres). A pressão de base típica no sistema é de 2×10^{-11} Torr, mas durante a deposição seu valor é de aproximadamente 4×10^{-10} Torr. A taxa de vaporização é medida por um cristal de quartzo calibrado e controlada pela estabilização da temperatura, no caso das células de Knudsen, e por um espectrômetro de massa quadrupolar, no caso dos canhões de elétrons. As amostras são montadas sobre um suporte que permanece girando durante todo o tempo de deposição para minimizar qualquer anisotropia de espessura induzida artificialmente durante o processo de deposição (homogeneização da espessura). Para crescimento das bicamadas e tricamadas foi escolhido o substrato monocristalino de MgO(001), porque ele é encontrado comercialmente com baixa rugosidade superficial, e porque apresenta parâmetros de rede similares ao do Fe monocristalino. Por este motivo, monocristais de MgO têm sido amplamente utilizados para crescer epitaxialmente a fase alfa do Fe (α -Fe). Entretanto, cabe dizer que os átomos de Fe devem se

situar sobre os íons de O^{2-} para minimizar a diferença entre os parâmetros de rede do substrato e do filme a ser crescido [18]. Assim, a célula cristalina do Fe é girada de 45° no plano, em relação à direção [100] da rede do substrato. Portanto, o eixo [100] da camada de Fe coincide com o eixo [110] do substrato de MgO (001). Exceto para a tricamada simétrica Fe/Mn/Fe, camadas *buffer* de Cr e de Ag foram inicialmente depositadas sobre o substrato de MgO; a camada de Ag produz uma rugosidade interfacial de uma monocamada atômica e propicia o crescimento epitaxial da fase α -Fe [21]. Todas as amostras foram cobertas com uma camada de 5 nm de Si amorfo (a-Si) para evitar a oxidação da estrutura. Com exceção da camada de Mn, depositada em diversas temperaturas, todas as camadas foram depositadas a temperaturas inferiores ou iguais a 25°C , para evitar a interdifusão com a camada de Si. Nenhuma fase entre Co-Si e Fe-Si foi observada por quaisquer técnicas de caracterização [17,18 e 20], o que garante que a cobertura de Si não afetou os resultados experimentais. Análises *in-situ* de RHEED foram realizadas para investigar a epitaxia no plano de cada camada individual, utilizando elétrons com 10 keV de energia com um ângulo de incidência da ordem de 3° em relação ao plano do filme. Verificou-se, através dessas análises, que todas as camadas possuem epitaxia no plano, inclusive a camada de Co que parece seguir a fase Mn-bcc. A intensidade do sinal de RHEED se reduz à medida que t_{Mn} aumenta, indicando uma maior rugosidade superficial da camada de Mn. Medidas de DRX demonstraram textura (002) para as camadas de Fe, Mn, Co e Ag (picos assimétricos de Bragg em $2\theta \sim 65^\circ$ devido ao Fe e Co, e picos agudos em $2\theta \sim 45^\circ$ e 55° atribuídos, respectivamente, a Ag e ao Mn

[17,18 e 20]). Considerando os dados de DRX e RHEED, o desajuste na constante de rede no plano, entre o Fe, o Mn e o Co, é inferior a 2%.

2.3 – Estrutura das amostras.

Os filmes monocristalinos epitaxiais de Fe/Mn, Fe/Mn/Fe e Fe/Mn/Co, foram produzidos com várias espessuras da camada de Mn, depositada a temperaturas de 50, 150 e 175 °C. Um dos objetivos deste trabalho é exatamente o de investigar o efeito da variação desses parâmetros (espessura e temperatura de deposição da camada de Mn) sobre o possível acoplamento entre as camadas ferromagnéticas. As amostras investigadas apresentam as seguintes estruturas:

- **Bicamadas: $MgO(001)/Cr(2nm)/Ag(4nm)/Fe(5.0nm)/Mn(t_{Mn})/Si(5.0nm)$**

$t_{Mn} = 1.16, 1.82$ e 2.20 nm

Camada de Mn crescida à temperatura de 50 °C.

- **Tricamada Fe/Mn/Fe simétrica:**

$MgO(001)/Fe(5nm)/Mn(0.95nm)/Fe(5nm)/Si(5nm)$,

Camada de Mn crescida à temperatura de 150°C.

- **Tricamadas Fe/Mn/Fe assimétricas**

$MgO(001)/Cr(5nm)/Ag(100nm)/Fe(10nm)/Mn(t)/Fe(5nm)/Si(5nm)$,

$t_{Mn} = 0.80, 0.90, 1.35$ nm. Camada $t_{Mn} = 0.80$ nm crescida à temperatura de 50°C; $t_{Mn} = 0.90$ nm, crescida a temperaturas de 50°C e 175°C; e $t_{Mn} = 1,35$ nm crescida à temperatura de 175°C.

- **Tricamadas Fe/Mn/Co**

$MgO(001)/Cr(2nm)/Ag(4nm)/Fe(5.0nm)/Mn(t_{Mn})/Co(5.0nm)/Si(5.0nm)$,

$t_{Mn} = 0.83, 0.99$ e 1.16 nm

Camada de Mn crescida à temperatura de 50°C.

$MgO(001)/Cr(2nm)/Ag(4nm)/Fe(5.0nm)/Mn(t_{Mn})/Co(2.0nm)/Si(5.0nm)$,

$t_{Mn} = 0.83, 0.99, 1.16, 1.33, 1.80$ e 2.20 nm

Camada de Mn crescida à temperatura de 50°C .

2.4 - Ressonância Ferromagnética.

Historicamente, o desenvolvimento de equipamentos baseados na utilização de radiação eletromagnética na faixa de micro-ondas sofreu grandes avanços durante a Segunda Guerra Mundial, motivado pelo interesse na transmissão de informações através de ondas eletromagnéticas e no desenvolvimento do radar, e também de diversos sistemas componentes, como geradores de micro-ondas, cristais detectores, amplificadores de banda estreita para detecção em fase, etc. Após o final da guerra, as tecnologias eletrônicas e de micro-ondas estavam tão desenvolvidas que a Ressonância Magnética Eletrônica (RME) pôde ser observada, e espectrômetros puderam então ser construídos com a sensibilidade e resolução requeridas. Assim, Bleaney e Penrose (1946) e Good (1946) desenvolveram estudos detalhados sobre a absorção de micro-ondas pela molécula de amônia, enquanto Zavoisky (1945) e Cummerow e Halliday (1946) observaram a absorção por íons de Fe. Ao mesmo tempo Bloch, Hansen e Packard (1946), e Purcell, Bloembergen e Pound (1946) iniciaram os estudos de Ressonância Magnética Nuclear (RMN) [22]. Desde então esses campos de pesquisa cresceram continuamente, apresentando um avanço extremamente significativo com o desenvolvimento de técnicas de imagens para diagnósticos biomédicos, baseadas na RMN e mais recentemente na RME. Um caso particular da ressonância magnética eletrônica é a Ressonância Ferromagnética (RFM). A RFM, ou mais precisamente, a absorção ressonante de radiação eletromagnética em materiais ferromagnéticos, foi descoberta inicialmente por J. H. E. Griffiths em

1946 [23], e posteriormente interpretada por C. Kittel em 1947 [24] e 1948 [25]. Em um experimento típico de RFM, fixa-se a frequência da radiação de micro-ondas na mesma frequência de ressonância da cavidade. O campo magnético estático é então variado e quando a frequência de precessão dos *spins* se iguala à frequência da radiação incidente, a absorção ressonante de radiação ocorre. A ressonância é caracterizada por uma linha de absorção, representada na Figura 2.1, que fornece dois parâmetros importantes, a largura de linha pico a pico (ΔH_{PP}), relacionada com os mecanismos microscópicos de relaxação da magnetização, e o campo de absorção ou campo de ressonância (H_R), que é o valor do campo magnético estático para o qual ocorre a ressonância.

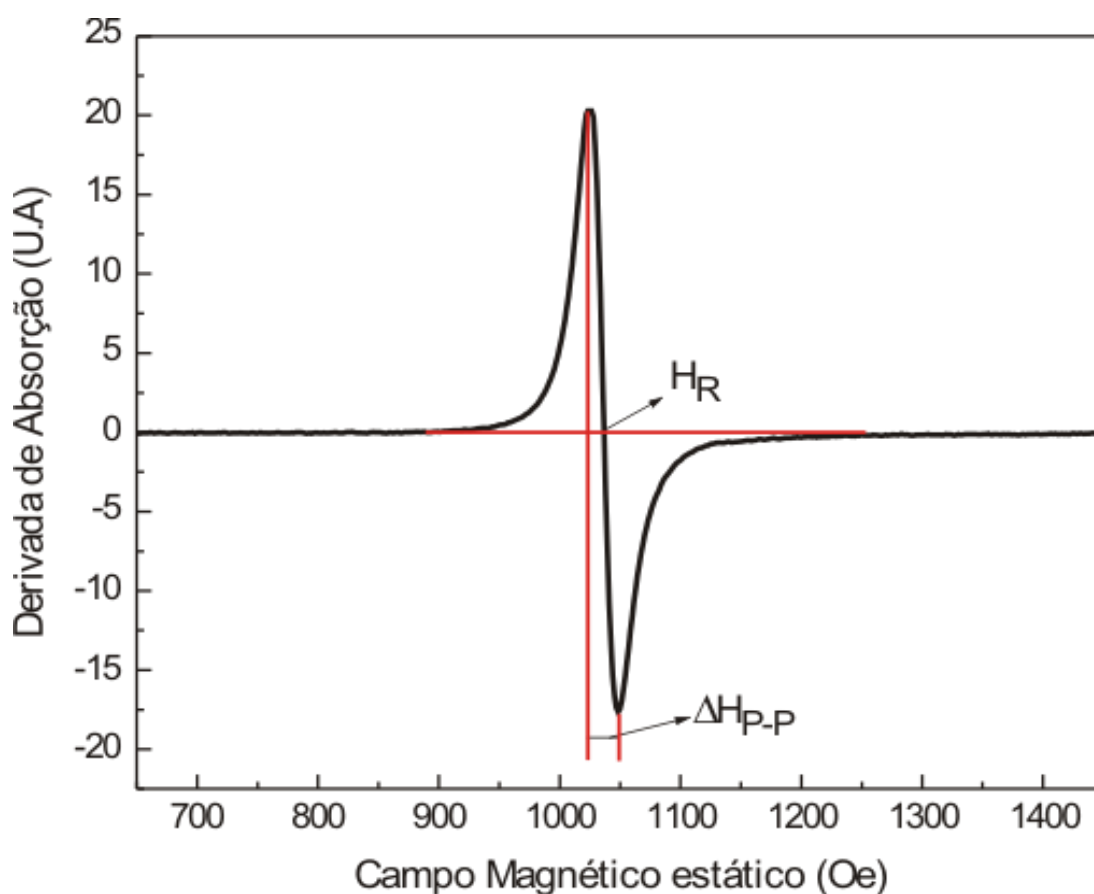


Figura 2.1. Espectro típico de RFM: campo de ressonância e a largura de linha.

Todos os experimentos de Ressonância Ferromagnética foram realizados no Laboratório de Ressonância Magnética Eletrônica do Instituto de Física da Universidade Federal de Goiás, em temperatura ambiente, usando um espectrômetro de ressonância magnética eletrônica (Bruker ESP-300) de alta sensibilidade, operando em bandas X e Q de frequência de micro-ondas, com técnicas usuais de modulação e detecção sensível à fase. As medidas em banda-X foram efetuadas com a amostra colocada no centro de uma cavidade ressonante retangular universal, presa a um goniômetro, entre os polos do eletroímã (Figura 2.2), permitindo assim a obtenção dos espectros para várias orientações do campo magnético estático com relação à direção [100] das camadas de Fe da amostra (definidas com uma precisão de 0,5°).

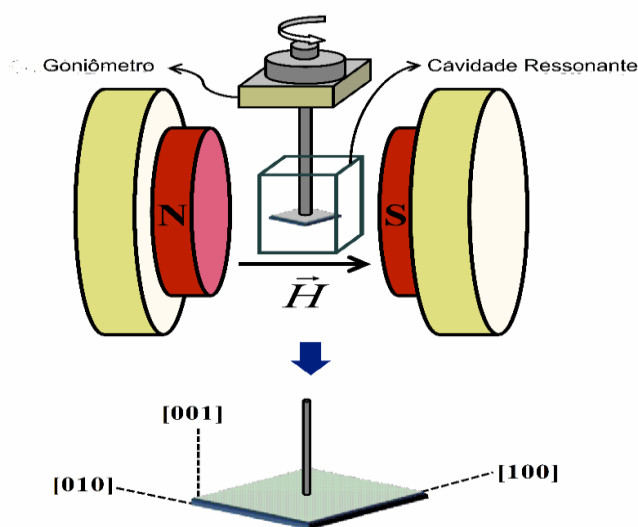


Figura 2.2. Esquema representativo para a obtenção dos espectros em banda-X.

Para as medidas em banda-Q, a obtenção dos espectros para várias orientações do campo magnético estático com relação à direção [100] é obtida

pela rotação do eletroímã (com uma precisão de $0,1^\circ$). Para as medidas em ambas as frequências, o campo magnético estático de varredura foi medido por uma ponta Hall com uma precisão de $0,1$ Oe. Como é usual em experimentos de ressonância magnética eletrônica, o campo oscilante de microondas é sempre orientado perpendicularmente ao campo magnético estático.

A partir da variação angular do campo de ressonância, identificamos o tipo de anisotropia magnetocristalina presente nos filmes. No nosso caso, as dependências angulares do campo de ressonância, para todas as amostras, indicam a presença de uma anisotropia cúbica no plano do filme, conforme ilustrado na Figura 2.3 que mostra as variações angulares do campo de ressonância para a tricamada **MgO(001)/Fe(5nm)/Mn(0.95nm)/Fe(5nm)/Si(5nm)**, simétrica, denominada de S(0.95), às frequências de microondas de 9.4 GHz e 33.9 GHz. Essa anisotropia é caracterizada pela diferença angular de 45° entre as direções de fácil [100] e de difícil [110] magnetização das camadas de Fe.

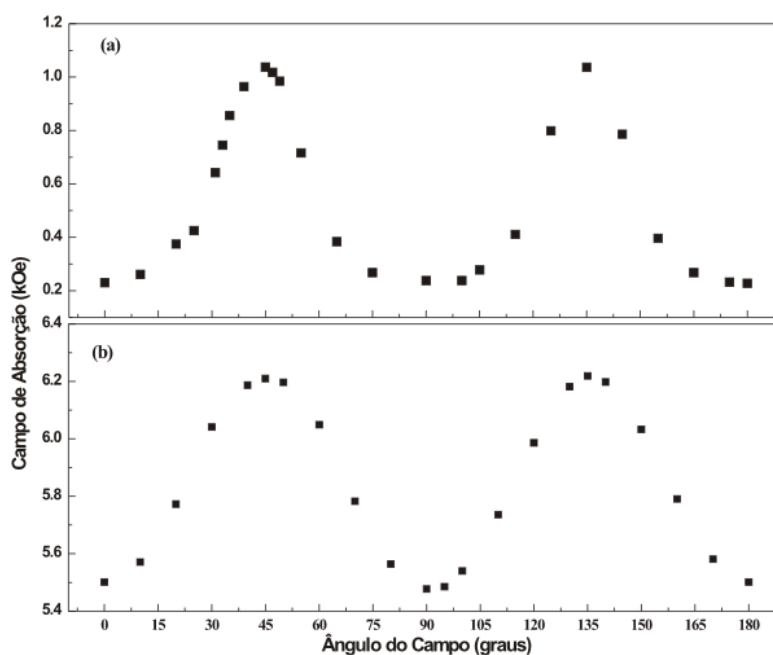


Figura 2.3. Dependências angulares no plano para o campo de absorção da tricamada S(0.95) às frequências de micro-ondas de (a) 9.4 GHz e (b) 33.9 GHz.

A Figura 2.4 apresenta o diagrama de blocos do espectrômetro utilizado neste trabalho. Os principais componentes desse espectrômetro são: (a) O **Sistema de Micro-ondas** que contém os componentes que geram, controlam e/ou medem a frequência e a potência de micro-ondas que são geradas por uma válvula Klystron, propagam-se em guia de ondas e são refletidas pela **cavidade ressonante**, que contém a amostra (fixada a um goniômetro); (b) Os **Sistemas de Detecção e de Modulação** com funções de monitorar, detectar, ampliar e gravar o sinal de ressonância, sensível à fase. (c) O **Eletromagneto** com fonte de potência e sistema adequado de resfriamento, capaz de produzir um campo magnético homogêneo, estável e linearmente variável. Uma breve descrição das funções de cada sistema é apresentada a seguir, destacando-se primeiramente a cavidade ressonante devido a sua importância central para a realização dos experimentos.

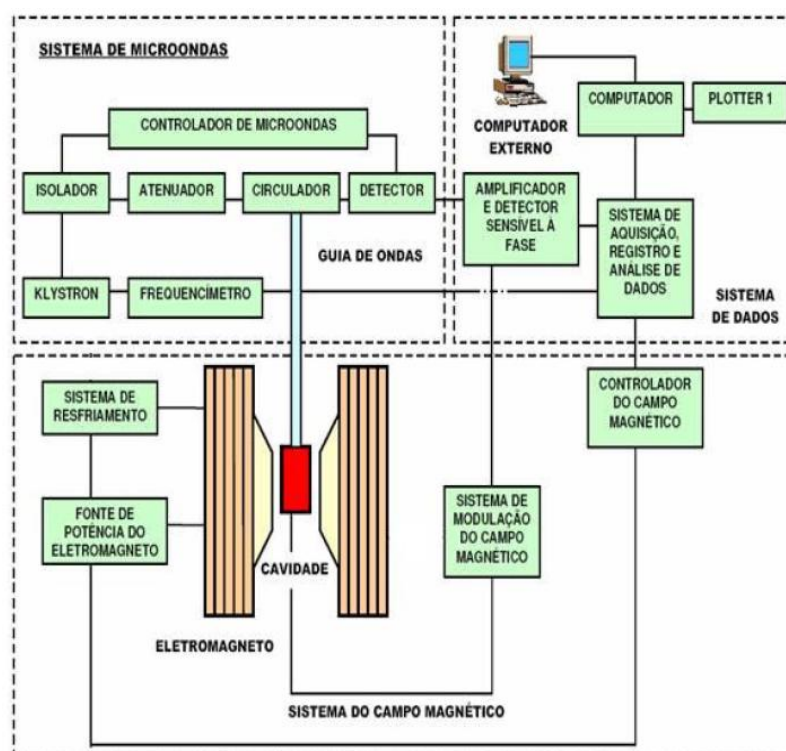


Figura 2.4. Diagrama de blocos do espectrômetro Bruker ESP-300.

- **Cavidade ressonante.** Uma das partes mais importantes do espectrômetro de ressonância magnética eletrônica é a cavidade ressonante, no interior da qual se coloca a amostra. Muitos tipos diferentes de cavidades ressonantes de micro-ondas estão disponíveis para aplicação prática, porém neste trabalho utilizamos uma cavidade retangular universal nos experimentos em banda-X, e uma cavidade cilíndrica, em banda-Q. As características essenciais para a cavidade ressonante estão relacionadas com as posições de máximos e mínimos do campo elétrico \mathbf{E}_1 e do campo magnético \mathbf{H}_1 da micro-onda, dependendo do modo de ressonância em questão.

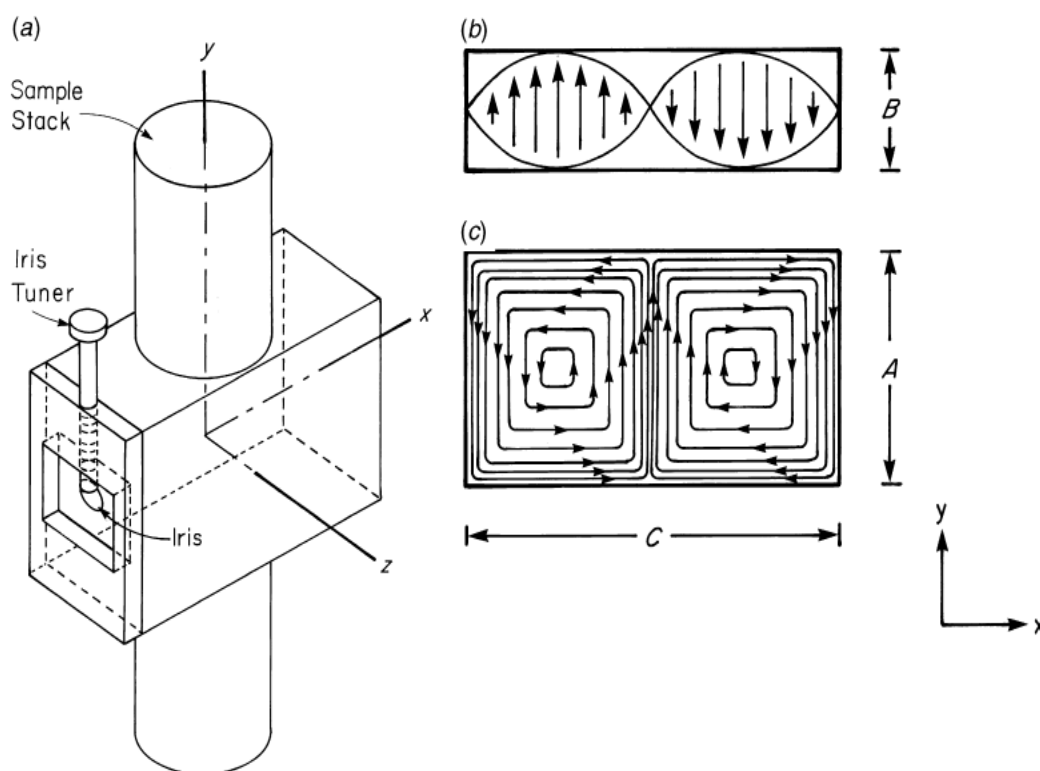


Figura 2.5. (a) Cavidade de micro-ondas retangular com modo de operação TE₁₀₂. (b) contorno do campo elétrico no plano xoz. (c) fluxo de campo magnético no plano xoy. A dimensão A é aproximadamente meio comprimento de onda, C é exatamente dois meios comprimentos de onda e B não é crítica.

Geralmente em RFM, o modo ressonante da cavidade deve: (a) permitir uma alta densidade de energia; (b) permitir que a amostra seja colocada na posição sujeita a um máximo de \mathbf{H}_1 e mínimo de \mathbf{E}_1 (isto aumenta a absorção ressonante de potência enquanto reduz as perdas dielétricas não ressonantes) e, (c) ter \mathbf{H}_1 perpendicular ao campo magnético estático externo \mathbf{H} (o que possibilita um torque máximo devido ao campo oscilante sobre o sistema de spins). Um exemplo de cavidade retangular utilizada em FMR está esquematizado na Figura 2.5. A energia de micro-ondas é acoplada dentro (e fora) da cavidade por uma pequena abertura chamada íris (ver Figura 2.5(a)). O tamanho da Íris controla a quantidade de micro-onda que entra na cavidade e a que é refletida. A íris realiza esta função através de um cuidadoso “casamento de impedâncias” entre a cavidade e a guia de ondas, por intermédio de um parafuso móvel. Para uma máxima sensibilidade do experimento, é necessário acoplar a cavidade à guia de ondas criticamente. Acoplamento crítico resulta numa máxima transferência de potência entre a guia de ondas e a cavidade ressonante. Para verificar esta condição, variamos a potência de micro-ondas incidente. Se a potência refletida da cavidade que (retorna ao detector) permanece constante, estamos em acoplamento crítico.

A “qualidade” de resposta de qualquer sistema ressonante é comumente descrita por um fator de mérito, universalmente representado pelo símbolo Q . O fator de qualidade da cavidade indica quão eficientemente a cavidade armazena energia de micro-ondas. Quando o fator de qualidade aumenta, a sensibilidade do espectrômetro também aumenta. O fator- Q é definido por [26]:

$$Q = \frac{\nu}{\Delta\nu} \quad [2.1]$$

onde ν é a frequência de ressonância e $\Delta\nu$ é a largura de linha a meia altura do curva de (absorção) ressonância.

A maioria das amostras apresentam absorções de micro-ondas não ressonantes via campo elétrico, fazendo com que o Q seja destruído pelo aumento da energia dissipada. Colocando-se a amostra na região de campo elétrico mínimo e, conseqüentemente, de campo magnético máximo, obtém-se o melhor sinal e a mais alta sensibilidade, dado que é o campo magnético oscilante que provoca absorção de energia pela amostra.

Agora, como todas estas propriedades da cavidade dão origem ao sinal de RFM? Quando a amostra absorve a energia de micro-ondas, o fator Q é reduzido devido ao aumento das perdas de energia dentro da cavidade ressonante. As mudanças no acoplamento por causa deste efeito alteram, por sua vez, a impedância desta. Com isso, a cavidade se afasta ligeiramente da condição de acoplamento crítico, uma parte do fluxo incidente de micro-ondas é refletida, resultando no sinal de ressonância.

- A ponte de micro-ondas. Um espectrômetro convencional utiliza como fonte de radiação de micro-ondas uma válvula Klystron na qual as oscilações de uma nuvem de elétrons irradiam micro-ondas centradas num pequeno intervalo de frequência. Geralmente, o modo de mais alta potência é mostrado num osciloscópio. Com a amostra colocada na cavidade ressonante, é feita então a sintonia. Logo em seguida, no modo de operação, a ponte passa a operar somente na frequência de ressonância da cavidade. É extremamente importante para o funcionamento do espectrômetro que a frequência da Klystron no modo de

operação, seja muito estável, uma vez que o processo de troca de energia na cavidade ressonante depende fortemente da frequência da radiação incidente. Variações no valor da frequência da cavidade que não são acompanhados pelo valor da frequência de micro-ondas do gerador causam a variação do fator Q, o que resulta em uma componente dispersiva no sinal detectado.

Outro componente da ponte de micro-ondas é o circulador. O circulador é usado fundamentalmente para direcionar o feixe de micro-ondas para a cavidade ressonante e o sinal refletido, para o diodo detector. Ele é um dispositivo não recíproco, isto é, um dispositivo que permite a passagem (com baixa perda) de uma onda viajando num sentido qualquer, mas que atenua fortemente a onda que viaja na direção reversa.

- **O eletromagneto.** O eletromagneto permite a produção do campo magnético externo atuante sobre o sistema de spins da amostra. Ele deve ser estável e uniforme sobre todo o volume da amostra e é importante que seja variável de forma linear. Isto implica em uma fonte de potência regulável. Utiliza-se então um sistema eletrônico de controle automático de campo magnético através de um sensor de Efeito-Hall que corrige qualquer variação na intensidade do campo, controlando, conseqüentemente, a fonte de potência. Para produção e controle de campo magnético estável, o eletromagneto e sua fonte de potência são resfriados por um sistema de troca de calor a base de água circulante. Este sistema é usado também para o resfriamento da válvula Klystron.

- **Sistemas de modulação e detecção.** Uma vez que o sinal de ressonância aparece como uma voltagem nos terminais de saída do detector, ele deve ser

conduzido para um receptor convencional e por sua vez para o sistema de saída de dados. Para diminuir o ruído eletrônico $1/f$, utiliza-se a técnica de modulação. Esta é uma técnica de detecção sensível à fase que utiliza uma modulação do campo magnético externo. Utiliza-se comumente, uma frequência de 100 kHz como frequência de modulação. Pequenas bobinas de Helmholtz fixas nos lados da cavidade ressonante produzem um campo adicional oscilante sobre a amostra. Nestas condições, o sinal retificado no detector terá sua amplitude modulada em 100 kHz, sendo, portanto, proporcional à inclinação da curva de absorção, se a amplitude do campo de modulação for menor que a largura de linha ΔH (Figura 2.6). O campo magnético externo é varrido linearmente através de toda a linha de ressonância.

A intensidade do pequeno campo de modulação superpõe-se ao campo externo H_0 . Como o campo resultante H_0+H_1 varia entre os limites H_a e H_b , a corrente do detector irá variar senoidalmente entre os limites i_a e i_b .

Quando a inclinação da curva de absorção é zero, a componente de 100 kHz no detector também será zero. No ponto de inflexão onde a inclinação é máxima a amplitude do sinal de saída também será um máximo. A polaridade de saída do detector sensível à fase (mais comumente conhecido como amplificador *lock-in*) está governada pelo sinal da inclinação; assim, para pequenas amplitudes de modulação, o sinal de saída tem aproximadamente a forma da derivada primeira da curva de absorção.

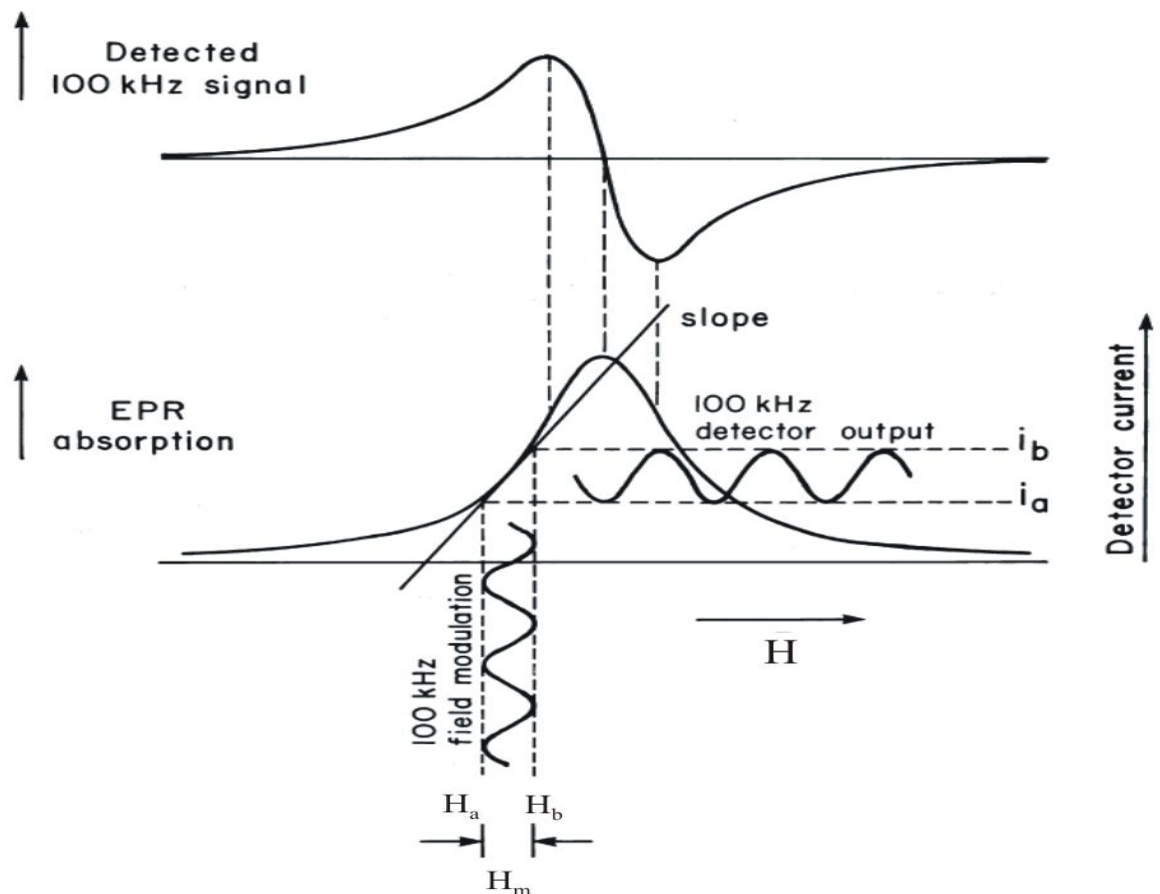


Figura 2.6. Efeito de uma pequena amplitude do campo de modulação (100 kHz) sobre a corrente de saída do cristal detector. O campo magnético estático H é modulado entre os limites H_a e H_b . A corrente do detector varia entre os limites i_a e i_b . A curva superior mostra o sinal detectado retificado [26].

O lock-in produz um sinal *dc* proporcional à amplitude do sinal de RFM modulado. Ele compara o sinal modulado com o sinal de referência para modular o campo magnético e produzir um sinal proporcional a $\cos \varphi$, sendo φ a diferença de fase entre os dois sinais. Qualquer sinal que não satisfaz estes requerimentos (isto é, ruído e interferência elétrica) é suprimido.

- Princípios de operação do espectrômetro. Um espectrômetro de ressonância magnética eletrônica detecta, fundamentalmente, a potência de micro-ondas

absorvida pela amostra em função da varredura do campo magnético H_0 aplicado. Portanto, a descrição do seu funcionamento pode ser resumida à forma de detecção da absorção de micro-ondas pela amostra colocada na cavidade ressonante.

Como vimos, a radiação de micro-ondas é gerada com uma frequência bem definida. Esta radiação é atenuada e levada até uma cavidade ressonante metálica, dentro da qual se localiza a amostra. O feixe de micro-ondas refletido é então conduzido até um cristal detector. A partir de então, temos um sinal que pode fornecer uma função $P(H)$, com o campo magnético variando linearmente dentro de uma varredura definida. As micro-ondas são geradas por uma válvula Klystron, em faixa de frequência bem definida (banda-X: 9.6 GHz; banda-K: 24 GHz; banda-Q: 34 GHz) e com uma potência máxima de aproximadamente 200 mW. A radiação é, então, direcionada por um circulador (que permite que o sinal passe num só sentido), ajustada por um sistema de controle de potência, e dividida em um feixe que é atenuado e direcionado à cavidade e outro que é atenuado e utilizado num acoplador direcional para a comparação com o sinal refletido pela cavidade. O sinal detectado é pré-amplificado e enviado a unidade de modulação, através de um sistema seletor que processa o sinal, convertendo-o numa diferença de potencial (d.c) que é conectada ao eixo y do registrador.

O experimento consiste basicamente em colocar a amostra no centro da cavidade de micro-ondas de alto-Q, onde se concentra o campo oscilante de micro-ondas. A fonte de micro-ondas é ajustada à frequência de ressonância da cavidade e, com isso, conserva-se a frequência constante enquanto o campo magnético é variado, até que a condição de ressonância seja satisfeita. Quando a

energia de micro-ondas é absorvida pelo sistema magnético, ou seja, quando a absorção de energia do campo de micro-ondas ocorre, há um aumento nas perdas totais na cavidade reduzindo então o fator - Q efetivo. A consequente mudança na onda estacionária no sistema de guia de ondas acoplado à cavidade deve então ser observada por um detector (diodo).

A maioria dos espectrômetros de RME registra a derivada primeira da linha de absorção (espectro). Isto acontece pela utilização do detector sensível à fase. Entre as vantagens obtidas (para medidas de RFM), tem-se a possibilidade de maior precisão na medida da largura de linha (que neste caso é a largura de linha pico a pico). Os parâmetros fornecidos pelos experimentos, obtidos diretamente dos espectros, são o campo de ressonância (H_r), a largura de linha pico a pico (ΔH_{pp}) e a intensidade do sinal (I).

As medidas de RFM foram todas realizadas em temperatura ambiente. Em banda-X foi usada uma cavidade retangular universal e em banda-Q, uma cavidade cilíndrica. O fator de qualidade (Q) da cavidade retangular utilizada é da ordem de 5000.

A ponta Hall fixa no eletromagneto mede a intensidade do campo magnético com uma precisão de décimos de Oersted. Entretanto, todos os espectros de RFM foram obtidos com uma resolução de 1024 pontos, implicando em uma precisão da medida do campo de ressonância e da largura de linha dependentes da varredura de campo magnético usada para a aquisição do espectro. Assim, nos experimentos em banda-X, com o campo externo aplicado no plano da amostra e varredura de 1600 Oe, a precisão da medida do campo de ressonância e da largura de linha é de ± 3.0 Oe.

Capítulo 3

ANISOTROPIA MAGNÉTICA

Neste capítulo consideramos as várias formas de anisotropia presentes em filmes finos magnéticos, destacando a anisotropia cúbica em filmes monocristalinos.

3.1- Introdução.

Quando um sistema apresenta diferentes propriedades magnéticas dependentes da direção em que são estudadas, dizemos que ele possui anisotropia magnética. Trata-se de uma característica desejável e importante para muitas aplicações tecnológicas, e por isso as várias formas de anisotropia magnética têm sido intensamente estudadas nos últimos anos.

Verifica-se experimentalmente que monocristais ferromagnéticos exibem direções de fácil, média e difícil magnetização, ou seja, a energia necessária para magnetizar um cristal depende da direção do campo aplicado em relação aos eixos do cristal [27], conforme mostrado na Figura 3.1 para os cristais de Fe, Ni e Co. Do ponto de vista tecnológico, a anisotropia magnética é uma das mais importantes propriedades dos materiais magnéticos. Materiais com alta, média ou baixa anisotropia podem ser utilizados para diversas aplicações, como por exemplo: ímãs permanentes, meios de armazenamento de informações, núcleos magnéticos em transformadores e cabeçotes de sistemas de gravação magnética.

Em filmes magnéticos ultrafinos, a base física que dá suporte a uma orientação preferencial do momento magnético difere fortemente do material massivo (*bulk*). A anisotropia de superfície que surge devido à quebra de simetria do campo cristalino nas interfaces [28], também chamada de anisotropia de interface, no caso de multicamadas magnéticas, pode até mesmo determinar esta orientação.

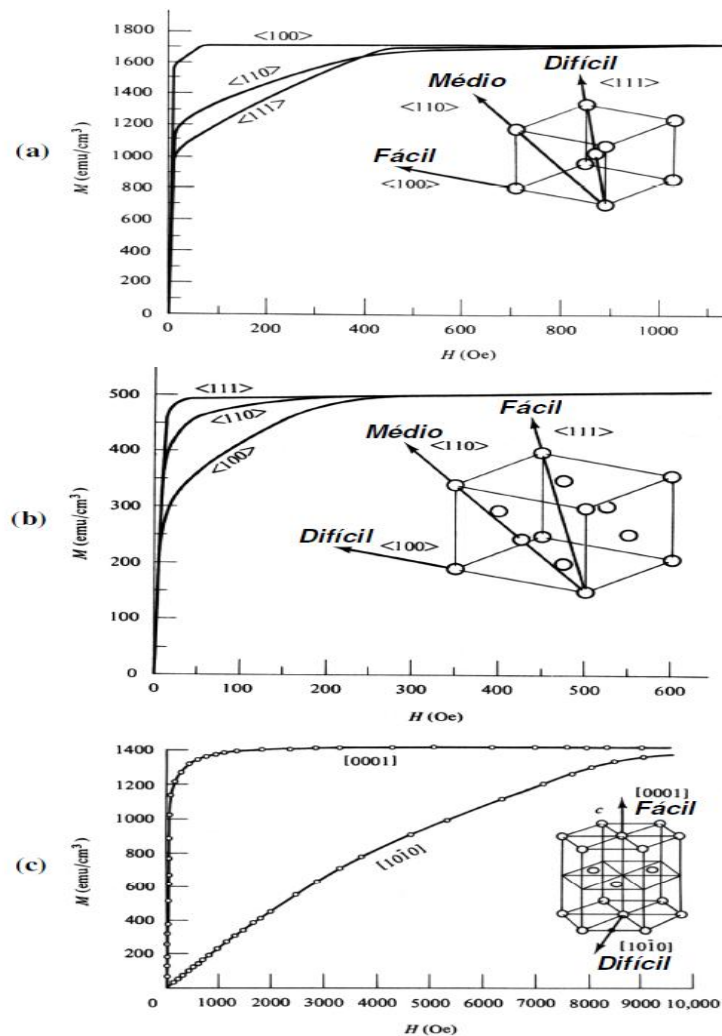


Figura 3.1. As direções de fácil, média e difícil magnetização para os cristais de (a) Fe e (b) Ni, e (c) fácil e difícil para o cristal de Co [29].

De fato, em filmes finos e multicamadas, a manipulação de alguns parâmetros estruturais, como por exemplo, a espessura da camada magnética e a escolha de materiais adequados, pode fazer com que a direção preferencial da magnetização, que é comumente observada no plano do filme, torne-se perpendicular ao plano do filme. Esse fenômeno é conhecido como anisotropia magnética perpendicular (AMP) e é de particular importância para aplicações em armazenamento e recuperação de informações em sistemas de gravação magnética. A AMP é o resultado de uma anisotropia magnética na interface que difere consideravelmente da anisotropia magnética do material massivo. Este tipo de anisotropia teve sua origem teorizada primeiramente por Néel em 1954, o qual utilizou o modelo de interação dipolar de Van Vleck. Os primeiros experimentos que revelaram a existência de uma anisotropia de interface foram realizados em 1968 por Gradmann e Müller [30] com filmes ultrafinos de NiFe depositados sobre Cu (111). Eles observaram um eixo de fácil magnetização perpendicular ao plano do filme para 1.8 monocamadas de NiFe e também que a anisotropia magnética estava relacionada com a espessura do filme. Para multicamadas, a AMP foi observada primeiramente em 1985 por Garcia *et al* em multicamadas Co/Pd [31].

Para o estudo da anisotropia magnética, faz-se o uso de diversas técnicas, tais como magnetometria de amostra vibrante (VSM), efeito Kerr magneto-óptico, pêndulo de torção, espalhamento de luz Brillouin, RFM entre outras [27]. Na RFM a anisotropia magnética é obtida indiretamente através de ajustes dos dados experimentais com modelos fenomenológicos.

3.2 – Origens da Anisotropia Magnética em Filmes Finos.

As duas principais fontes de anisotropia magnética em filmes finos são a interação dipolar e a interação spin-órbita [27]. Na ausência dessas interações, a energia total do sistema elétron-spin não depende da direção da magnetização. Em conjunto com a superposição das funções de onda dos átomos vizinhos, a interação spin-órbita também é responsável pela anisotropia magnetoelástica ou magnetostrictiva induzida em um sistema magnético tensionado. Nas seções seguintes cada um desses tipos de anisotropia será discutido em detalhes.

3.2.1 – Anisotropia de Forma.

A energia de desmagnetização de uma amostra magnética resulta da existência de dipolos magnéticos não compensados localizados nas extremidades da amostra. Esse tipo de energia pode também ser explicado em termos da tendência que um corpo magnetizado possui de minimizar sua energia magnetostática. A energia de desmagnetização favorece a magnetização de um filme a se orientar paralelamente ao seu plano. Numa amostra real, a análise da anisotropia de forma pode ser muito complicada devido à existência dos domínios magnéticos. Supondo a existência de um único domínio magnético, como visto na Figura 3.2a, saturado devido à aplicação de um campo magnético externo, internamente os dipolos magnéticos se cancelam, mas nas extremidades do corpo isso não ocorre (ver Fig. 3.2b). Assim um campo magnético \vec{H}_d é criado devido aos dipolos magnéticos não compensados nas extremidades do corpo.

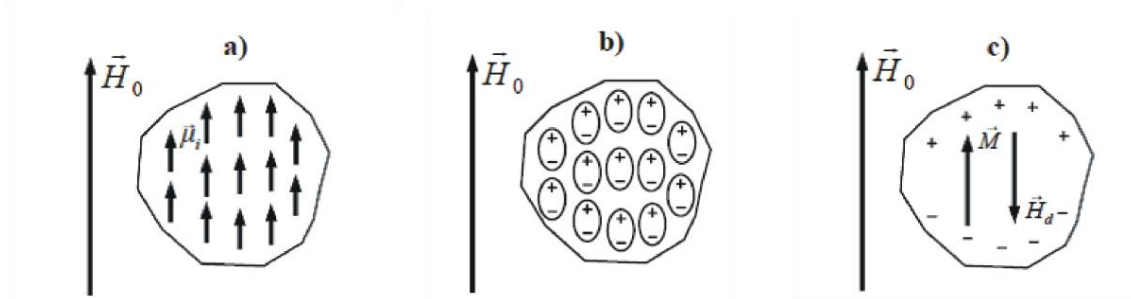


Figura 3.2. Ilustração dos dipolos magnéticos não compensados em um material magnético. Observe a existência de dipolos não compensados nas extremidades da amostra.

Esse campo é contrário à magnetização do corpo e é chamado de campo de desmagnetização (ver Fig. 3.2c). É importante notar que o número de dipolos magnéticos não compensados depende da superfície disponível. A energia associada a este campo pode ser descrita como [32]:

$$E_d = -\frac{1}{2} V \vec{M} \cdot \vec{H}_d \quad (3.1)$$

onde V é o volume da amostra e fator $1/2$ leva em consideração o fato de que o campo \vec{H}_d é um campo auto induzido, isto é, esse fator evita que a energia, entre dois dipolos, seja contada duas vezes.

Da Figura 3.2 conclui-se que se a magnetização \vec{M} não existe, o campo de desmagnetização \vec{H}_d também não existe. É possível escrever uma relação tensorial e empírica entre \vec{H}_d e \vec{M} :

$$\vec{H}_d = -\vec{D} \cdot \vec{M} \quad (3.2)$$

onde \vec{D} é chamado de fator de desmagnetização e depende da forma da amostra e da direção do campo \vec{H}_0 aplicado [32]. Usando a Equação 3.2 para escrever a Equação 3.1 em coordenadas esféricas (ver Figura 3.3), tem-se que:

$$E_d = \frac{1}{2} VM^2 (D_{xx} \sin\theta \cos\phi + D_{yy} \sin\theta \sin\phi + D_{zz} \cos\theta) \quad (3.3)$$

D_{xx} , D_{yy} e D_{zz} são os elementos da diagonal do tensor de desmagnetização D .

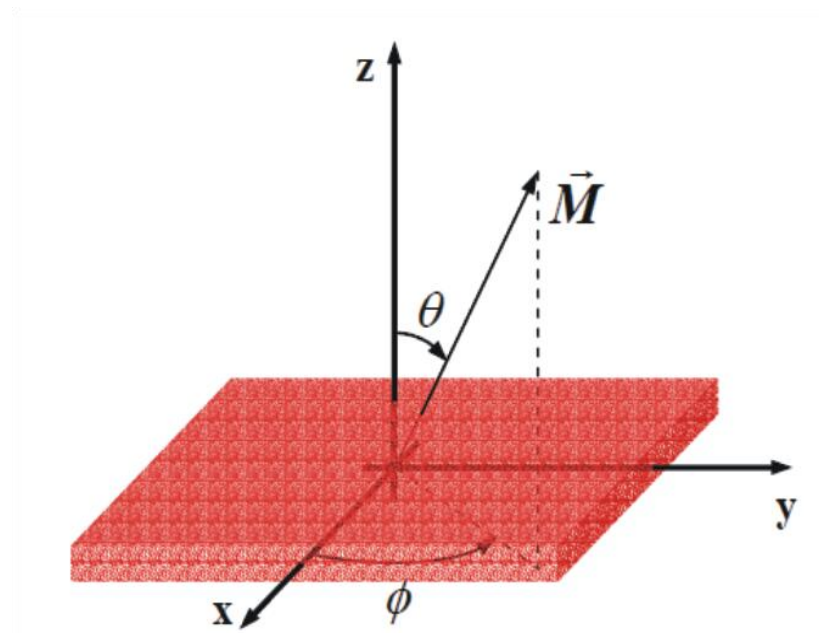


Figura 3.3. Sistema de eixos cartesianos mostrando os ângulos das coordenadas esféricas usados para escrever a Equação 3.3.

No caso de um filme fino, por simetria, a única componente de \vec{D} que é diferente de zero é aquela perpendicular ao plano do filme. No sistema C.G.S a soma dos elementos da diagonal de \vec{D} vale 4π ; portanto, para um filme fino da Figura 3.3, temos $D_{zz} = 4\pi$. Nesse caso, de acordo com a Equação 3.3, a energia de desmagnetização por unidade volume para um filme fino é dada por

$$E_d = 2\pi M^2 \cos^2 \theta \quad (3.4)$$

Em resumo, a energia de desmagnetização (Equação 3.4), que é resultante de interações dipolares, é a grande responsável pela magnetização ficar no plano filme, pois sua minimização implica em $\theta = \pi/2$ ou $3\pi/2$. Dessa forma, a energia

de desmagnetização é nula quando o campo aplicado é paralelo ao plano do filme, e máxima, quando é perpendicular.

3.2.2 – Anisotropia Magnetocristalina.

O tipo mais importante de anisotropia é a anisotropia magnetocristalina que é devida principalmente ao acoplamento spin-órbita. Quando um campo externo reorienta o spin de um elétron, sua órbita também é reorientada. Mas como o plano da órbita está fortemente acoplado à rede, há uma resistência a essa reorientação. Devido a essas interações, os spins preferem se alinhar ao longo de eixos cristalográficos bem definidos. Portanto, existem direções preferenciais de se magnetizar materiais magnéticos (eixos de fácil e de difícil magnetização). A interação spin-órbita pode ser avaliada a partir de princípios básicos, mas é mais fácil usar expressões fenomenológicas (expansões em série de potência que levam em consideração a simetria do cristal) e obter os coeficientes a partir dos dados experimentais. A energia magnetocristalina é geralmente pequena em comparação com a energia de troca (exchange energy). Entretanto, a direção da magnetização é somente determinada pela anisotropia devido a interação de troca, que tenta alinhar paralelamente os momentos magnéticos, não importa em que direção. A direção da magnetização $\vec{m} = \vec{M}/|\vec{M}|$ relativa aos eixos coordenados é dada pelos cossenos diretores α_i , como $\vec{m} = (\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$ (ver Figura 3.4), com [33]

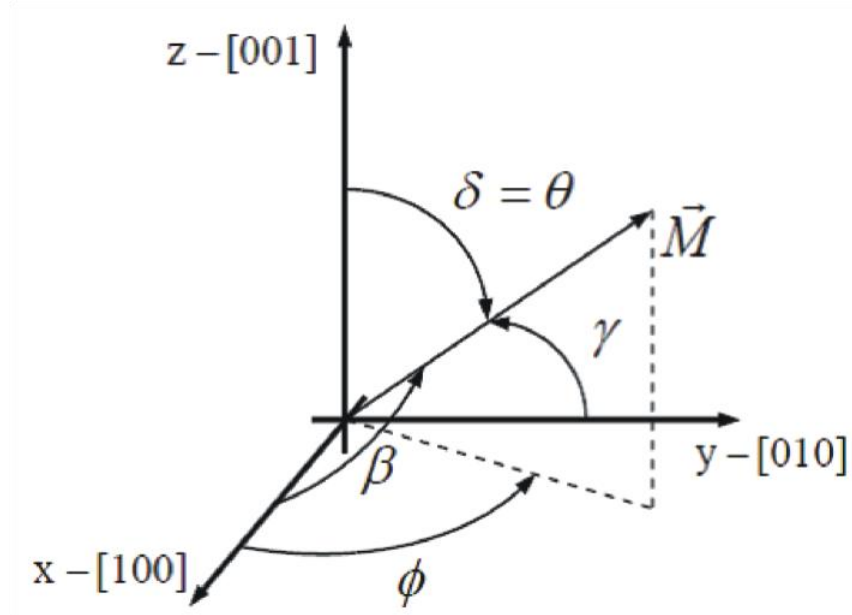


Figura 3.4. Direção da magnetização em coordenadas esféricas.

$$\alpha_1 = \text{sen}\theta \cos\phi \quad (3.5)$$

$$\alpha_2 = \text{sen}\theta \text{sen}\phi \quad (3.6)$$

$$\alpha_3 = \cos\theta \quad (3.7)$$

Essas relações satisfazem a seguinte condição:

$$\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2 = 1 \quad (3.8)$$

A energia magnetocristalina por volume E_c pode ser descrita como uma expansão em série de potências das componentes da magnetização [33]:

$$E_c = E_0 + \sum_i b_i \alpha_i + \sum_{ij} b_{ij} \alpha_i \alpha_j + \sum_{ijk} b_{ijk} \alpha_i \alpha_j \alpha_k + \sum_{ijkl} b_{ijkl} \alpha_i \alpha_j \alpha_k \alpha_l + O(\alpha^5) \quad (3.9)$$

Os termo de quinta ordem em α [$O(\alpha^5)$] são muitos pequenos e podem geralmente ser desprezados.

É de se esperar que a energia seja invariante com a inversão do sentido da magnetização, então

$$E(\vec{M}) = E(-\vec{M}) \quad (3.10)$$

Ou seja,

$$E(\alpha_i) = E(-\alpha_i) \quad (3.11)$$

Assim, os termos de ordem ímpar devem ser negligenciados na expansão (3.9), e portanto, podemos reescrevê-la como:

$$E_c = E_0 + \sum_{ij} b_{ij} \alpha_i \alpha_j + \sum_{ijkl} b_{ijkl} \alpha_i \alpha_j \alpha_k \alpha_l \quad (3.12)$$

Agora vamos discutir essa equação geral para diferentes sistemas cristalográficos.

(a) Sistema Cúbico.

Devido a condição (3.10) todos os termos cruzados $\alpha_i \alpha_j$ desaparecem, ou seja, $b_{ij} = 0$ para $i \neq j$. Os índices $i = 1, 2, 3$ são indistinguíveis em sistemas com simetria cúbica, ou seja, $b_{11} = b_{22} = b_{33}$. Usando essas considerações e a condição (3.8), a densidade de energia magnetocristalina E_c para sistemas com simetria cúbica é dada, como função dos cossenos diretores, por:

$$E_c = K_0 + K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2) + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \dots \quad (3.13)$$

Nesta relação, K_1 e K_2 , são os coeficientes de anisotropia cúbica de primeira e segunda ordem, respectivamente. Os coeficientes K_1 e K_2 são dados em função

dos coeficientes b's. Usando as equações 3.5, 3.6 e 3.7 para reescrever a Equação 3.13, considerando $K_1 \gg K_2$, tem-se que:

$$E_c = \frac{1}{4}K_1(\sin^4\theta\sin^22\phi + \sin^22\theta) \quad (3.14)$$

Substituindo as Equações 3.5, 3.6 e 3.7 na Equação (3.13), obtemos as energias relativas a anisotropia magnetocristalina para diferentes direções cristalográficas:

$$E_{100} = K_0 \quad (3.15)$$

$$E_{110} = K_0 + \frac{1}{4}K_1 \quad (3.16)$$

$$E_{111} = K_0 + \frac{1}{3}K_1 + \frac{1}{27}K_2 \quad (3.17)$$

Analisando as Equações (3.15), (3.16) e (3.17) vemos que, para valores positivos de K_1 , as direções de fácil e difícil magnetização para sistemas com simetria cúbica são, respectivamente, as direções [100] e [111]. Uma vez que $E_{100} < E_{110} < E_{111}$, um cristal que apresenta esse comportamento é o Fe-bcc. A Figura 3.5 representa a superfície de energia para um sistema cúbico com $K_1 > 0$. A constante K_0 é normalmente ignorada.

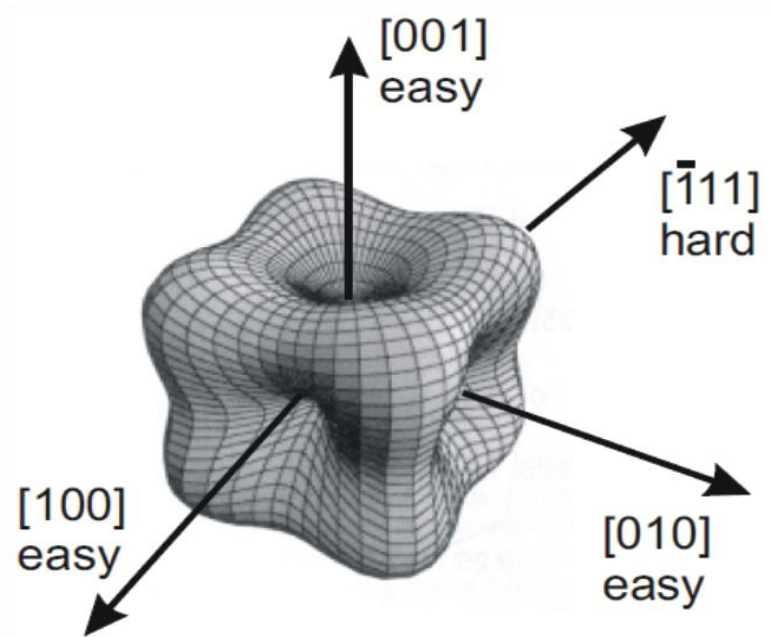


Figura 3.5. Superfície de energia para a simetria cúbica com $K_1 > 0$

(b) Sistema tetragonal.

Como no caso de simetria cúbica, os coeficientes cruzados $\alpha_i\alpha_j$ desaparecem também no sistema tetragonal. Nesse caso devido a reduzida simetria somente os índices 1 e 2 são indistinguíveis. A partir dessas considerações e usando a Equação (3.12), a densidade de energia magnetocristalina para sistemas tetragonais pode ser escrita, como função dos cossenos diretores, como:

$$E_c = K_0 + K_1\alpha_3^2 + K_2\alpha_3^4 + \dots \quad (3.18)$$

Os coeficientes K_1 e K_2 são dados em função dos coeficientes b's (b_{ij} e b_{ijkl}).

(c) Sistema Hexagonal.

Considerações e cálculos análogos, levam a seguinte densidade de energia magnetocristalina:

$$E_c = K_0 + K_1(\alpha_1^2 + \alpha_2^2) + K_2(\alpha_1^2 + \alpha_2^2)^2 + \dots \quad (3.19)$$

Na Tabela 3.1, apresentamos valores de K_1 e K_2 para algumas substâncias com estruturas cúbicas e hexagonais, obtidos da referência [29].

Tabela 3.1: Valores de K_1 e K_2 para alguns materiais magnéticos [29].

Estrutura	Substância	K_1 (10^5 erg/cm³)	K_2 (10^5 erg/cm³)
Cúbica	Fe	4.8	± 0.5
	Ni	- 0.5	- 0.2
	FeO . Fe ₂ O ₃	- 1.1	
	MnO . Fe ₂ O ₃	- 0.3	
	NiO . Fe ₂ O ₃	- 0.62	
	MgO . Fe ₂ O ₃	- 0.25	
Hexagonal	CoO . Fe ₂ O ₃	20	
	Co	45	15
	BaO . 6Fe ₂ O ₃	33	
	YCo ₅	550	
	MnBi	89	27

3.2.3 – Anisotropia Magnetoelástica ou Magnetostrictiva.

Também como consequência do acoplamento spin-órbita, a magnetostricção, fenômeno da alteração das dimensões de uma amostra em função da alteração da direção de sua magnetização (e vice-versa), pode produzir anisotropias magnéticas.

Em cristais, a energia magnetostrictiva é normalmente tratada em termos dos cossenos diretores da magnetização em relação aos eixos cristalinos e dos coeficientes magnetostrictivos de cada um destes eixos. Mas mesmo em materiais elasticamente isotrópicos e com uma magnetostricção isotrópica podem surgir anisotropias magnéticas; basta que exista uma tensão mecânica aplicada numa determinada direção.

A observação desse último caso é muito comum em filmes finos, já que tanto o processo de preparação quanto as diferenças entre filmes e substratos podem criar tensões mecânicas sobre as estruturas das amostras. Essa anisotropia magneto-elástica pode então ser representada por [27]:

$$E_{ME} = -K_{ME} \cos^2 \theta \quad (3.20)$$

com

$$K_{ME} = -\frac{3}{2} \lambda \sigma = -\frac{3}{2} \lambda E \varepsilon \quad (3.21)$$

onde σ é o *stress* que está relacionado com a deformação, ε , por $\sigma = E\varepsilon$ e E é módulo de Young. O coeficiente de magnetostricção λ depende da direção e pode ser positivo ou negativo [29]. O ângulo θ mede a direção da magnetização

em relação à direção do stress uniforme. Se a deformação no filme é diferente de zero, o acoplamento magneto-elástico contribui em princípio para a anisotropia efetiva. Quando os parâmetros são constantes (não dependendo da espessura da camada magnética), essa contribuição pode ser identificada como uma contribuição de volume K_v . As deformações em filmes podem ser induzidas por várias fontes. Entre elas estão as deformações térmicas associadas com as diferenças nos coeficientes de expansão térmica, deformações intrínsecas provocadas pela natureza do processo de deposição, e deformações devido à falta de correspondências dos parâmetros de rede de camadas adjacentes. O valor do coeficiente de magnetostricção é geralmente da ordem de 10^{-6} . Na Tabela 3.2 apresentamos valores de λ para algumas substâncias cúbicas [29].

Tabela 3.2: Valores do coeficiente de magnetostricção para alguns materiais com estrutura cúbica (Unidades de 10^{-6}) [29].

Material	λ_{100}	λ_{111}
Fe	+ 21	- 21
Ni	- 46	- 24
FeO . Fe₂O₃	- 20	+ 78
CO_{0.8}Fe_{0.2}O . Fe₂O₃	- 590	- 120
Ni_{0.8}Fe_{0.2}O . Fe₂O₃	- 36	- 4

A RFM tem se estabelecido como uma técnica experimental poderosa no estudo da anisotropia magnética de filmes magnéticos finos e ultrafinos, devido a sua versatilidade. Ela fornece informações sobre a anisotropia de forma, indicando se a magnetização do filme se encontra no plano ou perpendicular ao

plano da amostra, e também sobre as contribuições de volume e superfície para a anisotropia magnética efetiva. Pode-se ainda determinar o coeficiente de magnetostricção λ , pela aplicação de um stress sobre a amostra [34] e obter os valores das contribuições de volume e superfície para a magnetostricção.

Neste trabalho, os experimentos de RFM no plano e fora do plano dos filmes comprovam a existência de anisotropia cúbica em todas as amostras investigadas. Nos experimentos fora do plano, o efeito da anisotropia de forma implica em valores bem elevados de campos de ressonância.

Capítulo 4

RESSONÂNCIA FERROMAGNÉTICA EM FILMES FINOS

Neste capítulo apresentamos a teoria geral de ressonância ferromagnética que será usada no estudo da anisotropia magnética das amostras epitaxiais investigadas, de acordo com os experimentos de variação angular do campo de ressonância no plano e fora do plano dos filmes.

4.1- Dinâmica da Magnetização.

Em 1935, Landau e Lifshitz [35] consideraram o fato de que um sistema de spins “sente”, não somente um campo magnético externo, mas também um campo local devido aos sítios (spins) vizinhos. O que a magnetização de um filme fino “sente”, então, é um campo efetivo (\vec{H}_{ef}), que inclui o campo de anisotropia efetiva. Assim, a magnetização prefere se alinhar ao longo da direção fácil **para** minimizar a energia de anisotropia magnética. A magnitude e a direção do campo efetivo podem ser calculadas, com uma boa aproximação, utilizando um modelo introduzido por J. Smit e H. G. Beljers [36] que consiste em minimizar a energia livre magnética em torno da posição de equilíbrio da magnetização na presença de um campo magnético externo. Portanto, a equação de movimento da magnetização, desprezando o termo de amortecimento, apresenta a forma

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\vec{M} \times \vec{H}_{\text{ef}} \quad (4.1)$$

Nesta expressão, $\gamma = ge/2m$ é a razão giromagnética, “g” é o fator de espalhamento espectroscópico (análogo ao fator-g de Landé) e “e” e “m” são a carga e a massa do elétron, respectivamente. A solução da Equação (4.1) é semelhante à condição de Larmor

$$\omega = \gamma\vec{H}_{\text{ef}} \quad (4.2)$$

O campo efetivo total é dado por

$$\vec{H}_{\text{ef}} = -\nabla_{\vec{M}} F(\vec{M}) \quad (4.3)$$

$F(\vec{M})$ é a densidade de energia livre total do sistema. A notação $\nabla_{\vec{M}}$ significa que a densidade de energia livre deve ser derivada em relação às componentes da magnetização. Resolvendo a Equação 4.3 e substituindo na Equação 4.2, obtemos [33]

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{M^2 \sin^2 \theta} \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} \frac{\partial^2 F}{\partial \phi^2} - \frac{\partial^2 F}{\partial \theta \partial \phi} \right) \Bigg|_{\theta_0, \phi_0} \quad (4.4)$$

A Equação 4.4 é a condição geral de ressonância, obtida por Smit e Beljers [36] em 1955 e publicada independentemente por Suhl [37], sendo a ferramenta padrão usada na interpretação dos dados experimentais de RFM. θ e ϕ são os ângulos polar e azimutal da magnetização, respectivamente, e θ_0 e ϕ_0 indicam as orientações de equilíbrio. As orientações de equilíbrio (θ_0 e ϕ_0) são determinadas a partir das derivadas da densidade de energia magnética ($\partial F/\partial \theta = 0$ e

$\partial F/\partial \phi = 0$). A Equação 4.4 é numericamente correta, porém é fisicamente não conveniente, pois quando $\theta = 0$ há uma indeterminação na obtenção do campo magnético estático nesta direção. Portanto, quando precisamos obter uma expressão para a condição de ressonância em $\theta = 0$ (campo magnético estático perpendicular ao plano do filme) a equação que devemos usar para a condição geral de ressonância é a equação obtida por Baselgia *et al.* [38], válida para todas orientações do campo externo aplicado:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{M^2} \left[\frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} \left[\frac{\partial^2 F / \partial \phi^2}{\sin^2 \theta} + \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \frac{\partial F}{\partial \theta} \right] - \left[\frac{\partial^2 F / \partial \theta \partial \phi}{\sin \theta} - \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \frac{\partial F / \partial \phi}{\sin \theta} \right]^2 \right] \Big|_{\theta_0, \phi_0}. \quad (4.5)$$

Portanto, conhecendo-se a parte da densidade de energia magnética que depende da orientação da magnetização, pode-se obter a expressão para frequência de ressonância do sistema. As contribuições geralmente consideradas para essa parte da densidade de energia magnética são: interação Zeeman ($-\vec{H}_0 \cdot \vec{M}$), interação de troca, energia associada às paredes de domínio, energia magnetocristalina, energia magnetoelástica e energia de forma (desmagnetização).

O conjunto de todas essas energias pode criar anisotropias magnéticas que determinam eixos preferenciais para a magnetização numa amostra. As direções em que ocorrem os mínimos e máximos da soma dessas energias são conhecidas como eixos fáceis e difíceis de magnetização, respectivamente. Podemos estudar essas anisotropias a partir de espectros de RFM obtidos para diferentes orientações da amostra em relação ao campo magnético estático.

Explorar tal procedimento em tricamadas e bicamadas epitaxiais com diferentes parâmetros de deposição é o principal objetivo deste trabalho.

De uma forma geral, podemos dizer que se todos os átomos de um material ferromagnético “sentem” todos os termos da densidade de energia magnética da mesma forma, apenas um modo uniforme de ressonância é excitado por uma radiação eletromagnética incidente uniforme em todo o material. A expressão obtida neste capítulo para a frequência de ressonância (Equação 4.5) corresponde a este modo. Se essas condições não forem satisfeitas, outros modos poderão ser excitados (como, por exemplo, modos de ondas de spin e modos óticos) [39-41], o que é comum em amostras com estruturas magneticamente descontínuas. Na Figura 4.1, ilustramos os dois modos de precessão, acústico ou uniforme (em fase) e óptico (fora de fase) que podem ser excitados pelo campo oscilante de micro-ondas em tricamadas magnéticas acopladas.

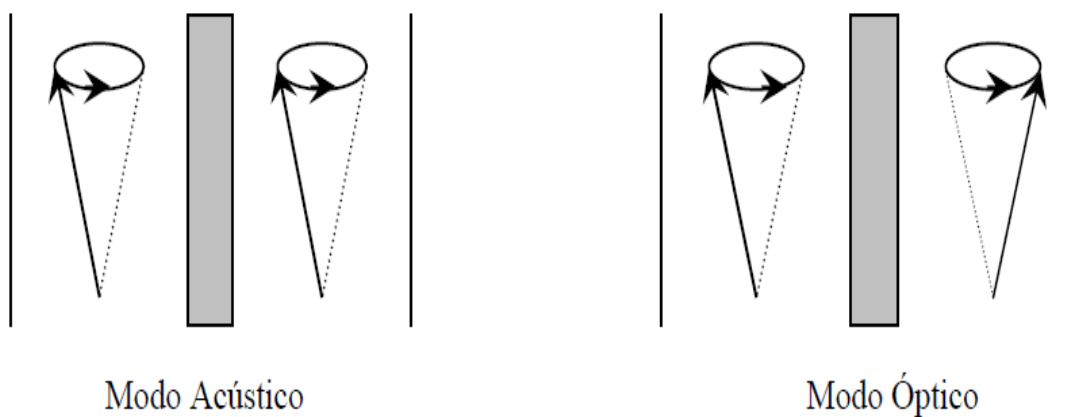


Figura 4.1. Ilustração dos modos de precessão da magnetização em fase (modo acústico) e fora-de-fase (modo óptico) em tricamadas magnéticas acopladas.

4.2 - Densidade de Energia Magnética e Condição de Ressonância.

Para a aplicação da teoria de RFM em filmes finos é necessário escrever a densidade de energia magnética em coordenadas esféricas. Portanto, a densidade de energia magnética F , para um filme que apresenta uma anisotropia magneto-cristalina cúbica, pode ser escrita da seguinte forma:

$$F = -M \cdot H \sin \theta \sin \theta_H [\cos(\phi - \phi_H) - \cos(\theta - \theta_H)] + 2\pi M^2 \cos^2 \theta + \frac{1}{4} K_1 (\sin^4 \theta \sin^2 2\phi + \sin^2 2\theta) \quad (4.6)$$

onde o primeiro termo da equação representa a energia Zeeman, o segundo termo representa a energia de desmagnetização, e o terceiro termo representa a energia de anisotropia cúbica. M é a magnetização efetiva, H é o campo magnético aplicado e K_1 é constante de anisotropia cúbica. Nesta análise, a magnetização efetiva inclui possíveis contribuições resultantes de efeitos de superfície, interface e acoplamento entre camadas magnéticas. Todos os experimentos de RFM foram realizados em temperatura ambiente, excluindo assim a necessidade de se incluir na energia livre um termo dependente da temperatura. Para escrever a Equação 4.6 foi utilizado o sistema de coordenadas indicado na Figura 4.2.

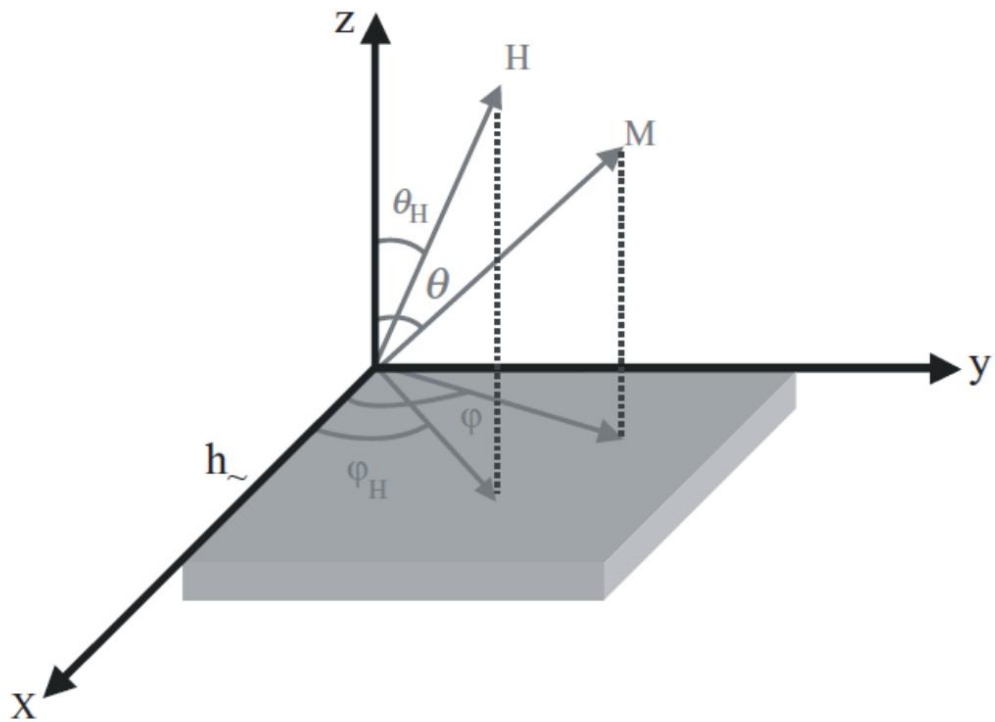


Figura 4.2. Sistema de coordenadas usado para escrever a densidade de energia magnética, onde são representados o campo magnético externo e a magnetização do filme com seus respectivos ângulos em relação aos eixos coordenados.

As condições de equilíbrio da magnetização são dadas por

$$\frac{\partial F}{\partial \theta} = 0 \quad (4.7)$$

e

$$\frac{\partial F}{\partial \phi} = 0 \quad (4.8)$$

Calculando as derivadas angulares da densidade de energia livre F e substituindo na Equação 4.5, obtemos a condição geral de ressonância válida para todas as direções do campo magnético aplicado

$$\begin{aligned}
\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 &= [H_0(\sin\theta_0 \sin\theta_H \cos(\phi_0 - \phi_H) + \cos\theta_0 \cos\theta_H) - 4\pi M \cos^2\theta_0 \\
&+ \frac{2K_1}{M}(\sin^2\theta_0 \cos 4\phi_0 - \cos^2\theta_0 + 2\cos^4\theta_0 + \frac{1}{4}\sin^2 2\theta_0 \sin^2 2\phi_0)] \\
&\times [H_0(\sin\theta_0 \sin\theta_H \cos(\phi_0 - \phi_H) + \cos\theta_0 \cos\theta_H) - 4\pi M \cos 2\theta_0 \\
&+ \frac{K_1}{M}(2\cos 4\theta_0 + \sin^2\theta_0 \sin^2 2\phi_0(3 - 4\sin^2\theta_0))] - \left(\frac{3K_1}{M}\right)^2 \sin^2\theta_0 \sin^2 2\theta_0 \sin^2 4\phi_0
\end{aligned} \tag{4.9}$$

Com o campo magnético aplicado no plano do filme, $\theta_H = \theta_0 = \pi/2$, as condições de equilíbrio da magnetização e de ressonância são dadas, respectivamente, por

$$H_0 \sin(\phi_0 - \phi_H) = -\frac{2K_1}{M} \sin 4\phi_0 \tag{4.10}$$

e

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left[H_0 \cos(\phi_0 - \phi_H) + 4\pi M + \frac{K_1}{M}(2 - \sin^2 2\phi_0) \right] \times \left[H_0 \cos(\phi_0 - \phi_H) + \frac{2K_1}{M} \cos 4\phi_0 \right]. \tag{4.11}$$

As Equações 4.10 e 4.11 juntas determinam o campo de ressonância H_0 como função do ângulo ϕ_H , da magnetização efetiva $4\pi M$ e da constante de anisotropia cúbica K_1 . As análises dessas equações mostram que elas possuem soluções simultâneas para a direção de fácil magnetização das camadas de Fe (eixo [100]) somente se $2K_1/M \leq (\omega/\gamma)^2 / 4\pi M$ (assumindo $4\pi M \gg |2K_1/M|$) [15]. Nesse caso, o espectro de RFM possui um único modo de absorção para qualquer orientação do

campo magnético externo aplicado paralelo ao plano do filme. No caso oposto, a linha de ressonância desaparece na direção fácil e tem duas soluções para direções do campo aplicado próximas da direção de difícil magnetização das camadas de Fe.

Nos experimentos com o campo magnético aplicado fora do plano do filme para investigar a variação angular do campo de ressonância, pode-se partir da direção fácil [100] ou da direção difícil [110] de magnetização da camada de Fe, no plano do filme, para alcançar a mesma direção [001] perpendicular ao plano do filme. Partindo da direção [110] da camada de Fe ($\phi_H = \phi_0 = 0$ e $\theta = \theta_0$), as condições de equilíbrio da magnetização e de ressonância são dadas, respectivamente, por

$$H_0 \sin(\theta_0 - \theta_H) = \sin 2\theta_0 \left(2\pi M - \frac{K_1}{M} \cos 2\theta_0 \right) \quad (4.12)$$

e

$$\left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 = \left[H_0 \cos(\theta_0 - \theta_H) - 4\pi M \cos 2\theta_0 + \frac{2K_1}{M} \cos 4\theta_0 \right] \times \left[H_0 \cos(\theta_0 - \theta_H) - 4\pi M \cos^2 \theta_0 - \frac{2K_1}{M} (\cos 2\theta_0 - 2 \cos^4 \theta_0) \right], \quad (4.13)$$

Partindo da direção [110] da camada de Fe ($\phi_H = \phi_0 = \pi/4$ e $\theta = \theta_0$), as condições de equilíbrio da magnetização e de ressonância são dadas, respectivamente, por

$$H_0 \sin(\theta_0 - \theta_H) = \sin 2\theta_0 \left[2\pi M - \frac{K_1}{2M} (2\cos 2\theta_0 + \sin^2 \theta_0) \right] \quad (4.14)$$

e

$$\left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 = \left[H_0 \cos(\theta_0 - \theta_H) - 4\pi M \cos 2\theta_0 + \frac{K_1}{M} (2\cos 4\theta_0 + 3\sin^2 \theta_0 - 4\sin^4 \theta_0) \right] \quad (4.15)$$

$$\times \left[H_0 \cos(\theta_0 - \theta_H) - 4\pi M \cos^2 \theta_0 - \frac{2K_1}{M} \left(\cos 2\theta_0 - 2\cos^4 \theta_0 - \frac{1}{4} \sin^2 2\theta_0 \right) \right].$$

A condição de ressonância perpendicular, deduzida das Equações 4.13 e 4.15, é dada por

$$\frac{\omega}{\gamma} = H_{\perp} - 4\pi M + \frac{2K_1}{M}. \quad (4.16)$$

As Equações 4.12 e 4.13, e 4.14 e 4.15 juntas determinam o campo de ressonância H_0 como função do ângulo θ_H (em relação à normal ao plano do filme), da magnetização efetiva $4\pi M$ e da constante de anisotropia cúbica K_1 .

4.3 – Largura da Linha de Ressonância.

A largura da linha de ressonância de RFM (ΔH_{pp}) é uma das mais importantes e difíceis questões. Geralmente está relacionada diretamente com a qualidade estrutural e magnética das amostras [43,44] e é determinada principalmente por dois mecanismos: amortecimento intrínseco e não homogeneidades magnéticas das amostras. O alargamento da linha de absorção de RFM geralmente depende dos detalhes de preparação das amostras, como

espessura dos filmes e temperaturas de crescimentos. A contribuição intrínseca para a largura de linha é dada por [37]

$$\Delta H_{pp} = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{1}{|\partial\omega/\partial H_0|} \frac{G}{M^2} \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 F}{\partial \phi^2} \right) \quad (4.17)$$

onde G é o parâmetro de amortecimento de Gilbert. Substituindo a densidade de energia F (Equação 4.6) na equação 4.17, obtemos a expressão para a largura de linha no plano do filme [15]

$$\Delta H_{pp} = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{G}{\gamma^2 M} \frac{\omega}{\cos(\phi_0 - \phi_H)} \quad (4.18)$$

As condições de ressonância e de equilíbrio da magnetização acima apresentadas, para configurações do campo magnético aplicado no plano e fora do plano dos filmes, bem como a Equação (4.18) para a largura de linha pico a pico, serão usadas na análise dos resultados experimentais de RFM apresentados nos capítulos seguintes.

Capítulo 5

ANISOTROPIA MAGNÉTICA DE TRICAMADA SIMÉTRICA Fe/Mn/Fe E BICAMADAS Fe/Mn

Neste capítulo iniciamos a apresentação e análise dos resultados experimentais do estudo da anisotropia magnética das amostras epitaxiais de bicamadas Fe/Mn e tricamadas Fe/Mn/Fe e Fe/Mn/Co. Os resultados obtidos indicam a presença de uma anisotropia cúbica em todas as amostras investigadas, e revelam também como os diversos aspectos estruturais das amostras se refletem nos espectros de RFM. Apresentamos e analisamos em primeiro lugar os resultados referentes à tricamada (simétrica) Fe/Mn/Fe com mesma espessura da camada de Fe. Os resultados obtidos para esta amostra contribuem para uma melhor compreensão dos resultados obtidos para as demais amostras. Para esta amostra foi possível realizar o estudo completo da variação angular do campo de ressonância fora do plano do filme, em banda-X. Dentre as amostras investigadas, é a que melhor representa, portanto, este estudo por RFM da anisotropia magnética de filmes epitaxiais monocristalinos.

5.1 Considerações Gerais

Os experimentos de RFM foram realizados à temperatura ambiente, em banda-X (9.4-9.8 GHz) e banda-Q (33.8-34.0 GHz) de frequências de micro-ondas. Os espectros obtidos forneceram a variação angular do campo de ressonância no plano do filme, em banda-X e banda-Q, e fora do plano do filme,

em banda-X. Para obter a variação angular teórica do campo de ressonância, devemos isolar H em função do ângulo ϕ_H na Equação 4.11 e H em função do ângulo θ_H na equação 4.13, ou na equação 4.15. A grande dificuldade, todavia, se deve ao fato de que as Equações 4.10, 4.11, 4.12, 4.13, 4.14 e 4.15 contêm H, ou seja, para encontrarmos θ_0 ou ϕ_0 para um valor específico de θ_H ou ϕ_H precisamos saber H previamente. Os pares de Equações 4.10 e 4.11, 4.12 e 4.13 e 4.14 e 4.15 estão, portanto, acoplados; assim, devemos encontrar H e θ_0 ou ϕ_0 simultaneamente para cada valor de θ_H ou ϕ_H , e isto só é possível através de cálculos numéricos. Através das simulações teóricas obtemos para todas as amostras estudadas, a magnetização efetiva $4\pi M$, a constante de anisotropia magnetocristalina cúbica de primeira ordem K_1 e o fator-g. Para algumas amostras, como as tricamadas assimétricas Fe/Mn/Fe, os parâmetros fornecidos pelos experimentos em banda-Q foram usados para simular os resultados esperados para os experimentos em banda-X.

5.2 Tricamada simétrica MgO(001)/Fe(5nm)/Mn(0.95nm)/Fe(5nm)/Si(5nm)

Nesta amostra, a temperatura de crescimento da camada de Mn foi de 150°C. Para simplificar a notação ela é designada como S(0.95). Para esta tricamada, os espectros de RFM às frequências de micro-ondas de 9.4 e 33.9 GHz apresentam apenas um modo de ressonância (Fig.5.1), para todas as orientações do campo magnético estático. Este modo uniforme de ressonância resulta das duas camadas de Fe. O modo uniforme de ressonância é excitado somente quando o campo magnético estático aplicado satisfaz as condições de ressonância e de equilíbrio da magnetização (amostra saturada). Os espectros na

Fig. 5.1 foram obtidos com o campo magnético estático aplicado ao longo da direção de difícil magnetização das camadas de Fe, eixo [110]. As variações angulares do campo de ressonância no plano, mostradas na Fig. 5.2 indicam a presença de uma grande anisotropia magnética cúbica no plano do filme.

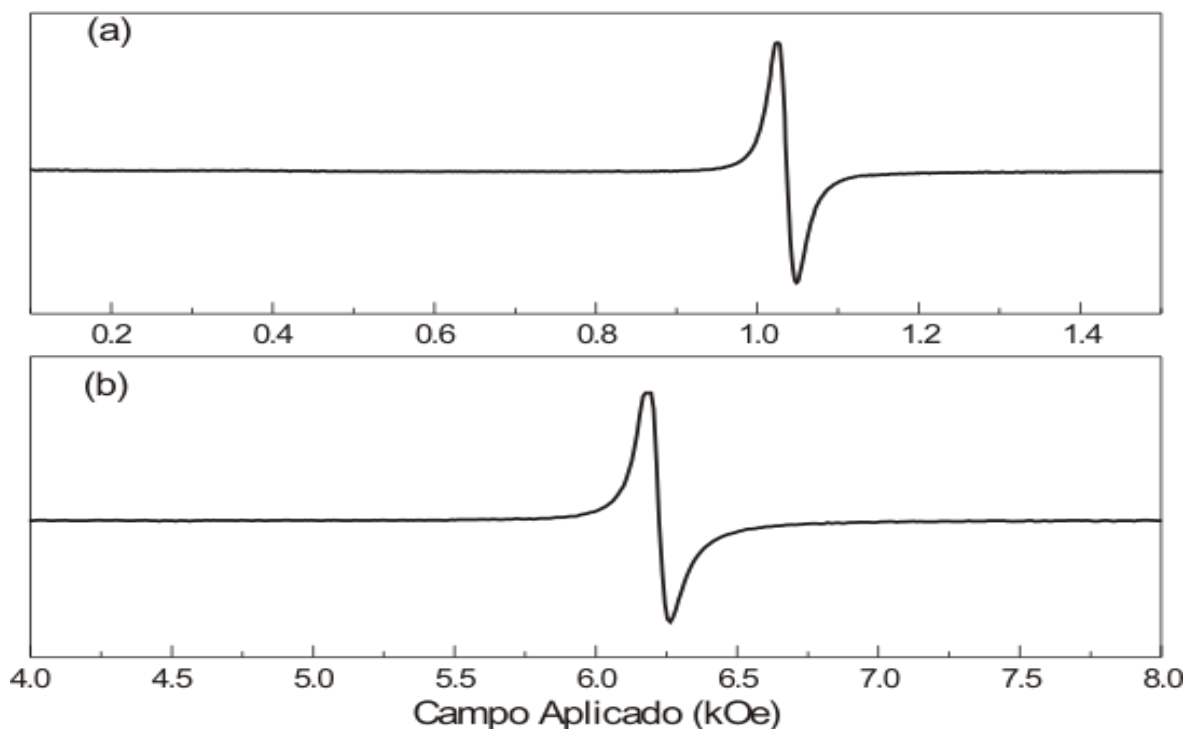


Figura 5.1. Espectros de RFM no plano para a tricamada S(0.95) às frequências de micro-ondas de (a) 9.4 GHz e (b) 33.9 GHz, com o campo magnético estático aplicado ao longo da direção de difícil magnetização das camadas de Fe.

As Figuras 5.3 (a) e 5.3 (b) mostram, respectivamente, a dependência angular a largura de linha pico a pico no plano e a defasagem entre as direções das magnetizações das camadas de Fe e do campo magnético aplicado, à frequência de micro-ondas de 9.4 GHz. Essas figuras mostram que, de acordo com Equação 4.19, os mínimos da largura de linha ocorrem nas direções cristalográficas principais e os máximos ocorrem quando a defasagem entre as magnetizações das camadas de Fe e o campo magnético aplicado é máxima. À frequência de

micro-ondas de 33.9 GHz, a largura de linha pico a pico no plano apresenta valor constante e próximo de 70 Oe para toda a dependência angular (Figura 5.4 (a)), já que nessa frequência praticamente não há defasagem entre as magnetizações das camadas de Fe e o campo magnético aplicado, conforme comprova a Figura 5.4 (b). A relativamente pequena largura da linha de RFM para essa amostra indica que ela é magneticamente homogênea.

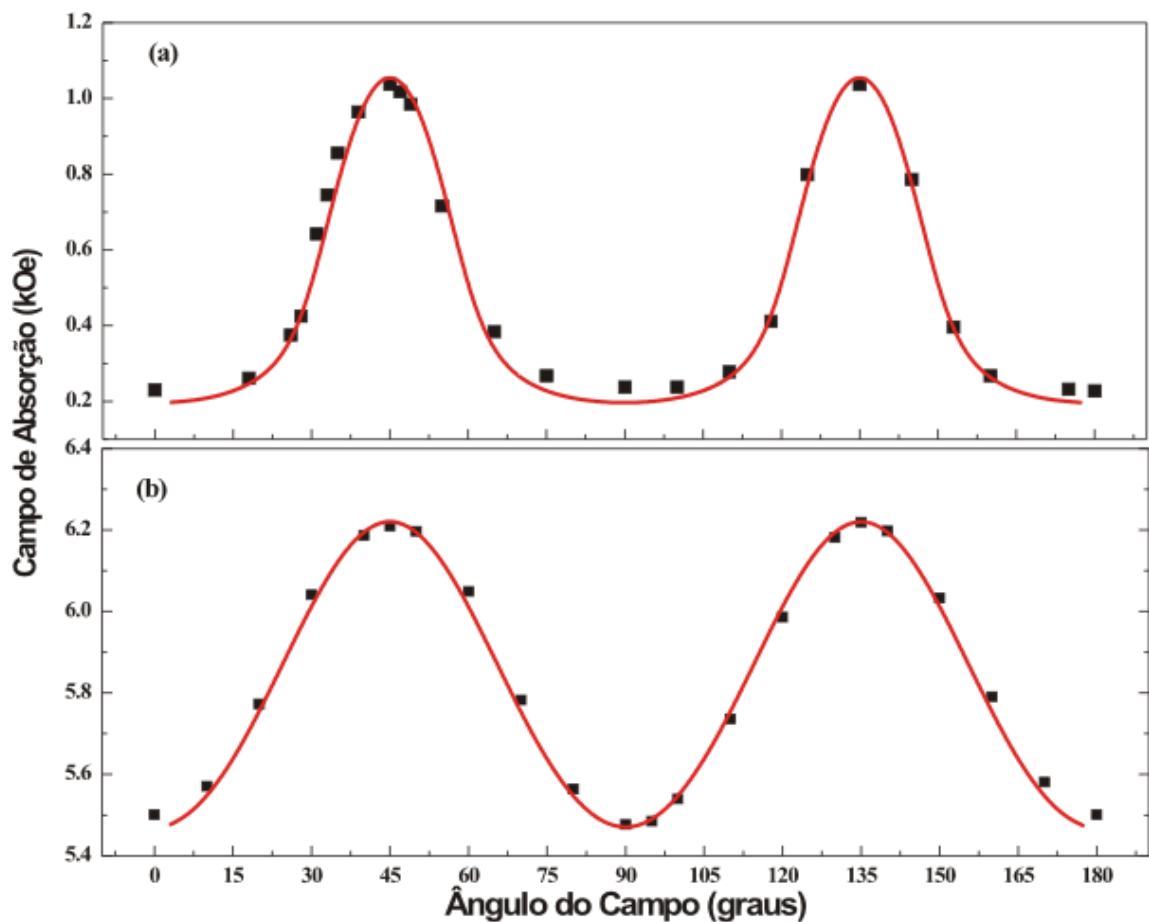


Figura 5.2. Dependências angulares do campo de absorção no plano da tricamada S(0.95) às frequências de micro-ondas de (a) 9.4 GHz e (b) 33.9 GHz. Evidência de uma anisotropia magnética de quarta ordem no plano do filme. As linhas sólidas são ajustes usando as equações 4.10 e 4.11.

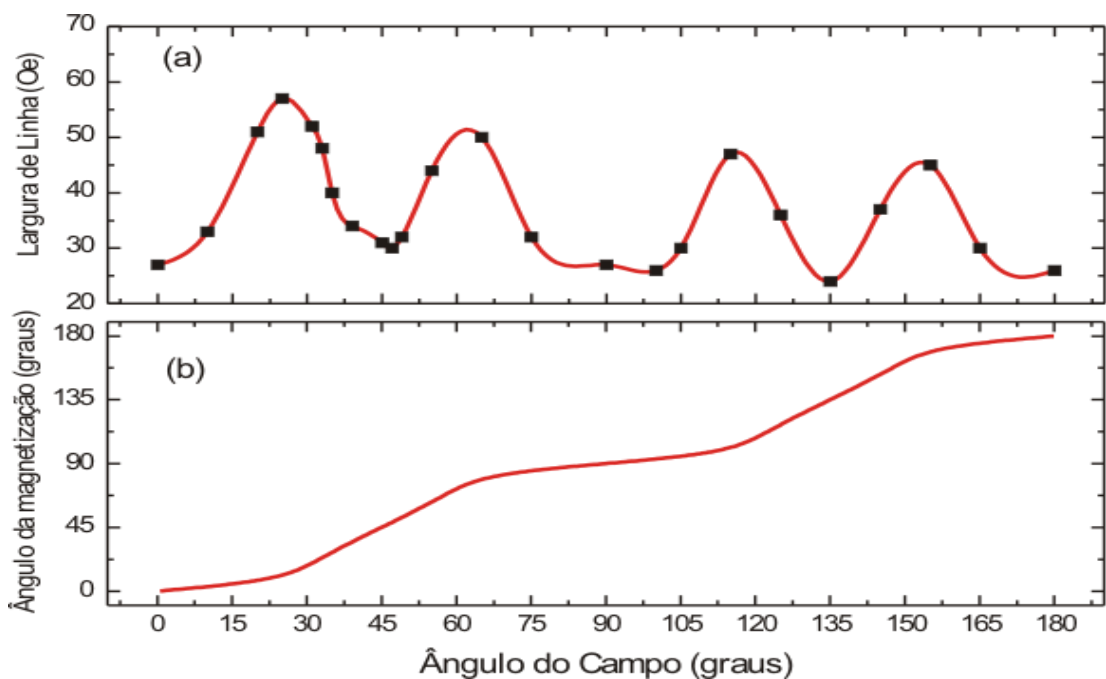


Figura 5.3. Dependência angular da largura de linha de pico a pico no plano do filme para a tricamada S(0.95) à frequência de micro-ondas de 9.4 GHz. A linha sólida é um guia para os olhos. (b) Dependência angular do ângulo da magnetização no plano do filme em função do ângulo do campo, em relação ao eixo [100], dada pela Equação 4.10.

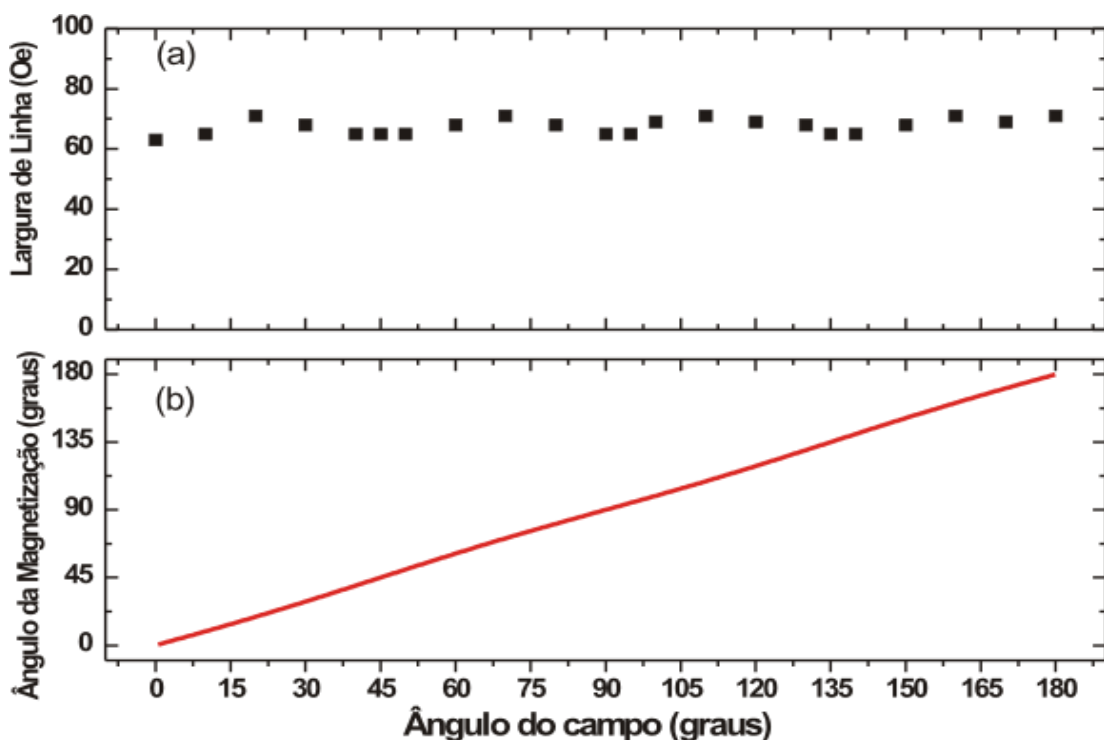


Figura 5.4. Dependência angular da largura de linha de pico a pico no plano do filme para a tricamada S(0.95) à frequência de micro-ondas de 33.9 GHz. (b) Dependência angular do ângulo da magnetização no plano do filme em função do ângulo do campo, em relação ao eixo [100], dada pela Equação 4.10.

Os parâmetros magnéticos obtidos a partir dos ajustes teóricos das variações angulares do campo de ressonância no plano foram utilizados para ajustar a variação angular do campo de ressonância fora do plano (Figura 5.5). Essa variação foi realizada com o campo magnético estático girando nos planos (100) e (110). As dependências angulares para estes dois planos convergem para o mesmo valor do campo de ressonância na direção [001] perpendicular ao plano do filme.

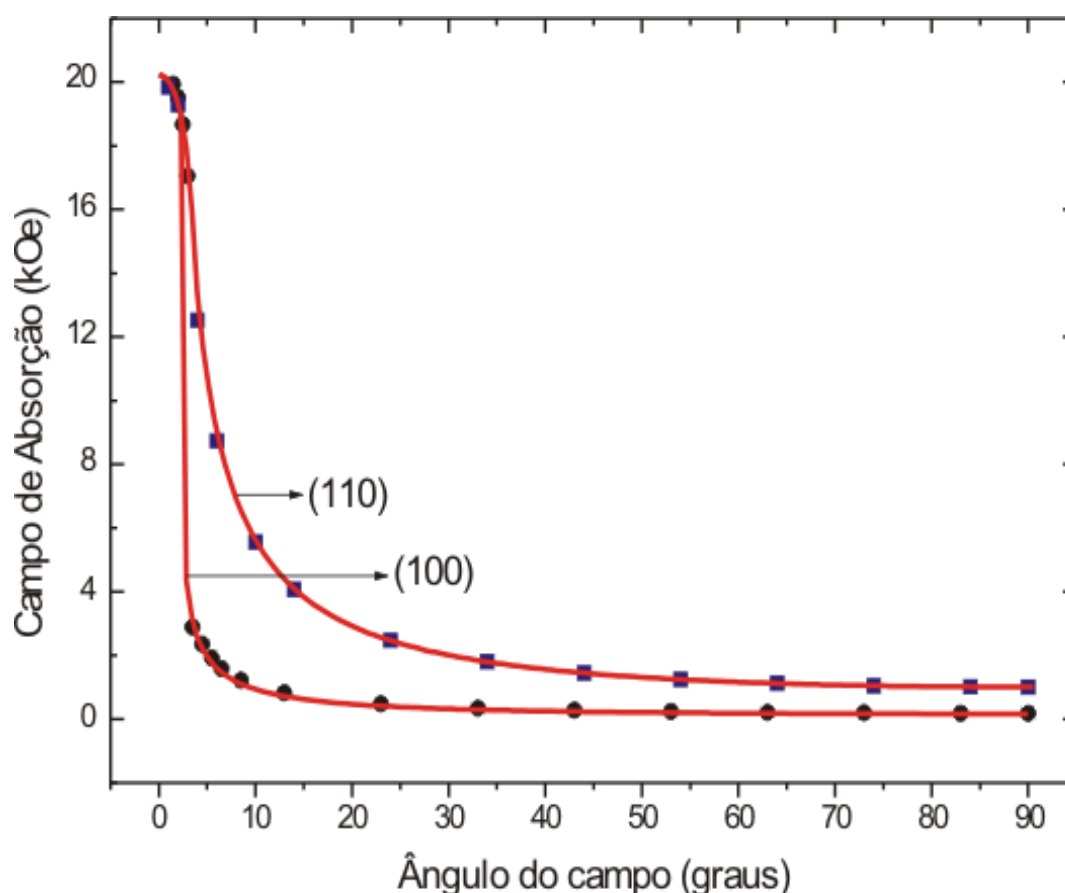


Figura 5.5. Dependências angulares dos campos de absorção da tricamada S(0.95) fora do plano do filme, para os planos (100) e (110), à frequência de micro-ondas de 9.4 GHz. As linhas sólidas são ajustes usando as condições de ressonância e de equilíbrio da magnetização apropriadas a cada plano; elas convergem para o mesmo valor de 20.27 kOe na direção [001] perpendicular ao plano do filme.

A partir dos espectros de RFM foram obtidas as dependências angulares da largura de linha fora do plano, para os planos (100) e (110) (Figura 5.6(b)). Os valores mínimos da largura de linha pico a pico ocorrem nas direções paralela e perpendicular ao plano do filme, enquanto que os valores máximos ocorrem para o campo magnético estático orientado em torno de 8° em relação à normal ao plano do filme. Assim como no plano, os valores mínimos da largura de linha pico a pico fora do plano ocorrem quando não há defasagem entre as magnetizações das camadas de Fe e o campo magnético aplicado; os valores máximos ocorrem quando essa defasagem é máxima, conforme pode ser visto na Figura 5.6 (a). Por limitações técnicas não obtemos o espectro para a direção perpendicular ao plano do filme, pois o eletromagneto produz campo magnético máximo de 20000 Oe.

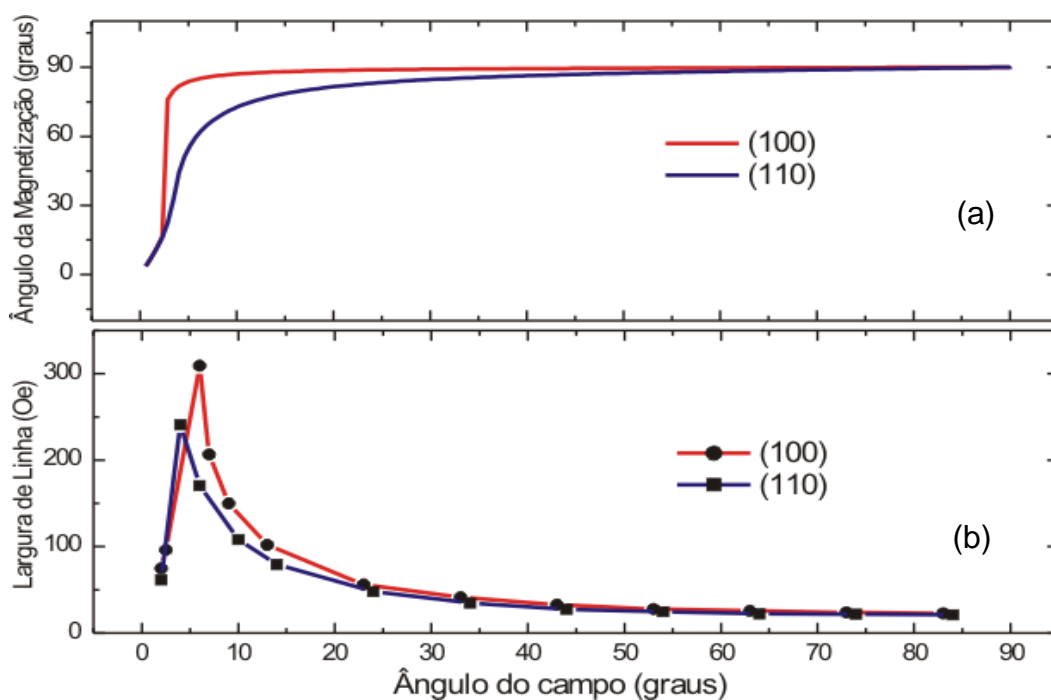


Figura 5.6. (a) Dependência do ângulo da magnetização em função do ângulo do campo para a tricamada S(0.95) nos planos (100) e (110); as linhas solidas são ajustes usando, respectivamente, as equações 4.12 e 4.14 (b) Dependências angulares da largura de linha pico a pico fora do plano do filme para a tricamada S(0.95) nos planos (100) e (110), à frequência de micro-ondas de 9.4 GHz. As linhas sólidas são guias para os olhos.

Através dos ajustes das dependências angulares do campo de ressonância, obtivemos os seguintes parâmetros magnéticos para a tricamada S(0.95): $4\pi M = (17.34 \pm 0.05) \text{ kOe}$, $K_1 = (3.0 \pm 0.1) \times 10^5 \text{ erg/cm}^3$, $g=2.06$ e campo de anisotropia $H_k = 2K_1/M = 435 \text{ Oe}$. Os parâmetros magnéticos obtidos para essa tricamada possuem valores bem menores que os valores conhecidos na literatura para filmes finos monocristalinos de Fe sobre MgO [15, 44-46], isso pode ser devido à grande fração de átomos de Fe afetados pelos átomos de Mn nas interfaces Fe/Mn. Estudos anteriores de espectroscopia Mössbauer [18], para essa tricamada indicam que as espessuras das camadas de Fe afetadas por efeitos de interfaces correspondem a 1,66 nm, apresentando, portanto, uma grande rugosidade interfacial. De fato, Wu e Freeman [47] reportaram que átomos de Fe na interface Fe/Mn exibem uma redução em seus momentos magnéticos devido à influência dos átomos de Mn na vizinhança do Fe, provocando uma redução na magnetização efetiva.

5.3 Bicamadas Fe/Mn.

Três bicamadas **MgO(001)/Cr(2nm)/Ag(4nm)/Fe(5.0nm)/Mn(t_{Mn})/Si(5.0nm)**, com a camada de Mn crescida à temperatura de 50°C, foram investigadas. As três bicamadas possuem $t_{Mn} = 1.16, 1.80$ e 2.20 nm ; para simplificar a notação, elas são designadas como BI(1.16), BI(1.80) e BI(2.20), respectivamente. Os espectros das três bicamadas, à frequência de micro-ondas de 33.9 GHz, apresentam apenas o modo uniforme de ressonância (Figura 5.7). As variações angulares do campo de ressonância no plano dos filmes (Figura 5.8) comprovam

a presença de anisotropia cúbica nas três amostras. Os parâmetros magnéticos das três bicamadas são apresentados na Tabela 5.1, e foram obtidos a partir dos ajustes das variações angulares do campo de ressonância.

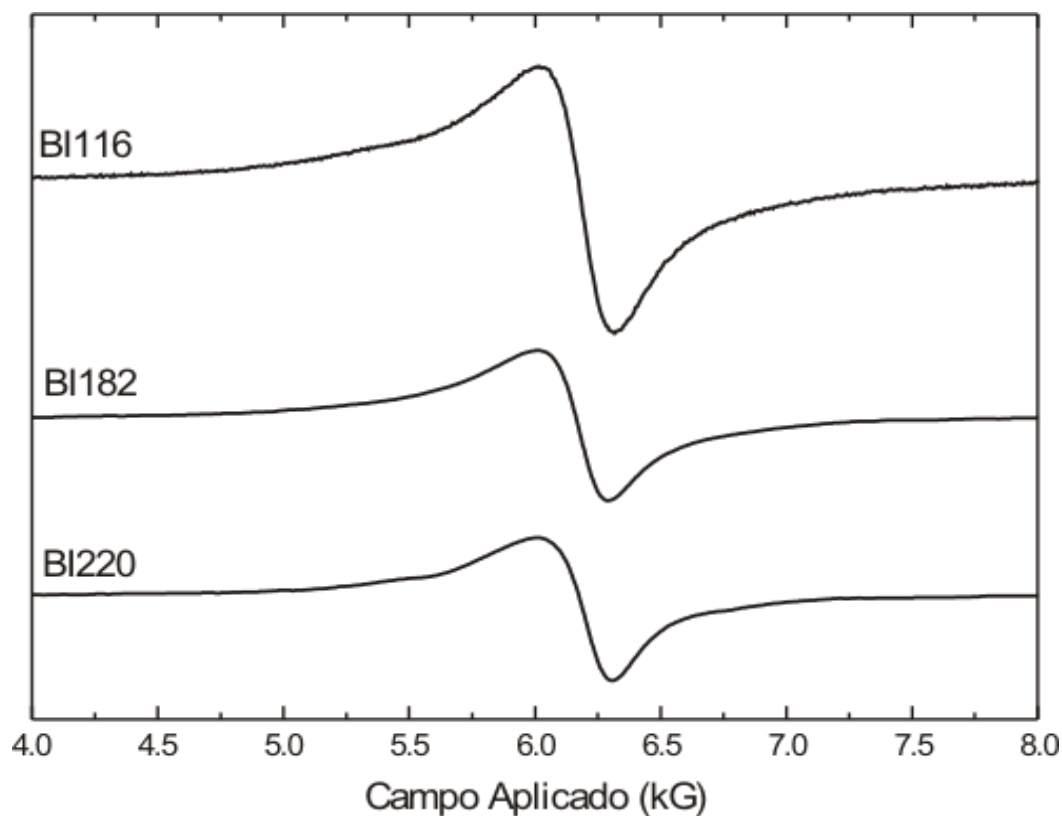


Figura 5.7. Espectros de RFM no plano para as bicamadas BI(1.16), BI(1.80), e BI(2.20) à frequência de micro-ondas de 33.9 GHz, com o campo magnético estático aplicado ao longo da direção de difícil magnetização das camadas de Fe, eixo [110].

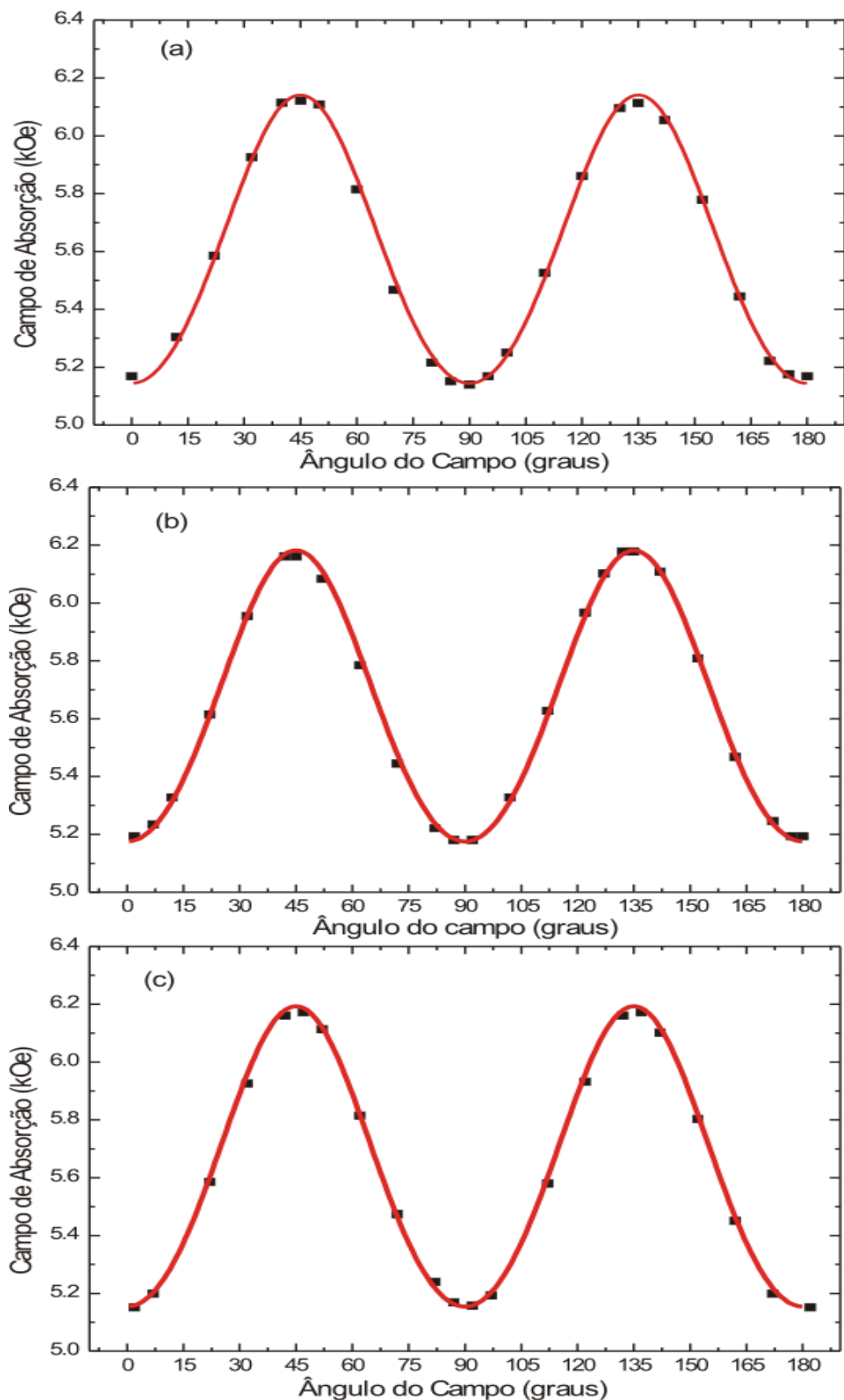


Figura 5.8. Dependências angulares do campo de ressonância no plano do filme, à frequência de micro-ondas de 33.9 GHz, para as bicamadas (a) BI(1.16), (b) BI(1.80) e (c) BI(2.20). Evidência de uma anisotropia magnética cúbica nos planos dos filmes. As linhas sólidas são ajustes usando as Equações 4.10 e 4.11.

Tabela 5.1. Parâmetros das bicamadas Fe/Mn. Temperatura de deposição T da camada de Mn, magnetização efetiva ($4\pi M$), fator-g, constante de anisotropia cúbica (K_1) e campo de anisotropia ($H_k=2K_1/M$). Valores massivos do Fe [14]: $4\pi M_S = 21.35$ kG, $g = 2.09$, e $K_1 = 4.86 \times 10^5$ erg/cm³.

Amostra	BI(1.16)	BI(1.80)	BI(2.20)
T (°C)	50	50	50
4πM(kOe)	17.22±0.05	17.03±0.05	16.90±0.05
Fator-g	2.09	2.09	2.09
K₁(10⁵erg/cm³)	3.9±0.1	4.0±0.1	4.1±0.1
H_k(Oe)	569	590	609

Os parâmetros magnéticos obtidos para as três bicamadas possuem valores bem menores que os valores conhecidos na literatura para filmes finos monocristalinos de Fe sobre MgO [15, 44-46]. Isto pode ser devido à grande fração de átomos de Fe afetados pelos átomos de Mn nas interfaces Fe/Mn, como no caso da tricamada simétrica Fe/Mn/Fe. Neste aspecto, a redução da magnetização efetiva com o aumento da espessura da camada de Mn, sugere que a rugosidade interfacial cresce com a espessura da camada de Mn.

Capítulo 6

ANISOTROPIA MAGNÉTICA EM TRICAMADAS ASSIMÉTRICAS Fe/Mn/Fe

Diferentemente da tricamada simétrica Fe/Mn/Fe, que apresenta apenas o modo uniforme de ressonância (em bandas X e Q), os espectros das tricamadas assimétricas em banda-X revelam que modos de absorção não ressonantes e não alinhados [44-46, 48, 49] são também excitados pelo campo oscilante de micro-ondas. Em banda-Q, entretanto, os espectros mostram que nesta frequência apenas o modo uniforme de ressonância é excitado, revelando novamente a presença de anisotropia cúbica em todas as amostras. O comportamento das amostras em banda-X resulta de efeitos desta anisotropia, mas sugere também a presença de acoplamento não colinear entre as camadas de Fe na presença de campos magnéticos não elevados.

6.1 – Tricamadas Fe/Mn/Fe Assimétricas.

Quatro tricamadas monocristalinas assimétricas com estrutura da forma **MgO(001)/Cr(5nm)/Ag(100nm)/Fe(10nm)/Mn(t)/Fe(5nm)/Si(5nm)**, e $t_{Mn} = 0.80, 0.90, 1.35$ nm, foram investigadas. Elas foram produzidas com diferentes temperaturas de crescimento da camada de Mn, a saber, 50°C para $t_{Mn} = 0.80$ nm, 50°C e 175°C para $t_{Mn} = 0.90$ nm, e 175°C para $t_{Mn} = 1.35$ nm. Para simplificar a notação, elas são designadas, respectivamente, como AS(0.80), AS(0.90)a, AS(0.90)b e AS(1.35). As tricamadas AS(0.90)a e AS(0.90)b diferem, portanto,

apenas pela temperatura de crescimento da camada de Mn, 50°C para AS(0.90)a, e 175°C para AS(0.90)b.

À frequência de micro-ondas de 9.4 GHz, os espectros das tricamadas AS(0.90)b e AS(1.35) revelam dois modos de absorção: um modo não alinhado (baixo campo de absorção) e o modo uniforme de ressonância (Figura 6.1). Os espectros das tricamadas AS(0.80) e AS(0.90)a revelam três modos de absorção: um modo não ressonante (menor campo de absorção), um modo não alinhado (campo de absorção intermediário) e o modo uniforme de ressonância (Figura 6.1). Entretanto, à frequência de micro-ondas de 33.9 GHz os espectros de todas as tricamadas apresentam apenas o modo de uniforme de ressonância (Figura 6.2). Os espectros apresentados nas Figuras 6.1 e 6.2 foram obtidos com o campo magnético estático aplicado ao longo da direção de difícil magnetização das camadas de Fe, eixo [110].

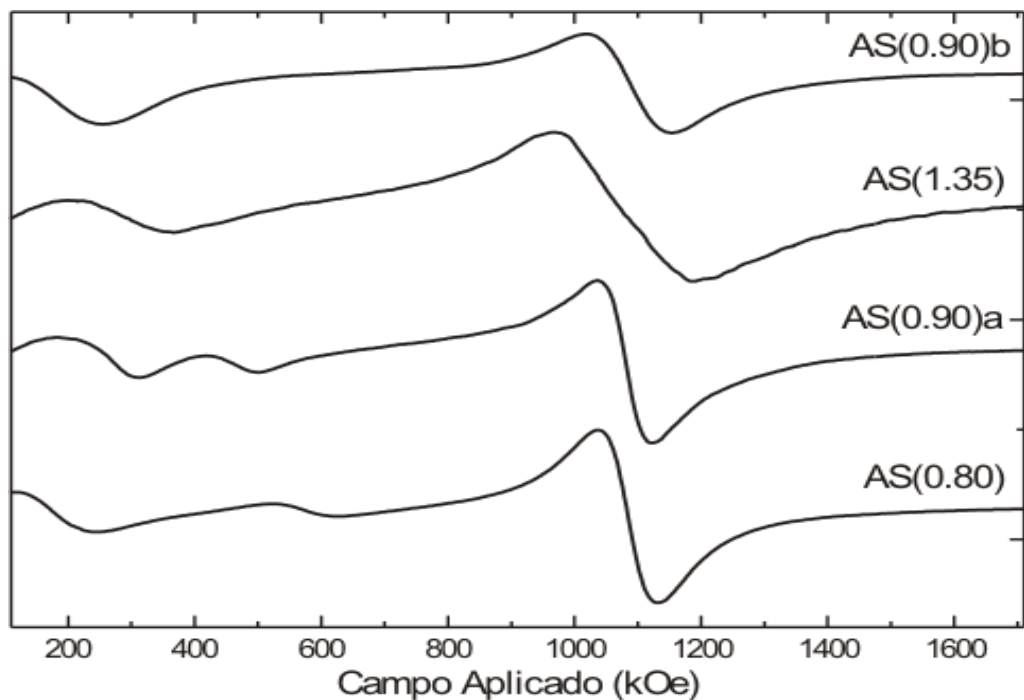


Figura 6.1. Espectros de RFM no plano para as tricamadas AS(0.80), AS(0.90)a, AS(0.90)b e AS(1.35) à frequência de micro-ondas de 9.4 GHz, com o campo magnético estático aplicado ao longo da direção de difícil magnetização das camadas de Fe, eixo [110].

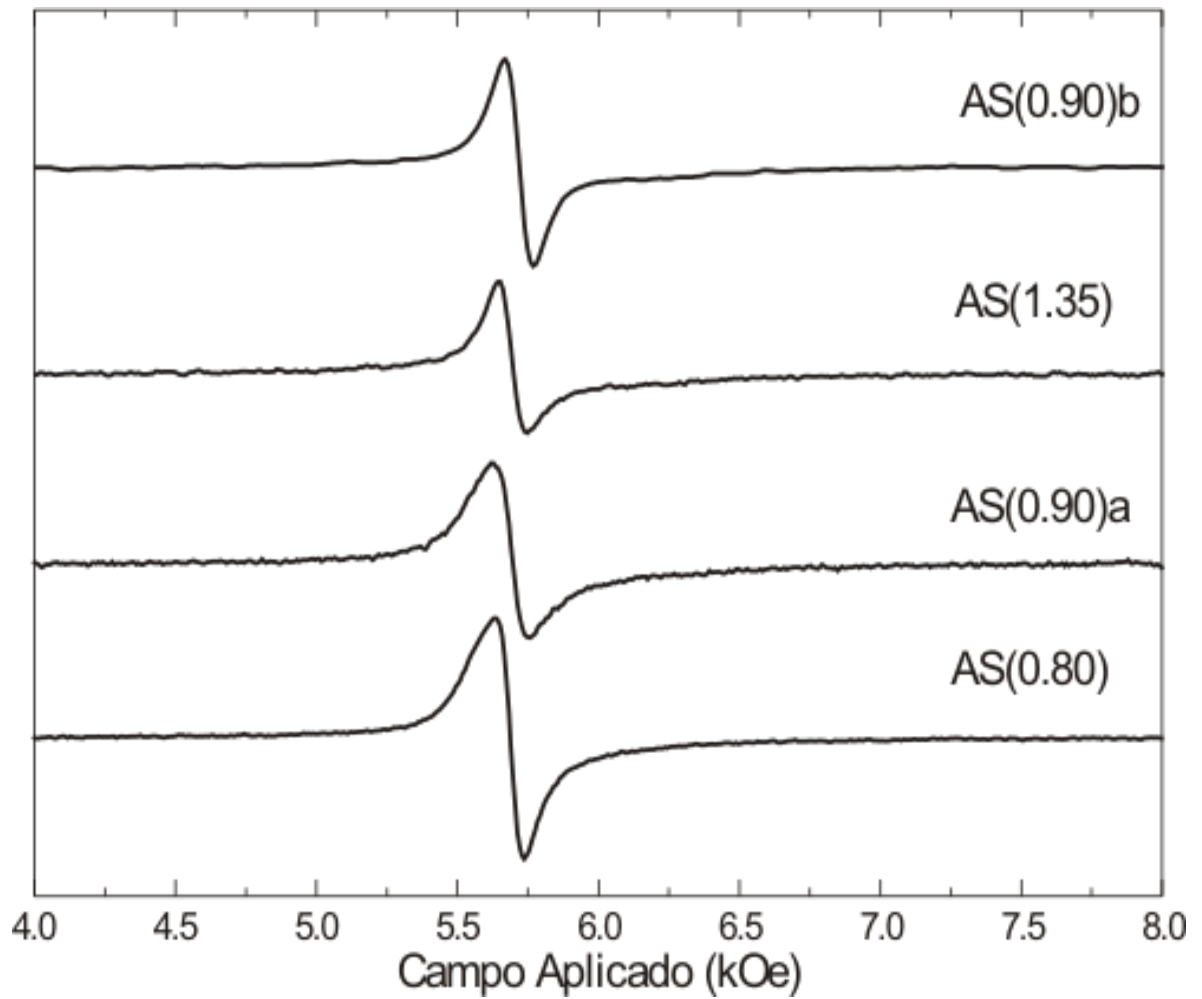


Figura 6.2. Espectros de RFM no plano para as tricamadas AS(0.80), AS(0.90)a, AS(0.90)b e AS(1.35) à frequência de micro-ondas de 33.9 GHz, com o campo magnético estático aplicado ao longo da direção de difícil magnetização da camada de Fe, eixo [110].

As variações angulares do campo de ressonância no plano para as tricamadas AS(0.90)b, AS(1.35), AS(0.90)a, e AS(0.80), às frequências de micro-ondas de 9.4 e 33.9 GHz, são mostradas nas Figuras 6.3, 6.4, 6.5 e 6.6, respectivamente.

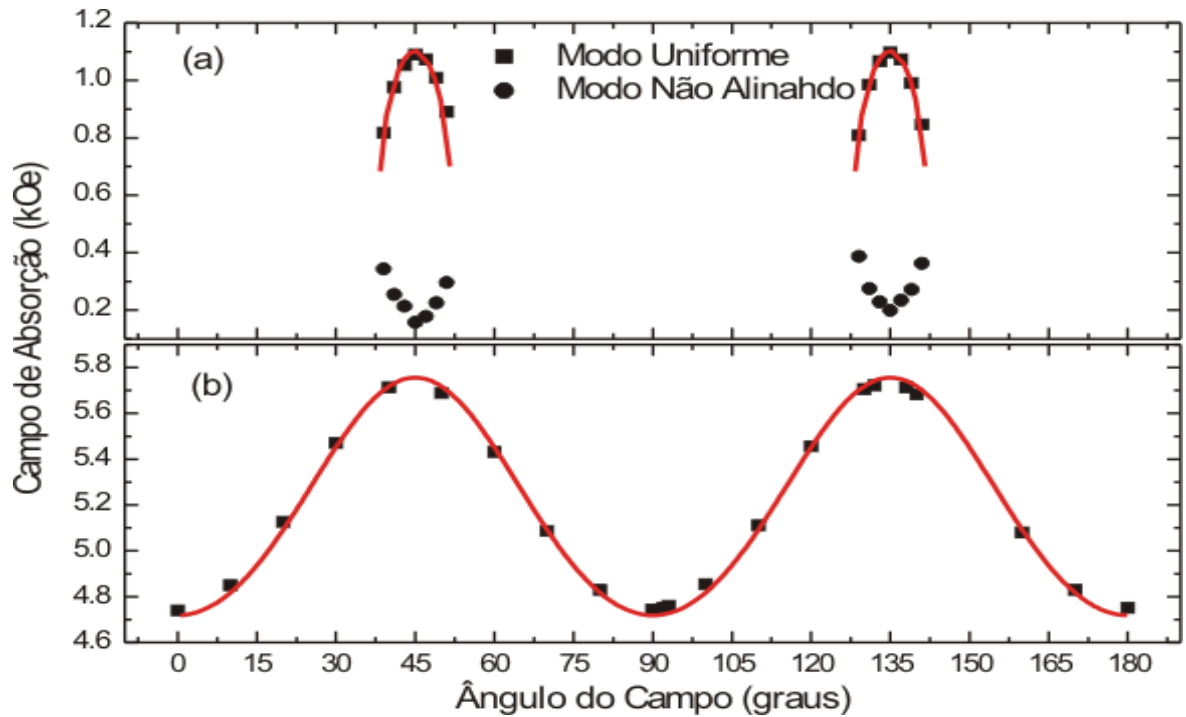


Figura 6.3. Dependências angulares do campo de absorção no plano da tricamada AS(0.90)b às frequências de micro-ondas de (a) 9.4 GHz e (b) 33.9 GHz. Evidência de uma anisotropia magnética de quarta ordem no plano do filme. As linhas sólidas são ajustes usando as Equações 4.10 e 4.11.

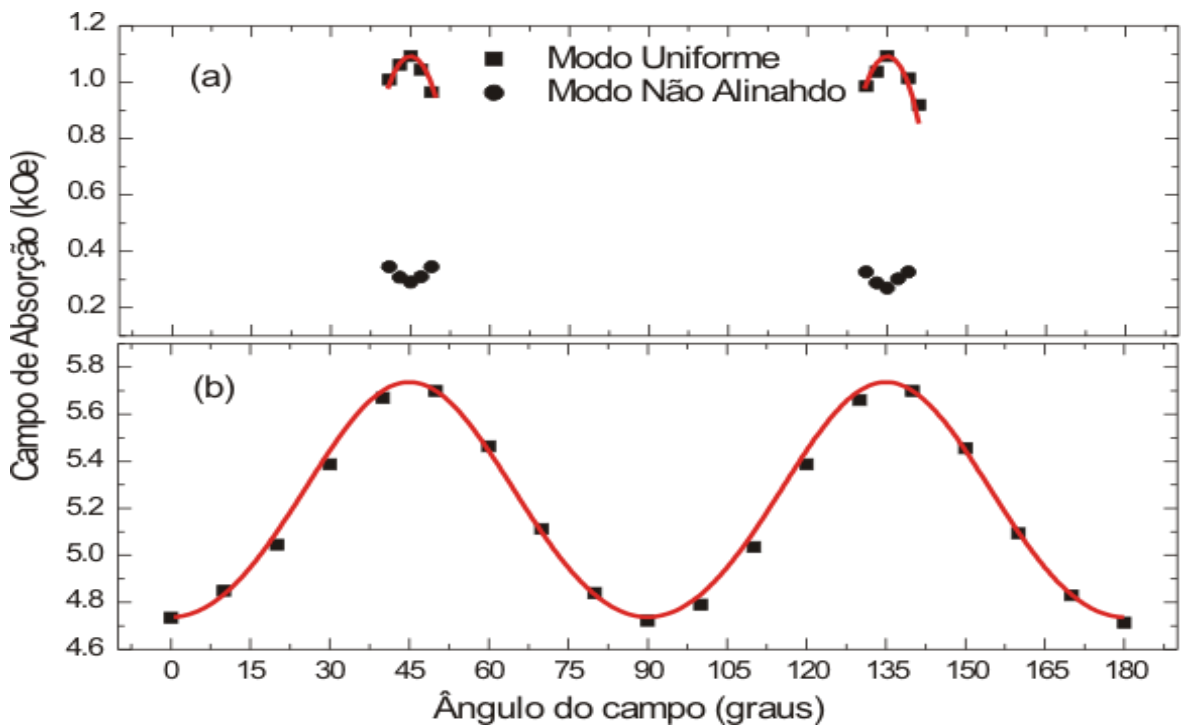


Figura 6.4. Dependências angulares do campo de absorção no plano da tricamada AS(1.35) às frequências de micro-ondas de (a) 9.4 GHz e (b) 33.9 GHz. Evidência de uma anisotropia magnética de quarta ordem no plano do filme. As linhas sólidas são ajustes usando as Equações 4.10 e 4.11.

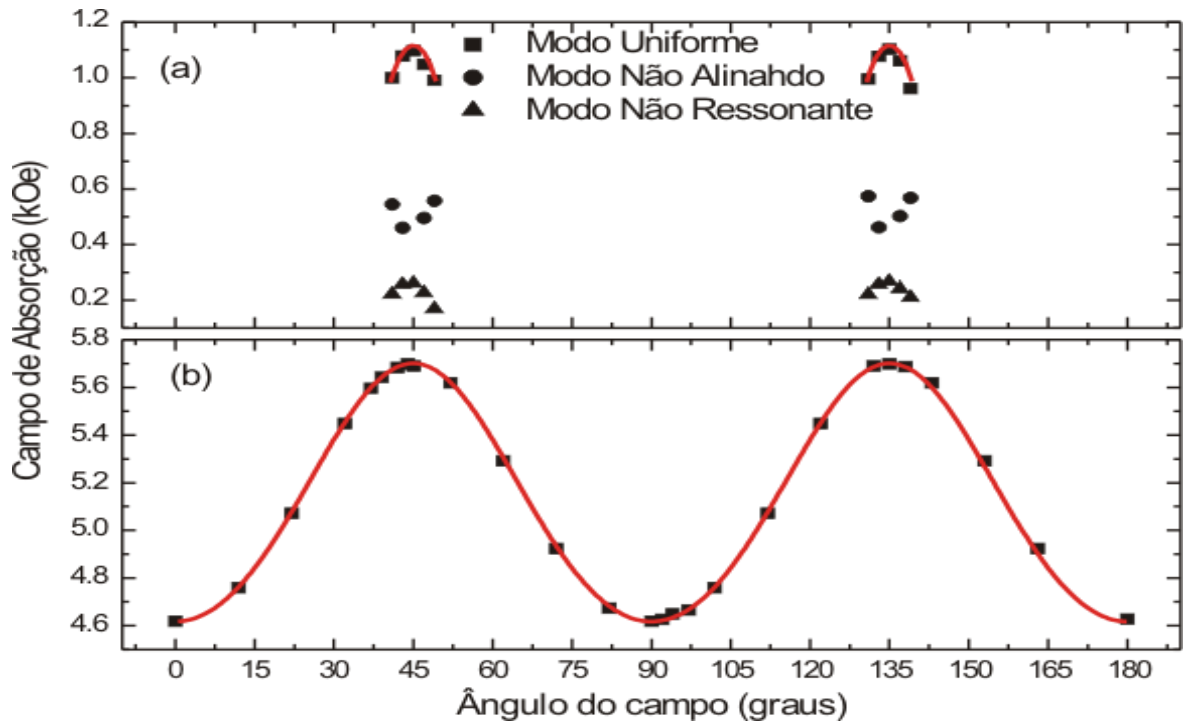


Figura 6.5. Dependências angulares do campo de absorção no plano da tricamada AS(0.90) às frequências de micro-ondas de (a) 9.4 GHz e (b) 33.9 GHz. Evidência de uma anisotropia magnética de quarta ordem no plano do filme. As linhas sólidas são ajustes usando as Equações 4.10 e 4.11.

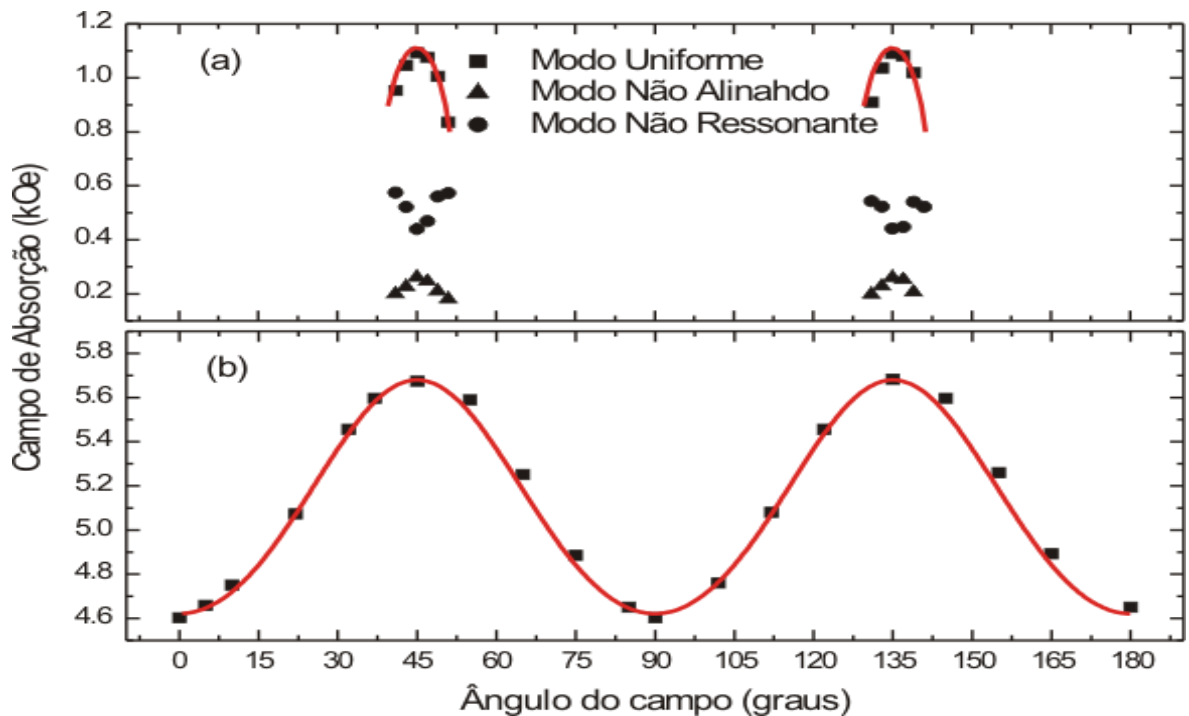


Figura 6.6. Dependências angulares do campo de absorção no plano da tricamada AS(0.80) às frequências de micro-ondas de (a) 9.4 GHz e (b) 33.9 GHz. Evidência de uma anisotropia magnética de quarta ordem no plano do filme. As linhas sólidas são ajustes usando as Equações 4.10 e 4.11.

As Figuras 6.3 a 6.6 revelam os chamados *laços* das variações angulares do campo de ressonância no plano das tricamadas, à frequência de micro-ondas de 9.8 GHz [15, 44-46, 48, 49]. Eles são o resultado de uma grande anisotropia magnetocristalina comparada com uma baixa frequência de excitação de micro-ondas ($2K_1/M > (\omega/\gamma)^2/4\pi M$). Neste caso, a condição de ressonância é satisfeita somente quando o campo magnético estático é aplicado em uma estreita faixa de ângulos ($\approx \pm 5^\circ$) em torno do eixo de difícil magnetização da camada de Fe. O modo não alinhado ocorre, portanto, antes da saturação da amostra, como resultado de uma precessão da magnetização \vec{M} do filme em torno de um campo efetivo inferior ao campo de anisotropia ($H_{\text{ef}} < H_k$). O modo não ressonante, por outro lado, deve resultar de mudanças abruptas na orientação relativa da magnetização durante a varredura do campo magnético estático, ou até mesmo de uma absorção via campo elétrico, fazendo com que o fator de qualidade Q da cavidade ressonante seja destruído pelo aumento da energia dissipada [26]. Neste trabalho, o estudo de RFM das amostras é voltado principalmente para o modo uniforme de ressonância. À frequência de micro-ondas de 33.9 GHz, $2K_1/M < (\omega/\gamma)^2/4\pi M$, e assim, nessa frequência, somente o modo uniforme de ressonância é excitado, para todas as orientações do campo magnético estático em relação à direção [100] da camada de Fe. As variações angulares do campo de ressonância no plano evidenciam, para todas as tricamadas assimétricas, uma anisotropia magnética cúbica, como mostram as Figuras 6.3 a 6.6. Os parâmetros magnéticos obtidos dos ajustes das dependências angulares do campo de ressonância no plano foram utilizados para ajustar as dependências angulares do campo de ressonância fora do plano, mostradas nas Figuras 6.7 e 6.8 para as tricamadas AS(0.90)b e AS(0.80), respectivamente.

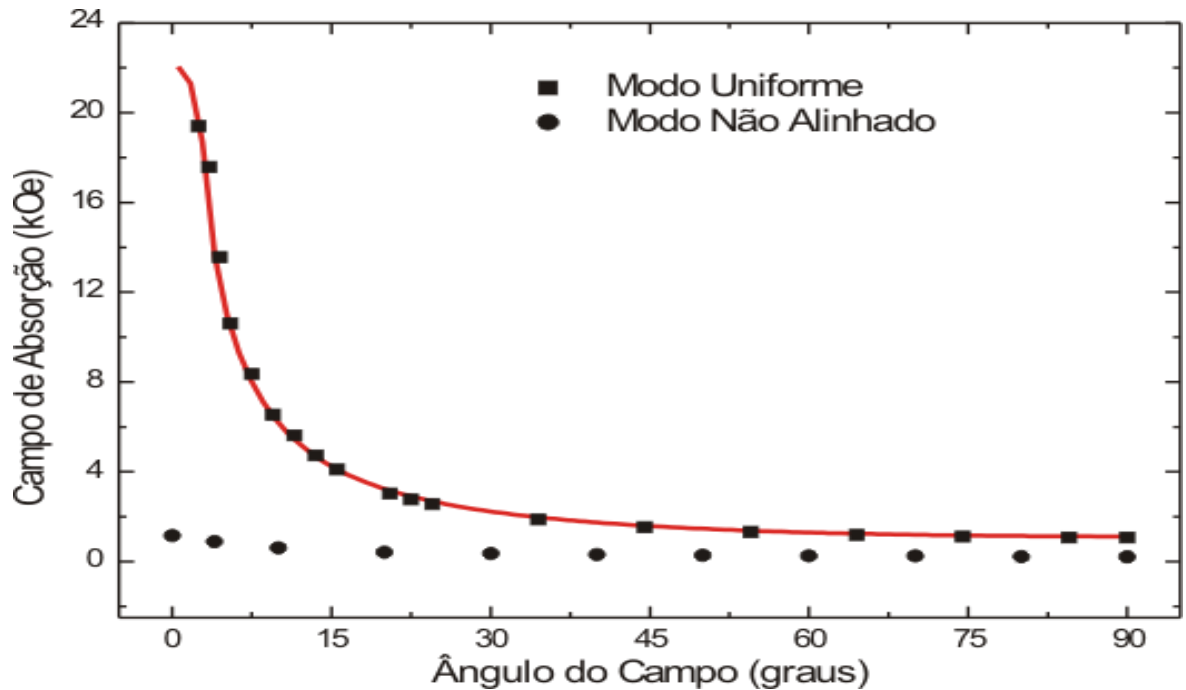


Figura 6.7. Dependências angulares dos campos de absorção fora do plano da tricamada AS(0.90)b, para o plano (110), à frequência de micro-ondas de 9.4 GHz. A linha sólida é um ajuste usando as condições de ressonância e de equilíbrio da magnetização apropriadas.

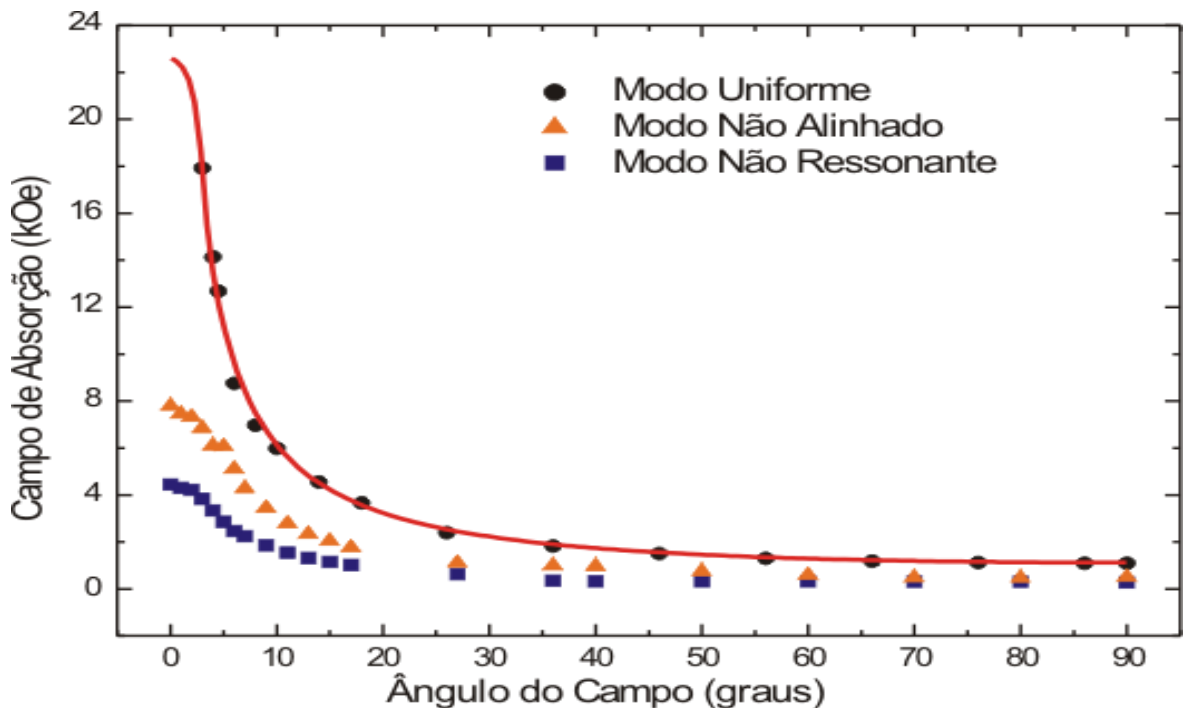


Figura 6.8. Dependências angulares dos campos de absorção fora do plano da tricamada AS(0.80), para o plano (110), à frequência de micro-ondas de 9.4 GHz. A linha sólida é um ajuste usando as condições de ressonância e de equilíbrio da magnetização apropriadas.

Os parâmetros magnéticos obtidos através dos ajustes das dependências angulares do campo de ressonância, para todas as tricamadas assimétricas, são apresentados na Tabela 6.1. Esses resultados estão de acordo com os valores conhecidos na literatura para filmes monocristalinos de Fe sobre MgO [15, 44-46].

Tabela 6.1. Parâmetros magnéticos da tricamadas assimétricas Fe/Mn/Fe. Temperatura T de deposição da camada de Mn, magnetização efetiva $4\pi M$, fator-g, constante de anisotropia cúbica K_1 e campo de anisotropia $H_k = 2K_1/M$. Valores do Fe massivo [14]: $4\pi M_S = 21.35$ kG, $g = 2.09$, e $K_1 = 4.86 \times 10^5$ erg/cm³.

Amostra	AS(0.80)	AS(0.90)a	AS(0.90)b	AS(1.35)
T (°C)	50	50	175	175
$4\pi M$(kOe)	19.92±0.05	19.98±0.05	19.42±0.05	19.48±0.05
Fator-g	2.09	2.09	2.09	2.09
$K_1(10^5 \text{erg/cm}^3)$	4.7±0.1	4.8±0.1	4.6±0.1	4.5±0.1
H_k(Oe)	595	604	597	581

Os valores dos parâmetros magnéticos deduzidos para as tricamadas assimétricas, principalmente para as tricamadas AS(0.90)a e AS(0.90)b, sugerem que o crescimento da camada de Mn a temperaturas elevadas favorece o aumento da rugosidade interfacial, aumentando, conseqüentemente, a fração de átomos de Fe afetados pela camada de Mn na interface Fe/Mn, reduzindo a magnetização efetiva do filme.

Capítulo 7

ANISOTROPIA MAGNÉTICA DE TRICAMADAS Fe/Mn/Co

Neste capítulo apresentamos e analisamos os resultados experimentais referentes ao estudo da anisotropia magnética de tricamadas epitaxiais monocristalinas Fe/Mn/Co. Para algumas amostras, com camadas de Mn de pequena espessura, os espectros revelam que dois modos uniformes de ressonância, atribuídos às camadas de Fe e de Co, são excitados pelo campo oscilante de micro-ondas. Verifica-se, neste caso, a presença de anisotropia magnética cúbica nas duas camadas ferromagnéticas, de Fe e de Co. Para outras amostras, com camadas de Mn de larga espessura, os espectros revelam um único modo uniforme de ressonância, não sendo possível a excitação dos modos independentes de ressonância do Fe e do Co. Isto decorre de uma redução da magnetização da camada de Fe devida à presença da camada de Mn.

7.1 Tricamadas MgO(001)/Cr(2nm)/Ag(4nm)/Fe(5.0nm)/Mn(t_{Mn})/Co(2.0nm)/Si(5.0nm).

Neste primeiro conjunto de amostras investigadas, com menor espessura da camada de Co, a camada de Mn tem espessuras $t_{Mn} = 0.83, 0.99, 1.16, 1.33, 1.80$ e 2.20 nm. Para simplificar a notação, essas amostras são designadas pelas letras A, B, C, D, E, e F, respectivamente. Nas seis amostras, a camada de Fe foi crescida com o substrato a uma temperatura de 175°C , e as camadas de Mn e de Co, com o substrato a uma temperatura de 50°C .

Os espectros da amostra-A, a frequência de micro-ondas de 9.4 GHz, e da amostra-B, à frequência de 33.9 GHz, revelam que os modos uniformes de ressonância das camadas de Fe e de Co são excitados independentemente pelo campo oscilante de micro-ondas, como mostram as Figuras 7.1(a) e 7.2, respectivamente. Os espectros da amostra A e das outras amostras (C, D, E e F, com maior espessura da camada de Mn) exibem apenas um modo de ressonância à frequência de micro-ondas de 33.9 GHz, como mostram as Figuras 7.1(b) para a amostra A, e 7.3, para a amostra F. Devido à grande largura da linha de ressonância, à frequência de micro-ondas de 33.9 GHz, os modos únicos nas Figuras 7.1(b) e 7.2 resultam da sobreposição dos modos de ressonância uniformes das camadas de Fe e de Co. Os espectros representados nas Figuras 7.1, 7.2 e 7.3 foram obtidos com o campo magnético estático aplicado ao longo da direção de difícil magnetização da camada de Fe, eixo [110].

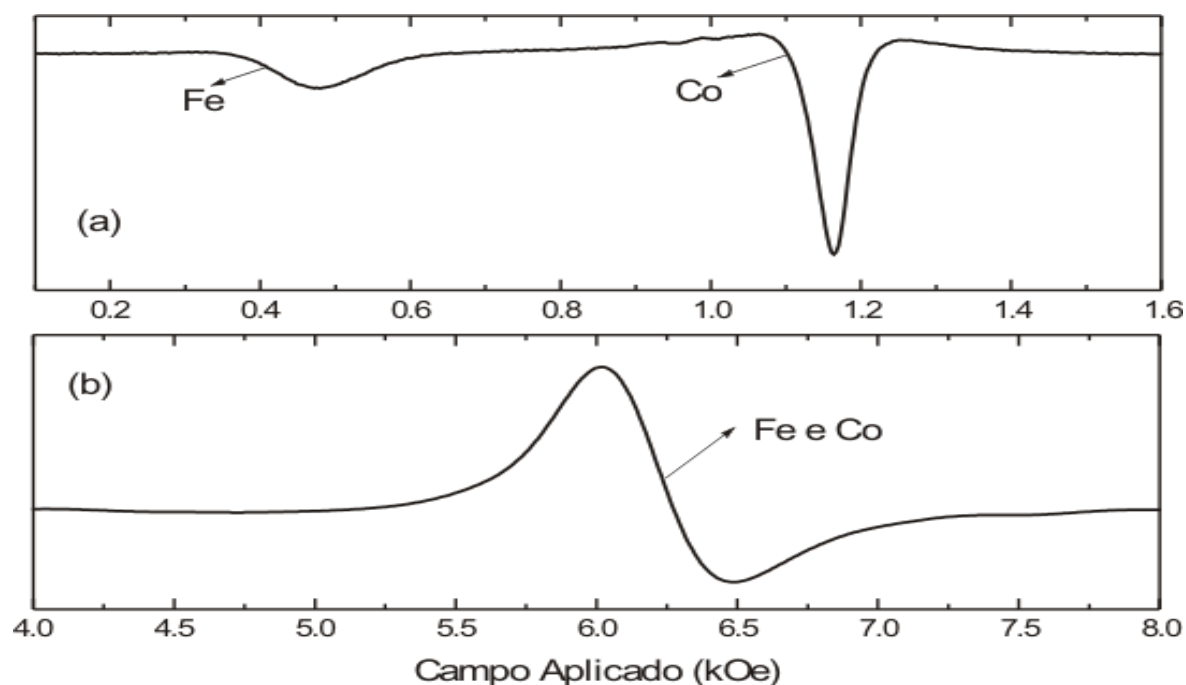


Figura 7.1. Espectros de RFM no plano para a amostra A a frequências de micro-ondas de (a) 9.4 GHz e (b) 33.9 GHz, com o campo magnético estático aplicado ao longo da direção de difícil magnetização das camadas de Fe, eixo [110].

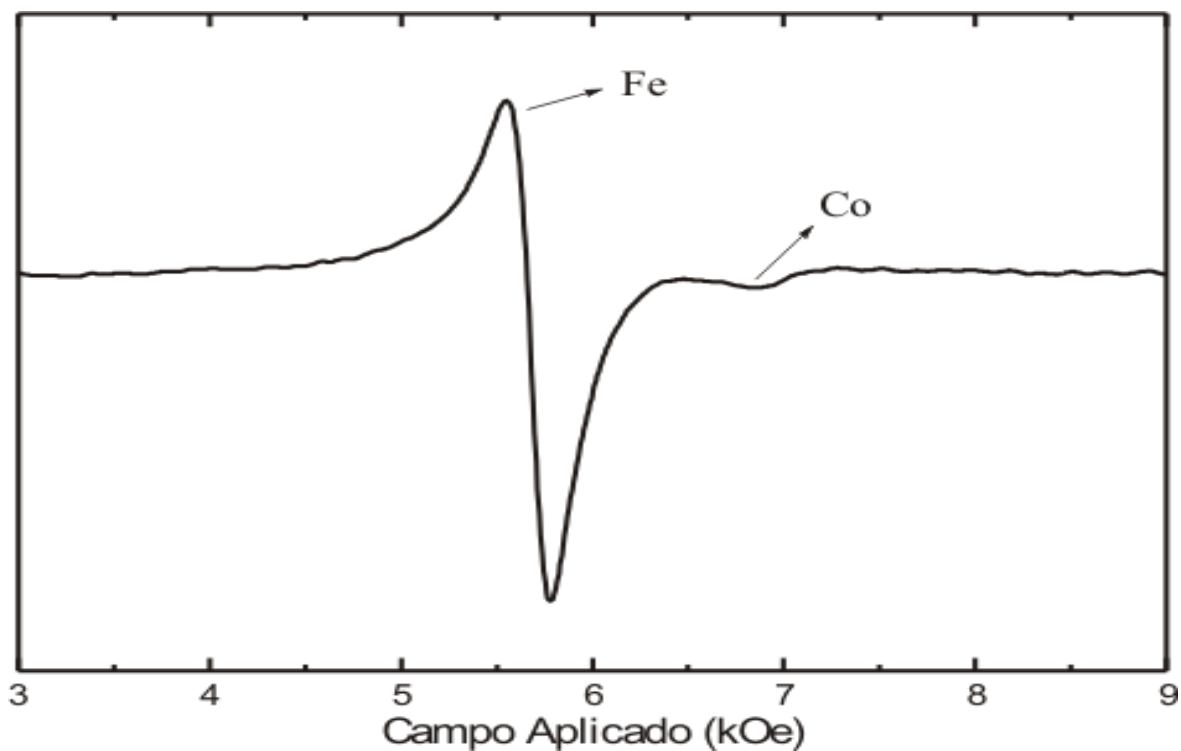


Figura 7.2. Espectro de RFM no plano para a amostra B à frequência de micro-ondas de 33.9 GHz, com o campo magnético estático aplicado ao longo da direção de difícil magnetização das camadas de Fe, eixo [110].

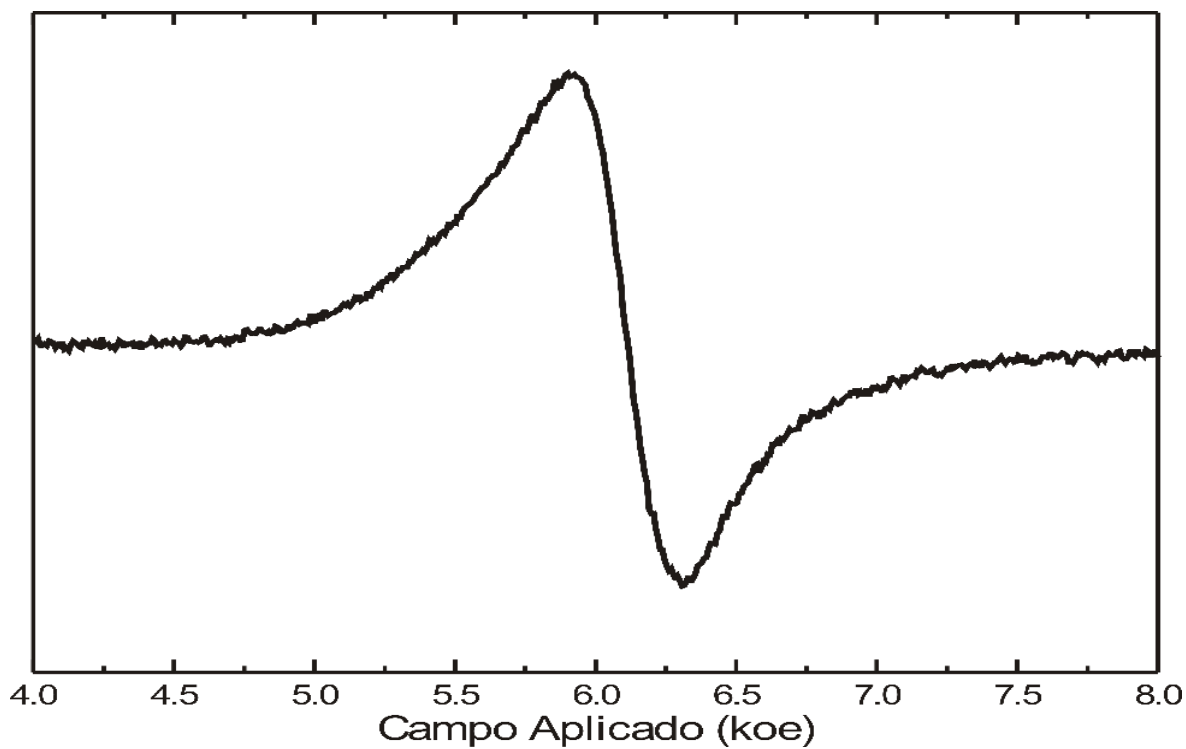


Figura 7.3. Espectro de RFM no plano para a amostra F à frequência de micro-ondas de 33.9 GHz, com o campo magnético estático aplicado ao longo da direção de difícil magnetização das camadas de Fe, eixo [110].

A variação angular do campo de ressonância no plano para a amostra A (Figura 7.4(a)), à frequência de micro-ondas de 9.4 GHz, revela um acoplamento não colinear entre as magnetizações das camadas de Fe e de Co, com um ângulo de acoplamento de aproximadamente 25° . Em particular, uma evidência adicional de acoplamento não colinear entre as magnetizações das camadas de Fe e de Co é mostrada pelos dados de magnetização da amostra A [20]. Para a amostra B, a variação angular do campo de ressonância no plano é mostrada na Figura 7.5. As variações angulares de campo de ressonância mostradas nas Figuras 7.4(a) e 7.5 revelam uma anisotropia magnética cúbica no plano para as camadas de Fe e de Co, confirmando o crescimento epitaxial das camadas de Fe e de Co com estruturas cúbicas.

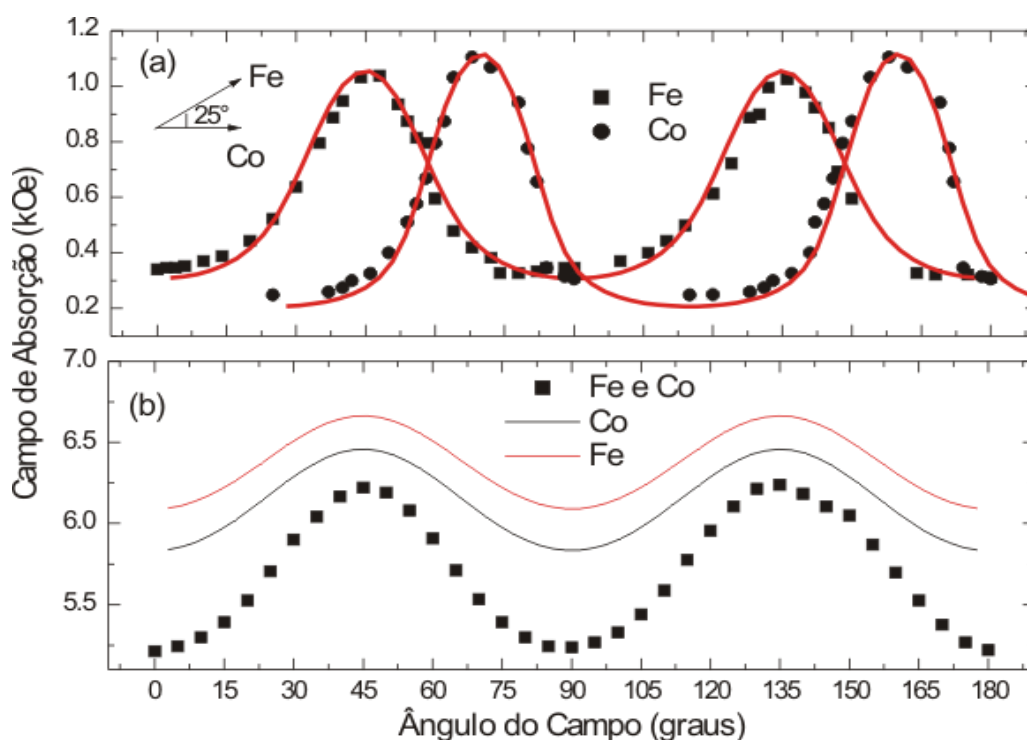


Figura 7.4. (a) Dependências angulares do campo de ressonância no plano das camadas de Fe e de Co para a amostra A, à frequência de micro-ondas de 9.4 GHz. (b) Dependência angular do campo de ressonância no plano para a superposição dos modos uniformes das camadas de Fe e de Co para a amostra A, à frequência de micro-ondas de 33.9 GHz. As linhas sólidas são ajustes usando as Equações 4.10 e 4.11.

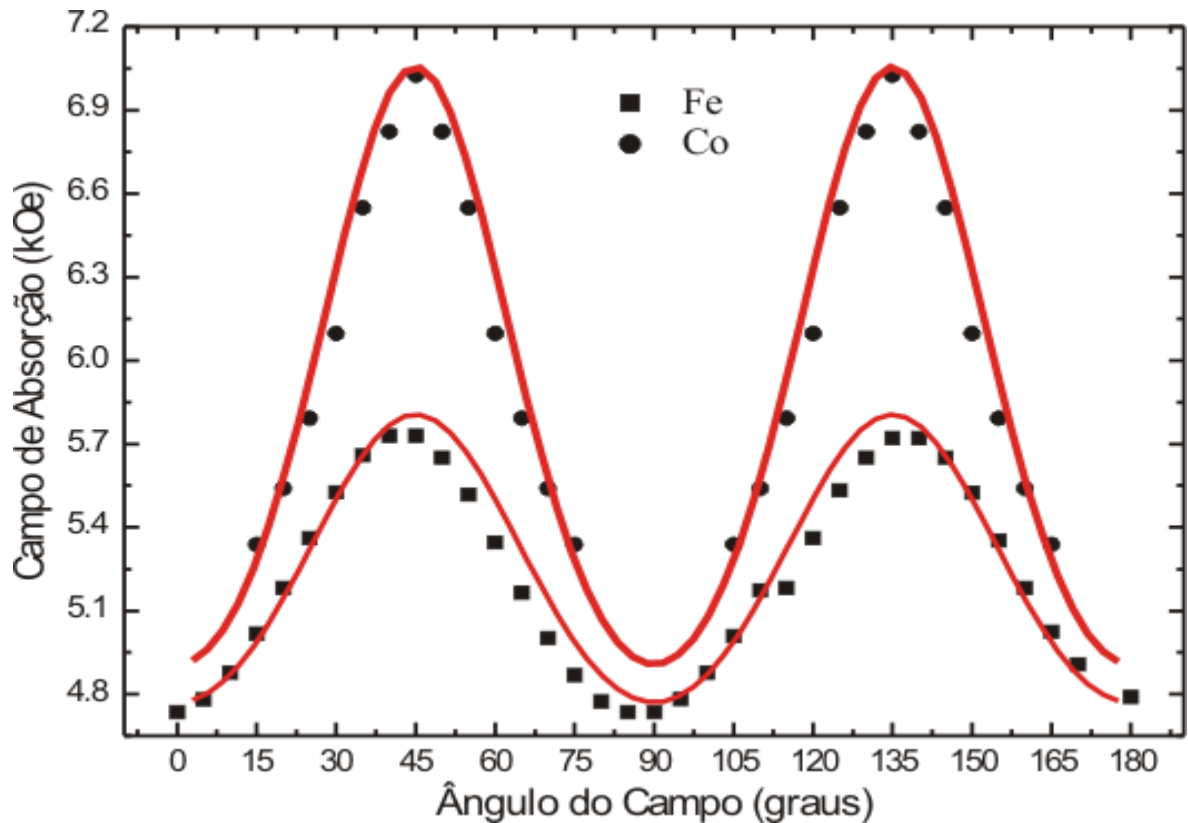


Figura 7.5. Dependências angulares do campo de ressonância no plano das camadas de Fe e de Co para a amostra B, à frequência de micro-ondas de 33.9 GHz. As linhas sólidas são ajustes usando as Equações 4.10 e 4.11.

À frequência de micro-ondas de 9.4 GHz, os campos de ressonâncias são de aproximadamente 1 kOe; assim, na presença de baixos campos as camadas de Fe e de Co apresentam um acoplamento não colinear. Entretanto, à frequência de micro-ondas de 33.9 GHz, os campos de ressonância são superiores a 5 kOe, favorecendo assim um acoplamento colinear entre as camadas de Fe e de Co. As dependências angulares do campo de ressonância no plano para as amostras A, C, D, E e F, à frequência de micro-ondas de 33.9 GHz, revelam a presença de uma anisotropia magnética cúbica no plano, como mostrado na Figura 7.4(b) para a amostra A e na Figura 7.6 para as demais amostras.

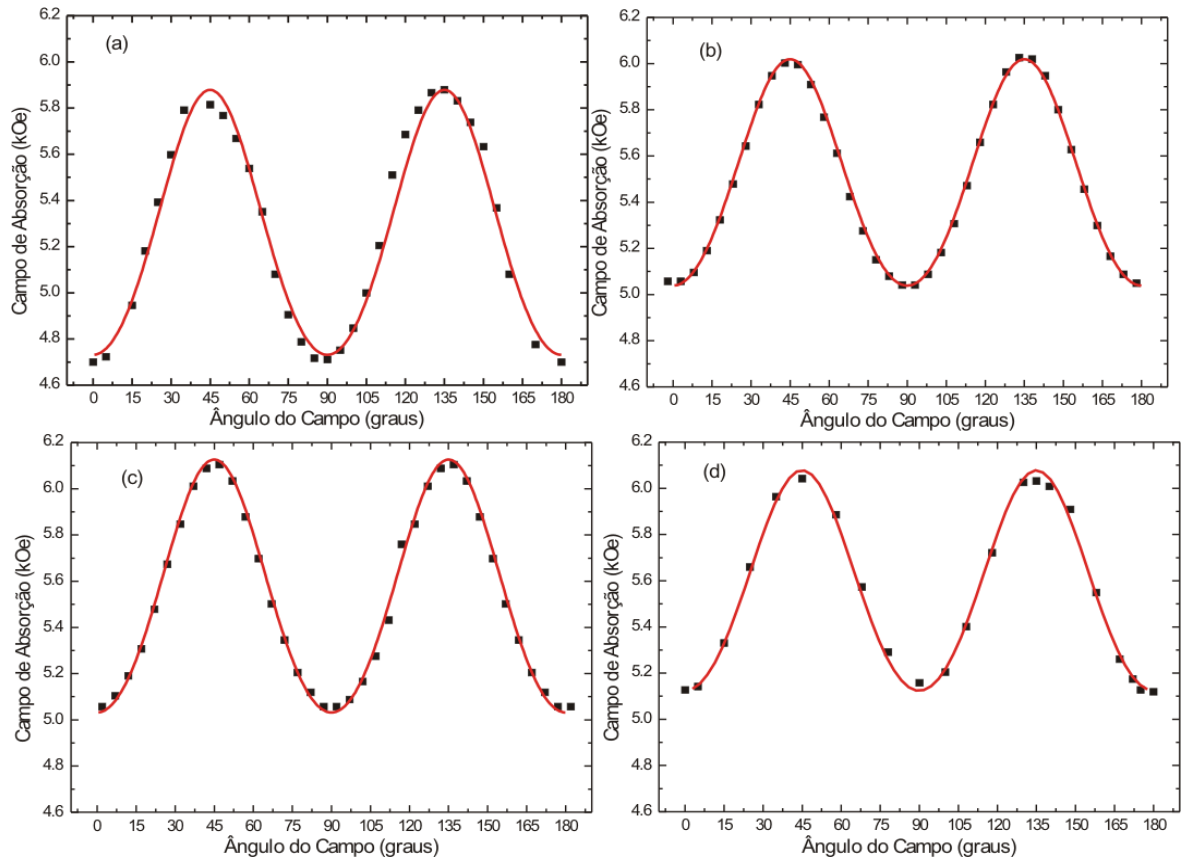


Figura 7.6. Dependências angulares dos campos de ressonância no plano para a superposição dos modos uniformes das camadas de Fe e de Co, à frequência de micro-ondas de 33.9 GHz, para as amostras (a) C, (b) D, (c) E e (d) F. As linhas sólidas representam um ajuste utilizando as Equações 4.10 e 4.11.

Os experimentos à frequência de micro-ondas de 33.9 GHz revelam a presença de um único modo de ressonância uniforme para as amostras A, C, D, E e F. Para uma primeira aproximação, isso pode ser atribuído a: (i) grandes frações de átomos de Fe e Co afetadas pelos átomos de Mn nas interfaces Fe/Mn e Mn/Co, respectivamente, e (ii) a existência de um acoplamento colinear adicional entre as magnetizações das camadas de Fe e de Co na presença de campos magnéticos estáticos bem elevados. Deve-se mencionar também que, como sugerido pelos resultados de RHEED discutidos anteriormente, a rugosidade da camada de Mn cresce com sua espessura. Esse efeito da rugosidade pode favorecer uma interdifusão atômica do Co na interface Mn/Co. Além disso, todas as amostras

foram preparadas com uma camada de ^{57}Fe de 1nm depositada na interface Fe/Mn e estudos de espectroscopia Mössbauer - ^{57}Fe sugerem que uma grande fração relativa de átomos de Fe (40% da área total do espectro) exibem propriedades magnéticas diferentes daquelas de filmes finos de Fe. Isto é provavelmente causado pela mistura com o Mn na interface de Fe/Mn [17, 18]. Assim, pode-se supor que para as amostras A, C, D, E e F os efeitos de interface reduzem a diferença entre as magnetizações efetivas das camadas de Fe e de Co. Em vista disso, à frequência de micro-ondas de 33.9 GHz, os experimentos de RFM no plano não revelam os modos uniformes de ressonância independentes das camadas de Fe e de Co. As grandes larguras das linhas de ressonância devem resultar da sobreposição das linhas de ressonância das camadas de Fe e de Co. Evidência adicional desta hipótese pode ser dada pela dependência angular do campo de ressonância no plano para a amostra A, à frequência de micro-ondas de 33.9 GHz. Na Figura 7.4(b) as linhas sólidas são os ajustes a partir dos parâmetros obtidos da variação angular do campo de ressonância no plano para a amostra A, à frequência de micro-ondas de 9.4 GHz, para as camadas de Fe e de Co. A diferença entre os campos de ressonância das camadas de Fe e de Co (linhas sólidas) na Figura 7.4(b) é da ordem de 200 Oe, enquanto que a largura de linha do espectro da amostra A, à frequência de micro-ondas de 33.9 GHz, é superior a 400 Oe. Podemos considerar, portanto, que esse espectro é o resultado da superposição dos modos uniformes de ressonância das camadas de Fe e de Co.

A Tabela 7.1 relaciona os parâmetros magnéticos para as amostras A, B, C, D, E e F, obtidos a partir dos ajustes das variações angulares do campo de ressonância no plano dos filmes.

Tabela 7.1. Parâmetros magnéticos das tricamadas Fe/Mn(t_{Mn})/Co(2nm):
Constante de anisotropia K_1 , magnetização efetiva $4\pi M$ e fator-g.

Amostra A – Fe/Mn/Co				
	$K_1(10^5 \text{erg/cm}^3)$	$4\pi M(\text{kG})$	g-factor	$H_k(\text{Oe})$
Fe	2.0 ±0.1	14.33±0.05	2.06	351
Co	2.2 ±0.1	12.63±0.05	2.20	439
Amostra B – Fe/Mn/Co				
	$K_1(10^5 \text{erg/cm}^3)$	$4\pi M(\text{kG})$	g-factor	$H_k(\text{Oe})$
Fe	4.5 ±0.1	18.98±0.05	2.09	596
Co	6.4 ±0.1	12.32±0.05	2.20	1306
Fe-Co				
Amostra	$K_1(10^5 \text{erg/cm}^3)$	$4\pi M(\text{kG})$	g-factor	$H_k(\text{Oe})$
C	4.9 ±0.1	18.60±0.2	2.10	662
D	4.0 ±0.1	17.59±0.2	2.10	571
E	4.4 ±0.1	17.49±0.2	2.10	635
F	3.8 ±0.1	17.10±0.2	2.10	553

Deve-se ressaltar, primeiramente, que os resultados dos parâmetros magnéticos estão em boa concordância com os valores conhecidos para filmes finos monocristalinos de Fe sobre MgO [15, 44-46] e Co/MgO [13] relatados na literatura. Os desvios nos valores conhecidos resultam dos efeitos de interface, discutidos acima, presentes nesses sistemas. Para as amostras B, C, D, E e F, as dependências angulares dos campos de ressonância no plano foram investigadas somente na frequência de micro-ondas de 33.9 GHz. A grande anisotropia

magnetocristalina comparada com a baixa frequência de excitação de micro-ondas a 9.4 GHz ($2K_1/M > (\omega/\gamma)^2/4\pi M$) propicia o surgimento de modos não alinhados nas camadas de Fe e de Co, impedindo o estudo da dependência angular do campo de ressonância no plano em baixas frequências de micro-ondas.

7.2 Tricamadas MgO(001)/Cr(2nm)/Ag(4nm)/Fe(5.0nm)/Mn(t_{Mn})/Co(5.0nm)/Si(5.0nm)

Neste segundo conjunto de amostras investigadas, com maior espessura da camada de Co, a camada de Mn tem espessuras $t_{Mn} = 0.83, 0.99, \text{ e } 1.16$ nm. Para simplificar a notação, as amostras são designadas por A*, B* e C*, respectivamente. A camada de Fe foi crescida com o substrato à temperatura de 175°C, e as camadas de Mn e Co, com o substrato à temperatura de 50°C.

À frequência de micro-ondas de 33.9 GHz, os espectros da amostra A* revelam apenas um modo uniforme de ressonância (Figura 7.7), para todas as orientações do campo magnético aplicado em relação à direção de difícil magnetização da camada de Fe, enquanto que as amostras B* e C* apresentam dois modos uniformes de ressonância independentes, atribuídos às camadas de Fe e de Co, como também mostra a Figura 7.7. Os espectros mostrados na Figura 7.7 foram obtidos com o campo magnético estático aplicado ao longo da direção de difícil magnetização da camada de Fe. A linha de ressonância para a amostra A*, na Figura 7.7 é o resultado da sobreposição dos modos de ressonância uniformes das camadas de Fe e de Co. Essa sobreposição é devida aos mesmos motivos

discutidos acima, para as amostras A, C, D, E e F. Para as amostras A*, B* e C*, não foram realizados experimentos em banda-X de frequência de micro-ondas.

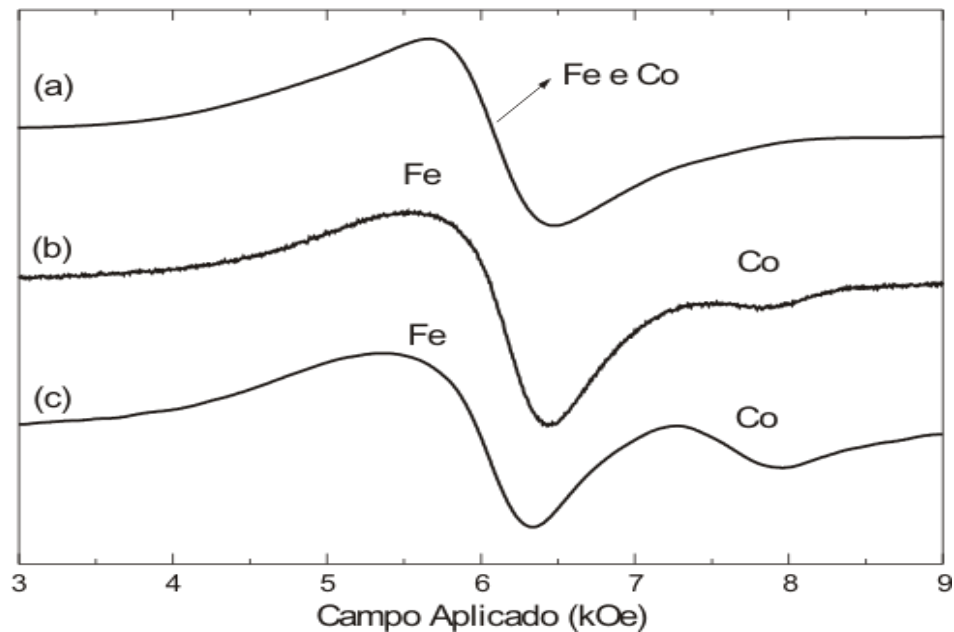


Figura 7.7. Espectros de RFM no plano, à frequência de micro-ondas de 33.9 GHz, para as amostras (a) A* (b) B* e (c) C*, com o campo magnético estático aplicado ao longo da direção de difícil magnetização das camadas de Fe, eixo [110].

A dependência angular do campo de ressonância no plano para a amostra A* (Figura 7.8(a)), à frequência de micro-ondas de 33.9 GHz, revela novamente a presença de anisotropia magnética cúbica. Para as amostras B* e C*, as variações angulares do campo de ressonância revelam a presença de anisotropia magnética cúbica (de quarta ordem) tanto pra a camada de Fe, quanto para a camada de Co, como mostram as Figuras 7.8(b) e 7.8(c), respectivamente. Portanto, para esse conjunto de tricamadas, os resultados de RFM confirmam o crescimento epitaxial das camadas de Fe e de Co com estruturas cúbicas, o que está de acordo com as análises de RHEED.

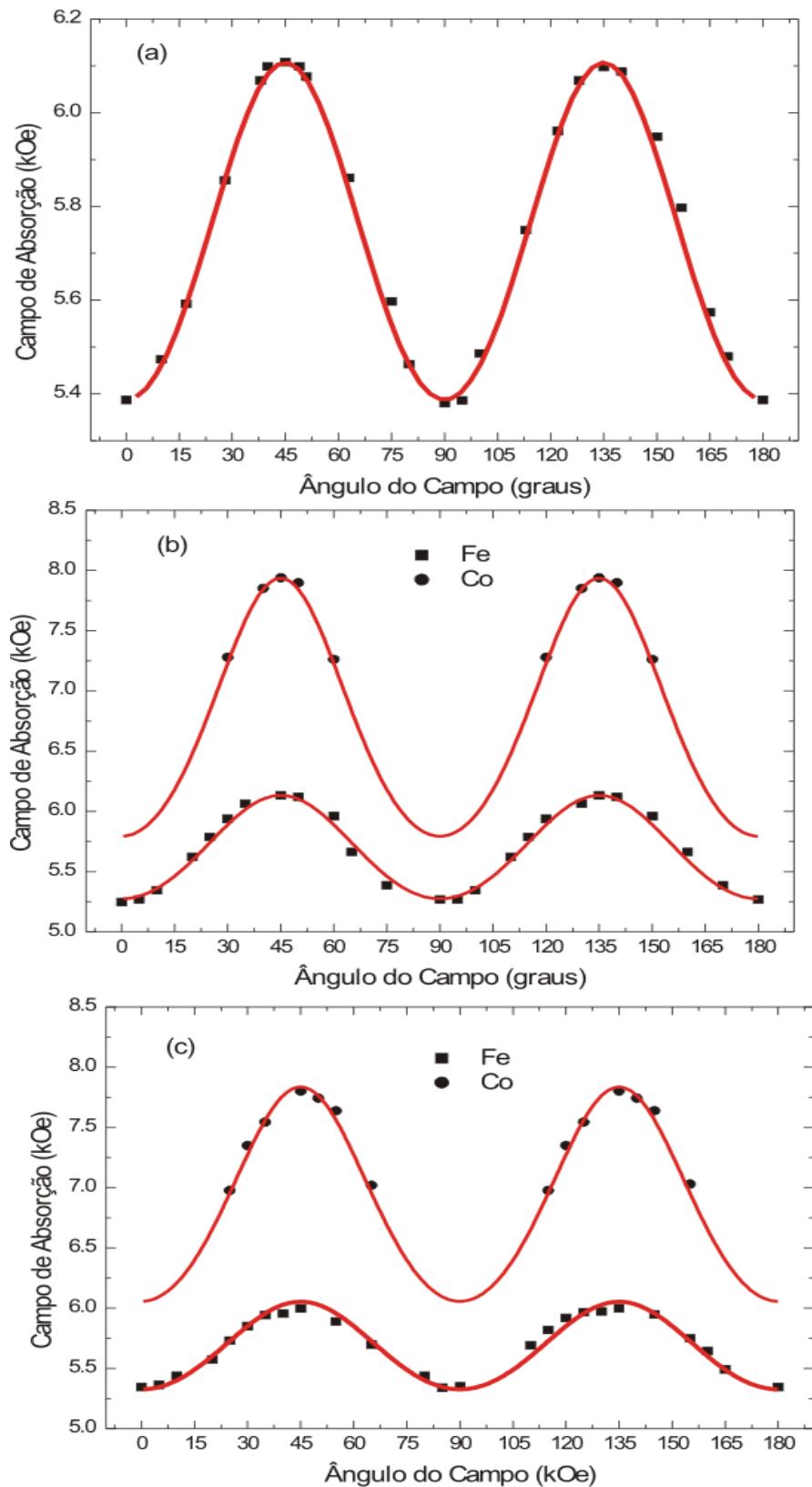


Figura 7.8. Dependências angulares do campo de ressonância no plano, à frequência de micro-ondas de 33.9 GHz, para as amostras (a) A* (b) B* (c) C*. As linhas sólidas representam um ajuste utilizando as Equações 4.10 e 4.11.

A Tabela 7.2 relaciona os parâmetros magnéticos para as amostras A*, B* e C* obtidos a partir dos ajustes das variações angulares do campo de ressonância no plano dos filmes.

Tabela 7.2. Parâmetros magnéticos das tricamadas Fe/Mn(t_{Mn})/Co(5nm):: Constante de anisotropia K_1 , magnetização efetiva $4\pi M$ e fator-g.

Fe-Co				
Amostra	$K_1(10^5 \text{erg/cm}^3)$	$4\pi M(\text{kG})$	g-factor	$H_k(\text{Oe})$
A*	2.8±0.1	16.59±0.05	2.10	425
Amostra B* – Fe/Mn/Co				
	$K_1(10^5 \text{erg/cm}^3)$	$4\pi M(\text{kG})$	g-factor	$H_k(\text{Oe})$
Fe	3.4±0.1	16.96±0.05	2.09	504
Co	5.1±0.1	9.42±0.05	2.20	1360
Amostra C* – Fe/Mn/Co				
	$K_1(10^5 \text{erg/cm}^3)$	$4\pi M(\text{kG})$	g-factor	$H_k(\text{Oe})$
Fe	2.9±0.1	17.09±0.05	2.09	426
Co	4.2±0.1	9.30±0.05	2.20	1135

Para as camadas de Fe, os valores dos parâmetros magnéticos obtidos apresentam boa concordância com valores para filmes monocristalinos de Fe relatados na literatura [15, 44-46]. As diferenças em relação aos valores conhecidos na literatura resultam dos efeitos de interface, discutidos acima, presentes nesses sistemas, o mesmo ocorrendo para a camada de Co. Para amostra A*, os parâmetros magnéticos obtidos dos ajustes das dependências angulares de campo de ressonância possuem valores próximos para as camadas de Fe e de Co, favorecendo a superposição dos modos uniformes de RFM das

camadas de Fe e de Co. Para as amostras B* e C*, os parâmetros magnéticos das camadas de Fe e de Co, obtidos das dependências angulares de campos de ressonância, possuem valores bem diferentes; os sinais de RFM mostrados na Figura 7.7 revelam os modos uniformes das camadas de Fe e de Co, excitados independentemente pelo campo oscilante de micro-ondas.

Por fim, convém ressaltar que para as tricamadas Fe/Mn/Co ainda não há relatos na literatura de estudos da anisotropia magnética, bem como do acoplamento magnético entre as camadas epitaxiais de Fe-bcc e Co-bcc.

Capítulo 8

CONCLUSÕES

Neste último capítulo, apresentamos as principais conclusões deste trabalho e sugerimos algumas recomendações para investigações adicionais sobre a anisotropia magnética em estruturas epitaxiais Fe/Mn, Fe/Mn/Fe e Fe/Mn/Co.

8.1 Bicamadas Fe/Mn e Tricamadas Fe/Mn/Fe.

As bicamadas Fe/Mn e as tricamadas Fe/Mn/Fe apresentam uma anisotropia cúbica no plano, característica de filmes finos monocristalinos de Fe. Valores de constantes de anisotropia na faixa de $3,0 \times 10^5$ erg/cm³ a $4,8 \times 10^5$ erg/cm³ foram deduzidos a partir do estudo da variação angular do campo de ressonância no plano dos filmes (Tabela 5.1). Nas bicamadas o aumento da espessura de Mn reduz a magnetização efetiva da camada de Fe, possivelmente devido ao aumento da rugosidade na interface Fe/Mn, favorecendo a interdifusão atômica. Para a tricamada simétrica, variações angulares do campo de ressonância no plano e fora do plano do filme revelam sua estrutura cristalina cúbica e a existência de direções preferenciais para a magnetização; elas revelam também a tendência da anisotropia magnética de manter a magnetização ao longo da direção fácil no plano do filme. As tricamadas assimétricas com a camada de Mn crescida à temperatura de 50°C revelam um modo de absorção não ressonante à frequência de micro-ondas de 9.4 GHz, sugerindo um acoplamento não colinear entre as camadas de Fe na presença de campos

magnéticos de baixa intensidade. Entretanto, todas as tricamadas assimétricas apresentam também um modo não alinhado de absorção, resultante do contraste entre a grande anisotropia magnetocristalina de quarta ordem e a baixa frequência de excitação de micro-ondas de 9.4 GHz. Os parâmetros magnéticos obtidos para tricamadas assimétricas que diferem entre si apenas pela temperatura de deposição da camada de Mn revelam que o crescimento da camada de Mn em temperaturas elevadas favorece a rugosidade interfacial, aumentando a fração de átomos de Fe afetados pela camada de Mn na interface Fe/Mn, reduzindo a magnetização efetiva da camada de Fe. Para todas as tricamadas Fe/Mn/Fe (Tabela 6.1), os parâmetros magnéticos obtidos dos ajustes das variações angulares de campo de ressonância no plano dos filmes, em banda-Q de frequência de micro-ondas, foram usados para simular as variações angulares fora do plano dos filmes, em banda-X de frequência de micro-ondas.

Tabela 5.1. Parâmetros das bicamadas Fe/Mn. Temperatura de deposição T da camada de Mn, magnetização efetiva ($4\pi M$), fator-g, constante de anisotropia cúbica (K_1) e campo de anisotropia ($H_k=2K_1/M$). Valores do Fe massivo: $4\pi M_S = 21.35$ kG, $g = 2.09$, e $K_1 = 4.86 \times 10^5$ erg/cm³ [14].

Amostra	BI(1.16)	BI(1.80)	BI(2.20)
T (°C)	50	50	50
4πM(kOe)	17.22±0.05	17.03±0.05	16.90±0.05
Fator-g	2.09	2.09	2.09
K₁(10⁵erg/cm³)	3.9±0.1	4.0±0.1	4.1±0.1
H_k(Oe)	569	590	609

Tabela 6.1. Parâmetros magnéticos da tricamadas assimétricas Fe/Mn/Fe. Temperatura T de deposição da camada de Mn, magnetização efetiva $4\pi M$, fator-g, constante de anisotropia cúbica K_1 e campo de anisotropia $H_k = 2K_1/M$. Valores do Fe massivo: $4\pi M_S = 21.35$ kG, $g = 2.09$, e $K_1 = 4.86 \times 10^5$ erg/cm³ [14].

Amostra	AS(0.80)	AS(0.90)a	AS(0.90)b	AS(1.35)
T (°C)	50	50	175	175
4πM(kOe)	19.92±0.05	19.98±0.05	19.42±0.05	19.48±0.05
Fator-g	2.09	2.09	2.09	2.09
K₁(10⁵erg/cm³)	4.7±0.1	4.8±0.1	4.6±0.1	4.5±0.1
H_k(Oe)	595	604	597	581

8.2 Tricamadas Fe/Mn/Co.

Para as tricamadas Fe/Mn/Co com espessura da camada de Mn de 0.83, 0.99 e 1.16 nm, modos uniformes de ressonância das camadas de Fe-bcc e Co-bcc são excitados independentemente pelo campo oscilante de micro-ondas. O estudo das variações angulares de campo de ressonância no plano dos filmes, em banda-Q de frequência de micro-ondas, revela a presença de anisotropia magnética cúbica nas camadas de Fe e de Co, fornecendo constantes de anisotropia cúbica de 4.5×10^5 erg/cm³ para o Fe-bcc e de 6.4×10^5 erg/cm³ para o Co-bcc (Tabelas 7.1 e 7.2). Tricamadas Fe/Mn/Co com espessura da camada de Mn superiores a 1.16 nm não exibem modos uniformes de ressonância independentes para as camadas de Fe e de Co. Esse comportamento pode ser explicado considerando uma maior interdifusão atômica nas interfaces Fe/Mn e

Mn/Co, reduzindo a diferença entre as magnetizações efetivas das camadas de Fe e de Co, o que implica em uma linha de ressonância mais alargada, impedindo assim a observação de modos de ressonância independentes de Fe e Co. Os experimentos em banda-X de frequência de micro-ondas, finalmente, revelam que acoplamento não colinear entre as camadas de Fe e de Co, ocorre nas amostras com pequena espessura da camada de Mn, na presença de campos magnéticos estáticos de baixa intensidade. Todavia, o acoplamento não colinear parece desaparecer nas amostras com larga espessura da camada de Mn, como revelam os experimentos em banda-Q de frequência de micro-ondas.

Tabela 7.1. Parâmetros magnéticos das tricamadas Fe/Mn(t_{Mn})/Co(2nm): Constante de anisotropia K_1 , magnetização efetiva $4\pi M$ e fator-g.

Amostra A – Fe/Mn/Co				
	$K_1(10^5 \text{erg/cm}^3)$	$4\pi M(\text{kG})$	g-factor	$H_k(\text{Oe})$
Fe	2.0 ± 0.1	14.33 ± 0.05	2.06	351
Co	2.2 ± 0.1	12.63 ± 0.05	2.20	439
Amostra B – Fe/Mn/Co				
	$K_1(10^5 \text{erg/cm}^3)$	$4\pi M(\text{kG})$	g-factor	$H_k(\text{Oe})$
Fe	4.5 ± 0.1	18.98 ± 0.05	2.09	596
Co	6.4 ± 0.1	12.32 ± 0.05	2.20	1306
Fe-Co				
Amostra	$K_1(10^5 \text{erg/cm}^3)$	$4\pi M(\text{kG})$	g-factor	$H_k(\text{Oe})$
C	4.9 ± 0.1	18.60 ± 0.2	2.10	662
D	4.0 ± 0.1	17.59 ± 0.2	2.10	571
E	4.4 ± 0.1	17.49 ± 0.2	2.10	635
F	3.8 ± 0.1	17.10 ± 0.2	2.10	553

Tabela 7.2. Parâmetros magnéticos das tricamadas Fe/Mn(t_{Mn})/Co(5nm):: Constante de anisotropia K_1 , magnetização efetiva $4\pi M$ e fator-g.

Fe-Co				
Amostra	$K_1(10^5 \text{erg/cm}^3)$	$4\pi M(\text{kG})$	g-factor	$H_k(\text{Oe})$
A*	2.8±0.1	16.59±0.05	2.10	425
Amostra B* – Fe/Mn/Co				
	$K_1(10^5 \text{erg/cm}^3)$	$4\pi M(\text{kG})$	g-factor	$H_k(\text{Oe})$
Fe	3.4±0.1	16.96±0.05	2.09	504
Co	5.1±0.1	9.42±0.05	2.20	1360
Amostra C* – Fe/Mn/Co				
	$K_1(10^5 \text{erg/cm}^3)$	$4\pi M(\text{kG})$	g-factor	$H_k(\text{Oe})$
Fe	2.9±0.1	17.09±0.05	2.09	426
Co	4.2±0.1	9.30±0.05	2.20	1135

8.3 Recomendações.

Em vista dos resultados obtidos neste trabalho, e das questões suscitadas pelos dados experimentais, seria recomendável empregar a técnica de ressonância ferromagnética para investigar as propriedades de bicamadas Fe/Mn e Co/Mn, e tricamadas Fe/Mn/Fe, Fe/Mn/Co e Co/Mn/Co, produzidas com diversas espessuras e temperaturas de crescimento da camada de Mn. Seria interessante também realizar essas investigações empregando micro-ondas a uma frequência entre banda-X e banda-Q, como 24 GHz (banda-K), por exemplo. Esses estudos permitiriam a determinação do parâmetro de amortecimento de Gilbert G.

Referências

1. R. Skomski, *J. Phys.: Condens. Matter* **15**, R841 (2003).
2. E. Michailov, N. Geogiev, D. Dobrev. *Vacuum* **51**, 205 (1998).
3. M. Ohring, *The Material Science of Thin Films*, San Diego, Academic Press, (1992).
4. A. Y. Cho, *J. Vacuum Sci. and Tech.* **8**, S31(1971).
5. A. Biondo, “Propriedades Estruturais Magnéticas e de Transporte das Multicamadas Co/Cu e Py/X (X = Cu, WTi e Zr) Produzidas por Magnetron Sputtering”, Tese de Doutorado, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Rio de Janeiro, 2001.
6. M.N. Baibich, L.M. Broto, A. Fert, F.N. Van Dau, F. Petroff, A. Friederich and J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
7. G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach and W. Zenn, *Phys. Rev. B* **39**, 4828 (1989).
8. J. A. Brug, L. tran, M. Bhattacharyya, J. H. Nickel, T. C. Anthony, and A. Jander, *J. Appl. Phys.*, **79**, 4491(1996).
9. A. Brataas, Y. Tserkovnyak, G. E. W. Bawer, B. I. Halperin. *Phys. Rev. B.*, **66**, 060404(R) (2002).
10. I. Zutic, J. Fabian, and S. Das Sarma. *Rev. of Modern Phys*, **76**, 323 (2004).
11. B.D. Terris and T. Thomson, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38**, R199-R222 (2005).
12. Gayanath W.F., *Metallic Multilayers and Their Applications*, Amsterdam Elsevier.
13. J. Lindner and K. Baberschke, *J. Phys.: Condens. Matter* **15**, S465 (2003).
14. G. A. Prinz, G. T. Rado, and J. J. Krebs, *J. Appl. Phys.* **53**, 2087(1982).
15. Yu. V. Goryunov, N. N. Garif'yanov, G. G. Khaliulin, I. A. Garifullin, L. R. Taginov, F. Schreiber, Th. Mühge, and H. Zabel, *Phys. Rev. B* **52**, 13450 (1995).
16. E. Popova, C. Tiusan, A. Schuhl, F. Gendron, and N. A. Lesnik, *Phys. Rev. B*, **74**, 224415-1 (2006).
17. E. C. Passamani, B. Croonenborghs, B. Degroote, and A. Vantomme, *Phys. Rev. B*, **67**, 174424-1 (2003).

18. B. R. Segatto, "Origem do Acoplamento não- colinear nas Super Estruturas Tipo Fe/Mn/Fe Crescidas por Molecular Beam Epitaxy". Dissertação de Mestrado, Departamento de Física, Universidade Federal do Espírito Santo, Vitória, 2007.
19. M. S. Pessoa, "Anisotropia Magnética em Tricamadas Epitaxiais Fe/Mn/Fe". Dissertação de Mestrado. Instituto de Física, Universidade Federal de Goiás, Goiânia, 2010.
20. T. C. Freitas, "Interação de Troca Magnética em Tricamadas do Tipo Fe/Mn/Co Crescidas Por Feixe Molecular: Caracterização Estrutural e Magnética. Dissertação de Mestrado, Departamento de Física, Universidade Federal do Espírito Santo, Vitória, 2013.
21. B. Croonenborghs, Tese de Doutorado, Magnetic Coupling Mediated by Metastable FeSi, IKS, UK Leuven, (2004).
22. S. V. Vonsovskii, *Ferromagnetic Resonance*, Oxford, Pergamon, 1966.
23. J. H. E. Griffiths, *Nature*, **158**, 670 (1946).
24. C. Kittel, *Phys. Rev.*, **71**, 270 (1947).
25. C. Kittel, *Phys. Rev.*, **73**, 155 (1948).
26. John A. Weil, James R. Bolton, *Electron Paramagnetic Resonance*, New York, Wiley, 2007.
27. M. T. Johnson, P. J. H. Bloemen, F. J. A. den Broeder, and J. J. de Vries, *Rep. Prog. Phys.*, **59**, 1409 (1996).
28. M. T. Johnson, R. Jungblut, P. J. Kelly, F. J. A. den Broeder, *J. Magn. Magn. Mat.*, **148**, 118 (1995).
29. B. D. Cullity, *Introduction to Magnetic Materials*, Reading (Massachusetts), Addison-Wesley, 1972.
30. U. Gradman and J. Müller, *Phys. Status Solidi*, **27**, 313 (1968).
31. P. F. Carcia, A. D. Meinhaldt and A. Suna, *Appl. Phys. Lett.*, **47**, 178 (1985).
32. A.H. Morrish, "The Physical Principles of Magnetism", Wiley-IEEE Press, (2001).
33. M. Getzlaff, "Fundamentals of Magnetism", Springer-Verlag, Heidelberg (2008).

34. M. S. Pessoa, F. Pelegrini, A. Biondo, E. Baggio-Saitovitch, “Magnetic Anisotropy of Co/Cu Multilayers Under Stress”, Trabalho Apresentado no XXXII ENFMC, Águas de Lindóia, (2009).
35. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Phys. Zs. Soviet Union* **8**, 153 (1935).
36. J. Smit and H. G. Beljers, *Philips Res. Rep.* **10**, 113 (1955).
37. H. Suhl, *Phys. Rev.*, **97**, 555 (1955).
38. L. Baselgia, M. Warden, F. Waldner, S. L. Hutton, J. E. Drumheller, Y. Q. He, P. E. Wigen, and M. Marysko, *Phys. Rev. B* **38**, 2237 (1988).
39. R. Kordecki, R. Meckenstock, J. Pelzl, E. Becker, G. Dumpich, and G. Suran, *J. Magn. Magn. Mat* , **93**, 281 (1991).
40. C. P. E. Wigen, Z. Zhang. *Braz. J. Phys.*, **22**, 267 (1992).
41. P. E. Wigen, Z. Zhang, L. Zhou, M. Ye, J. A. Cowen. *J. Appl. Phys.*, **73**, 6338 (1993).
42. W. Platow, A.N. Anisimov, G.L. Dunifer, M. Farle, and K. Baberschke, *Phys. Phys. Rev. B* **58**, 5611 (1988).
43. S. Okamoto, O. Kitakami and Y. Shimada: *J. Magn. Magn. Mater.* 208 (2000).
44. Y. Gondo, S. Usami, K. Itoh, H. Konno, and Z. Funatogawa, *J. Appl. Phys.* **34**, 1081 (1963).
45. T. Damm, M. Buchmeier, A. Schindler, D.E. Bürgler, *J. Appl. Phys.*, **99**, 093905 (2006).
46. E. C. da Silva, R. Meckenstock, O. Von Geisau, R. Kordecki, J. Pelzl, J.A. Wolf, and P. Grünberg, *J. Magn. Magn. Mat.*, **121**, 528 (1993).
47. R. Q. Wu and A. J. Freeman, *Phys. Rev. B.* **51**, 17131, (1995).
48. T. Tolinski, K. Lenz, J. Lindner, E. Kosubec, K. Baberschke, D. Spoddig, R. Meckenstock, *Sol. State Comm.* **128**, 385-389 (2003).
49. M. J. M. Pires, A. A. C. Cotta, M. D. Martins, A. M .A. Silva, and W. A. A. Macedo, “Four-fold magnetic anisotropy in a Co film on MgO(001)”, *J. Magn. Magn. Mat.*, **323**, 789-793 (2010).