

Universidade Federal de Santa Maria
Centro de Ciências Naturais e Exatas
Programa de Pós-Graduação em Física

Processos de Magnetização e
Magnetoimpedância em Filmes com
Exchange Bias *

TESE DE DOUTORADO

Ricardo Barreto da Silva

Santa Maria – RS – Brasil
Outubro de 2006

Processos de Magnetização e Magnetoimpedância em Filmes com Exchange Bias

por

Ricardo Barreto da Silva

Tese apresentada ao Curso de Doutorado do Programa de Pós-graduação em Física da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM – RS), como requisito parcial para a obtenção do título de Doutor em Física.

Santa Maria – RS – Brasil

2006

© 2006

Todos os direitos reservados a Ricardo Barreto da Silva. A reprodução de partes ou do todo deste trabalho só poderá ser feita com a autorização por escrito do autor.

Endereço: Rua Dezenove de Novembro 509, Santa Maria – RS, CEP: 97060-160

Fone: 0xx55 3217-6141; e-mail: rbarreto@mail.ufsm.br

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA MARIA
CENTRO DE CIÊNCIAS NATURAIS E EXATAS
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

A COMISSÃO EXAMINADORA, ABAIXO ASSINADA, APROVA A TESE:

Processos de Magnetização e Magnetoimpedância em Filmes com Exchange Bias

ELABORADA POR
RICARDO BARRETO DA SILVA
COMO REQUISITO PARCIAL PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE
DOUTOR EM FÍSICA

COMISSÃO EXAMINADORA

Prof. Dr. Rubem Luís Sommer – Orientador

Prof. Dr. Luiz Carlos Sampaio Lima

Prof. Dr. André Gündel

Prof. Dr. Celso Arami Marques da Silva

Prof. Dr. Sérgio Garcia Magalhães

Santa Maria, 20 de outubro de 2006

Agradecimentos

- Ao meu orientador e amigo Prof. Dr. Rubem Luis Sommer.
- Aos colegas do LMMM.
- Aos funcionários da PGFIS.

Aos meus pais José e Juraci e ao meu filho Pietro Salvatore.

Resumo

Neste trabalho são investigados os processos de magnetização e a magnetoimpedância (MI) em filmes com *exchange bias* (EB). São estudados dois conjuntos de amostras: $\text{Ni}_{50}\text{O}_{50}/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ e $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}/\text{Ta}$ produzidas como bi e multi-camadas. As amostras foram produzidas por *magnetron sputtering* sobre substrato de vidro e Si (100), respectivamente. No primeiro caso a anisotropia de troca foi induzida após a deposição através de um processo de resfriamento em campo desde $T > T_N$ (onde T_N é a temperatura de Néel do antiferromagneto) até a temperatura ambiente. No segundo caso o EB foi induzido durante o crescimento das amostras através da aplicação de um campo estático de 460 Oe. A caracterização estrutural das amostras foi feita via medidas de difração de raios-x (XRD) a altos ângulos, utilizando uma configuração θ - 2θ e radiação Cu- $K\alpha$. A caracterização magnética estática foi feita através de medidas de magnetização obtidas com um magnetômetro de amostra vibrante (VSM) que permite a aplicação de um campo em diferentes orientações em relação a uma direção de referência. As componentes resistivas e indutivas da impedância foram medidas em função da frequência (100 kHz – 1.8 GHz) e do campo estático ($H = \pm 300$ Oe). As impedâncias das multicamadas de NiO foram praticamente insensíveis as variações de campo e de frequência, devido principalmente as altas anisotropias e relativamente baixas espessuras destas estruturas. Variações de impedância de até 70 % foram obtidas com as multicamadas de NiFe/FeMn/Ta. Além disso, as curvas de MI obtidas são inteiramente deslocadas da posição de simetria usual em torno de $H = 0$, para o caso de uma amostra com anisotropia uniaxial, para $H = H_{\text{eb}}$ (onde H_{eb} é campo de *bias* obtido das curvas de magnetização estática pela medida do deslocamento do centro da curva de histerese). A dependência angular do campo de *bias*, em relação ao ângulo entre o campo estático (aplicado no plano do filme) e a direção preferencial da anisotropia (paralela à direção do campo de resfriamento) foi obtida. Os dados experimentais foram ajustados usando um modelo de Stoner-Wolfarth modificado pela inclusão de um termo de troca e de um termo associado à formação de uma parede de domínios no material antiferromagnético na expressão para a densidade de energia livre magnética. A relação de dispersão (f_r vs. H) foi experimentalmente obtida dos espectros em frequência da MI, os quais apresentam nítidas características associadas à ressonância ferromagnética (FMR). Do ajuste teórico da relação de dispersão utilizando a fórmula de Smit-Beljers, na qual a frequência de ressonância é expressa em termo dos ângulos de equilíbrio da magnetização e das derivadas em segunda

ordem da energia em relação a estes ângulos, parâmetros intrínsecos das amostras, tais como as anisotropias, foram estimados. Em suma, unindo o EB e a MI em um único sistema foram criadas amostras com características magnéticas singulares. As curvas de MI destas amostras são deslocadas em relação ao eixo dos valores de campo.

Abstract

In this work, the magnetization process and the magnetoimpedance effect in thin films with exchange bias were studied. We have investigated NiO/NiFe and NiFe/FeMn/Ta multilayer produced by magnetron sputtering on glass and Si(100) substrates, respectively. The exchange anisotropy in the NiO/NiFe samples were induced by a field cooling process, with a static magnetic field (2 kOe), from a temperature $T_c > T > T_N$ to the room temperature. In the NiFe/FeMn samples, the exchange anisotropy was induced during the deposition by application of a static magnetic field (460 Oe). The structural characterization was made by high angle x-ray diffraction in a θ - 2θ setup and Cu- K_α radiation. The static magnetic characterization was performed by a VSM. The real and imaginary parts of the impedance were measured as a function of the current frequency (100kHz – 1.8 GHz) and of the magnetic field intensity (± 300 Oe). The NiO multilayer was insensitive to the magnetoimpedance. The magnetoimpedance ratio was as large as 70 % in the NiFe/FeMn/Ta multilayer. On the other hand, the center of symmetry of the MI curves are shift of the position around $H = 0$ to $H = H_{eb}$. The angular dependencies of the exchange bias field were calculated to prove the Mauri model to the exchange bias. The dispersion relation obtained by MI vs. f curves was fitting combined the Smit-Beljers approach to the FMR and mode's Mauri to the exchange bias. This fitting allowed that intrinsic parameters, such as the anisotropies of the system, were obtained. In summary, the MI and EB effects were grouped to origin a new magnetic system with singular magnetic characteristics. The MI curves are shift with respect to $H = 0$ and it allowed that the EB effect could be studied through the MI measurement.

SUMÁRIO

1	Introdução	11
2	Exchange bias (EB).....	16
2.1	Fenomenologia	20
2.2	Filmes finos	29
2.3	Modelos teóricos	34
2.4	Dependência angular do <i>exchange bias</i>	40
3	Magnetoimpedância (MI)	44
3.1	Fenomenologia	45
3.1.1	Frequências baixas.....	48
3.1.2	Frequências intermediárias	49
3.1.3	Frequências altas.....	52
3.2	Impedância em condutores magnéticos.....	54
3.3	Modelos teóricos	56
3.3.1	Equações de Maxwell.....	57
3.3.2	Equação de Landau-Lifshitz.....	58
3.3.3	Modelos estáticos	60
3.3.4	Modelos dinâmicos.....	63
3.4	Teoria da susceptibilidade transversal segundo Spinu	68
4	Procedimentos experimentais.....	73
4.1	Produção das amostras	73
4.1.1	Sistema de deposição do LMMM.....	75
4.1.2	Multicamadas Ni ₅₀ O ₅₀ /Ni ₈₁ Fe ₁₉	80
4.1.3	Sistema de deposição do CBPF	82
4.1.4	Multicamadas Fe ₅₀ Mn ₅₀ /Ni ₈₁ Fe ₁₉	84
4.2	Caracterização estrutural	85
4.3	Caracterização magnética.....	85
4.4	Medidas de MI.....	87
5	Resultados e discussões	90
5.1	Multicamadas de NiO/NiFe.....	90
5.2	Multicamadas de NiFe/FeMn	102
5.2.1	Medidas de MI.....	107
6	Conclusões e perspectivas futuras.....	114

1 Introdução

Atualmente fenômenos de magnetotransporte em materiais estão entre os mais importantes efeitos magnéticos, tanto de um ponto de vista de ciência básica quanto tecnológico. Esta importância está associada ao desenvolvimento das tecnologias de leitura e gravação magnética. Devido ao seu impacto econômico e social, os processos físicos envolvidos na gravação e leitura de informações em meios magnéticos estão entre os ramos de pesquisa mais relevantes da física do estado sólido. Este fato justifica, por exemplo, o grande entusiasmo despertado na comunidade científica mundial em 1988 com a descoberta da magnetoresistência gigante (GMR) [1]. A descoberta de materiais cuja resistência elétrica é sensível a campos magnéticos extremamente fracos, entre outras coisas, aumentou drasticamente a capacidade de armazenamento de informações magnéticas dos discos rígidos empregados nos modernos computadores pessoais. Atualmente as cabeças de leitura capazes de sentir o pequeníssimo campo magnético presente sobre um *bit* em um disco de gravação são compostas por dispositivos do tipo válvulas de spin, cujo funcionamento é baseado na GMR. Estas estruturas consistem de duas camadas ferromagnéticas separadas por uma camada não magnética. A direção da magnetização de uma das camadas ferromagnéticas é aprisionada por um campo de *bias* gerado pelo acoplamento desta com uma camada antiferromagnética. A direção da outra camada, bem como a resistência da amostra, pode ser alterada pela presença de um campo magnético.

A busca por novos materiais GMR levou alguns pesquisadores a experimentarem a influência de um campo magnético sobre a resistência efetiva de um condutor ferromagnético quando este é percorrido por uma corrente alternada. Assim em 1994 foi anunciada a descoberta da magnetoimpedância (MI) [2], que consiste em grandes variações da impedância de um condutor ferromagnético macio quando um campo magnético externo é aplicado sobre ele. Apesar da analogia prática entre a MI e a GMR, a origem física dos fenômenos é completamente diferente. Enquanto a GMR origina-se da dependência do espalhamento eletrônico (que gera a resistência) com a nanoestrutura magnética, um fenômeno descrito pela mecânica quântica, a MI está associada à dependência da profundidade de penetração eletromagnética (efeito *skin*) com a permeabilidade efetiva do material, que pode ser alterada pela aplicação de um campo magnético. Este efeito é conhecido de longa data e muito bem descrito pela teoria eletromagnética clássica [3]. Uma interpretação correta da MI, entretanto, exige uma compreensão profunda das características micromagnéticas dos ferromagnetos macios e sua dependência com a dinâmica da magnetização. O grande interesse na MI e em

suas aplicações tecnológicas em dispositivos sensores abriu um novo ramo de pesquisa, que combina o micromagnetismo de materiais magnéticos macios, inclusive nanoestruturados, com o eletromagnetismo clássico.

De um ponto de vista teórico as pesquisas sobre a MI começaram com modelos simples desenvolvidos com o objetivo de esclarecer algumas características básicas do efeito tais como sua dependência com a frequência da corrente de sonda, com o campo magnético e com a distribuição de anisotropias. Posteriormente estes modelos precursores evoluíram para descrições mais precisas baseadas na relação entre a MI e a ressonância ferromagnética (FMR). Atualmente a MI é considerada uma assinatura da FMR e uma descrição teórica precisa do problema exige a solução simultânea das equações de Maxwell e da equação do movimento de Landau-Lifshitz [4]. Este procedimento é extremamente difícil, mas pode ser obtido em condições específicas através da aplicação de técnicas analíticas empregadas na teoria da FMR tradicional [5].

Embora o efeito MI tenha sido inicialmente estudado e explorado como uma técnica adicional de caracterização em frequências baixas e intermediárias ($f < 100$ MHz) [6,7,8,9] é em altas frequências que o grande potencial da MI como ferramenta de pesquisa se manifesta. Por exemplo, num regime de valores de campo onde uma amostra possa ser considerada magneticamente saturada a condição de ressonância pode ser escrita simplesmente como:

$$f_r = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{M_S (H_0 + H_K)},$$

onde M_S é a magnetização de saturação, H_0 é o campo aplicado e H_K o campo de anisotropia uniaxial ($2K/M_S$) [10]. Uma curva experimental de f_r vs. H_0 pode ser obtida a partir dos espectros de frequência da MI pela determinação da frequência em que a impedância é máxima para diferentes valores de campo. Parâmetros intrínsecos da amostra como o campo de anisotropia H_K , a magnetização de saturação M_S e a razão giromagnética γ podem ser obtidos diretamente a partir de um ajuste da curva de f_r vs. H_0 [11,12,13].

Devido a sua versatilidade a MI pode ser comparada com técnicas tradicionais aplicadas no estudo da dinâmica da magnetização tais como susceptibilidade transversal e FMR.

Recentemente Spinu e colaboradores [14] publicaram uma teoria geral da susceptibilidade transversal (ST) baseada na dinâmica do vetor magnetização, conforme descrita pela equação do movimento de Landau-Lifshitz. Eles mostraram que um experimento tradicional de ST nada mais é do que o limite da FMR em frequência zero. A importância deste resultado está na generalidade do tratamento o qual permite que a ST seja determinada

para qualquer sistema magnético desde que uma expressão para a densidade de energia livre magnética seja conhecida.

Desde que a correlação entre MI e ST foi estabelecida [2], a segunda pode ser obtida a partir de medidas da primeira. Do ajuste teórico da ST obtida via MI utilizando o tratamento de Spinu às anisotropias intrínsecas do sistema podem ser obtidas. Estas podem ser incorporadas na expressão para a energia livre a partir da qual a ST é numericamente obtida pela determinação dos ângulos de equilíbrio da magnetização e das derivadas em segunda ordem da energia em relação a estes ângulos.

Além dos aspectos relacionados ao micromagnetismo e a dinâmica da magnetização, o principal interesse pela MI recai na possibilidade da aplicação de um ferromagneto macio como elemento ativo em dispositivos sensores. Como a impedância de um material MI é modificada por qualquer agente externo que altere a sua permeabilidade, esta variação pode ser utilizada como princípio de medida para variações de campo, de tensão mecânica, de torção, de corrente e de temperatura, por exemplo.

Recentemente muita atenção tem sido dada a materiais cujas curvas de MI contra campo exibem uma estrutura de picos assimétricos. O motivo deste interesse está no fato de que uma resposta aproximadamente linear pode ser obtida quando a tensão sobre as extremidades de dois elementos opostamente assimétricos são subtraídas [15]. Características assimétricas podem ser geradas com um elemento MI simétrico pela aplicação de um campo de *bias* [16,17,18] (seja pela aplicação de uma corrente e ou de um campo magnético). Sem o *exchange bias* as curvas de MI têm a estrutura tradicional com dois picos simetricamente localizados em relação à origem. Com o crescimento do campo de *bias* um dos picos aumenta e o outro diminui, dependendo da orientação do campo. A posição dos picos permanece inalterada e com a inversão do campo a assimetria também é invertida. Como a aplicação de um campo de *bias* pode ser tecnicamente difícil, outros mecanismos são necessários para a produção de elementos MI com picos assimétricos. Por exemplo, Kim e colaboradores [19] observaram uma grande assimetria em fitas CoFeNiBSi que foram tratadas no ar em 380° C sob a ação de um fraco campo magnético ($H < 240$ A/m). Este tipo de tratamento gera uma curva de histerese assimétrica devido à interação de troca da fita amorfa com a fase cristalina, magneticamente dura, que se desenvolve na superfície da fita. A interação de troca entre o núcleo amorfo e a superfície cristalina produz uma anisotropia unidirecional efetiva de superfície, a qual provavelmente é a responsável pela assimetria na curva de MI [20]. Como uma grande assimetria é observada em baixas frequências (~100 kHz) com uma mudança abrupta em $H \sim 0$, este fenômeno foi chamado *MI-valve*.

No presente trabalho a MI foi investigada em multicamadas de filmes finos com EB. Diferentemente da MI assimétrica tradicional, nas qual um dos picos cresce e outro diminui sem que a posição dos mesmos se altere, as curvas obtidas aqui são inteiramente deslocadas em relação à coordenada de campo. A observação deste comportamento é inédita na literatura e permite que regiões de maior sensibilidade (definida como a variação percentual da impedância por unidade de campo) sejam sintonizadas na região em torno de $H = 0$, por exemplo. Além disso, permite que a MI seja aplicada no estudo do EB.

O EB é uma das manifestações magnéticas geradas pela interação de troca entre um filme ferromagnético (FM) em contato com um filme antiferromagnético (AF) [21, 22]. Ela é estabelecida quando a amostra é resfriado desde $T > T_N$ na presença de um campo estático, ou se ele é depositado na presença de um campo magnético. A curva de magnetização de uma bicamada FM-AF, após o processo de resfriamento em campo, é deslocada em relação ao eixo de campo, a magnitude deste deslocamento é denominada como o campo de *exchange bias* (H_{eb}). Embora descoberto 50 anos atrás, em partículas de cobalto parcialmente oxidadas [21], este fenômeno tem sido intensamente investigado nos últimos anos devido a sua aplicação como estabilizador de domínios em sensores baseados na magnetoresistência anisotrópica (AMR) [23], e em sensores do tipo válvulas de spin cujo princípio de funcionamento é baseado na GMR [24]. Desde que existe uma relação íntima entre os processos de magnetização e a MI, os efeitos assimétricos observados em medidas de magnetização estática devem ser refletidos em medidas dinâmicas de MI, como será mostrado e discutido no capítulo 5.

Várias técnicas têm sido utilizadas na investigação do EB. Entre elas a magnetometria é a mais comum. Apesar de descrever apenas o comportamento macroscópico da magnetização, a descrição da dependência angular do campo de *bias* com relação à direção do campo aplicado fornece um método bastante eficiente para testar modelos teóricos [25,26,27].

No presente trabalho dois conjuntos de amostras foram investigados, multicamadas de NiO/NiFe e multicamadas de NiFe/FeMn/Ta. A caracterização estrutural das amostras foi realizada via medidas de difração de raios-x enquanto que a caracterização magnética foi feita através de medidas de magnetização obtidas com um VSM. A MI foi medida numa faixa de frequências entre 100 kHz e 1.8 GHz, com um analisador de impedâncias HP4396B, sob a aplicação de um campo estático variando entre ± 300 Oe. Devido à alta anisotropia e a baixa espessura das amostras a MI só foi observada em frequências acima de 400 MHz e nas multicamadas de NiFe/FeMn. Variações percentuais de até 70 % foram observadas acima de 1GHz. A dependência angular do campo de *bias* e da coercividade foi obtida

experimentalmente e também descrita através de cálculos numéricos. A energia livre do sistema foi expressa considerando o modelo de Mauri para o EB [28]. As anisotropias presentes no sistema foram estimadas pelo ajuste da relação de dispersão obtida experimentalmente dos espectros de MI.

Em suma, o principal objetivo deste trabalho foi produzir amostras que, além de sensíveis a MI, possibilitassem o controle da posição das curvas de MI vs. H através da manipulação das suas características físicas e magnéticas. Este objetivo foi alcançado no caso das multicamadas de NiFe/FeMn/Ta como será mostrado e discutido no capítulo 5. As anisotropias presentes nestas amostras foram estimadas pelo ajuste da dependência angular do campo de *bias* e da relação de dispersão utilizando o modelo de Mauri para o EB.

O presente texto está organizado da seguinte forma: no capítulo 2 uma revisão sobre o EB é apresentada. A fenomenologia do efeito, os modelos teóricos propostos e a dependência angular são discutidos, assim como as principais características estruturais e magnéticas de bicamadas de NiO/NiFe e NiFe/FeMn. A MI é tratada no capítulo 3. A fenomenologia e os modelos teóricos são discutidos em termos dos regimes de frequência na qual o efeito é observado. Neste capítulo o tratamento de Spinu [14] para a susceptibilidade transversal e sua aplicação a sistema com EB é abordado com detalhes. No capítulo 4 os procedimentos experimentais são relatados com ênfase nas medidas de MI em altas frequências, enquanto que os resultados experimentais e as análises teóricas são apresentados e discutidos no capítulo 5. Por fim as conclusões e perspectivas futuras são apontadas no capítulo 6.

2 Exchange bias (EB)

A anisotropia de troca é resultado de um acoplamento interfacial entre um material magneticamente macio e outro magneticamente duro. Um dos efeitos desta interação é o deslocamento, em relação à origem, da curva de magnetização do material macio. Essa assimetria no laço de histerese é chamada *exchange bias* [29,30,31]. De interesse tecnológico particular é a anisotropia unidirecional produzida em um filme ferromagnético (FM) quando ele é acoplado a um filme antiferromagnético (AF). A razão disso é que o campo de troca sobre um filme FM, produzido pelo acoplamento interfacial com o filme AF, tem uma aplicação extremamente importante na tecnologia de gravação magnética. Atualmente, as informações magnéticas armazenadas em discos de alta densidade são detectadas por cabeças de leitura que empregam como elemento ativo filmes FM, cuja resistência varia com a direção e com a intensidade do pequeno campo magnético existente na região de armazenamento (*bit*). Este fenômeno é conhecido como magnetoresistência (MR). Para tornar linear o sinal da MR e minimizar os ruídos produzidos por saltos Barkhausen, os filmes FM devem ter a magnetização fixada por um campo de *bias*, é o acoplamento de um filme FM com um AF que fornece este campo nas válvulas de spin, utilizadas nos cabeçotes modernos.

O efeito EB foi descoberto 50 anos atrás em partículas de cobalto parcialmente oxidadas [29,32]. Neste trabalho foi observado que a curva de magnetização de um composto destas partículas pode ter o seu centro de simetria deslocado por um campo de *bias* de aproximadamente 2kOe após o sistema ser resfriado até 77 K sob a influência de um campo magnético de 10 kOe, como mostra a figura 2.1. Desde então, o fenômeno tem sido investigado numa variedade de sistemas magnéticos contendo interface FM-AM, tais como, pequenas partículas, materiais não homogêneos, filmes FM depositados sobre substratos AF e multicamadas de filmes finos. Entre estes, as multicamadas têm sido os preferidos [29, 31, 33, 34, 35, 36, 37, 38, 39, 40, 48] uma vez que neste tipo de amostra a interface FM-AF pode ser efetivamente controlada e caracterizada [36,37], bem como empregada em dispositivos sensores de campo [38,39]. Por outro lado, alguns aspectos do efeito, como a sua dependência com as espessuras das camadas magnéticas [40,41,42,43], com a desordem interfacial [37,44,45,46,47] e com a orientação do campo externo [48,49,50,51,52], por exemplo, somente podem ser precisamente medidos neste tipo de estrutura [29].

Grande parte dos estudos sobre o *exchange bias* em bicamadas foram realizados em filmes finos de metais de transição oxidados, tais como, Co-CoO [53,54,55,56,57,58], Ni-NiO

[55,59,60,61,62,63], Fe-FeO [64,65,66,67], e em filmes de NiFe acoplados a um óxido AF [68,53,69,70,71]. O primeiro sistema composto apenas por filmes metálicos foi descrito em 1964 e consistia de uma bicamada de $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Mn}$, a qual cria na interface o composto AF $\text{Fe}_x\text{Ni}_y\text{Mn}_{1-x-y}$, com $T_B > 300$ K [72]. A seguir vieram estudos em bicamadas do tipo FM- $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ e FM- Ni_xMn_x , estas duas ligas são atraentes devido a sua T_N acima da ambiente, a do FeMn por exemplo, é de aproximadamente 220°C .

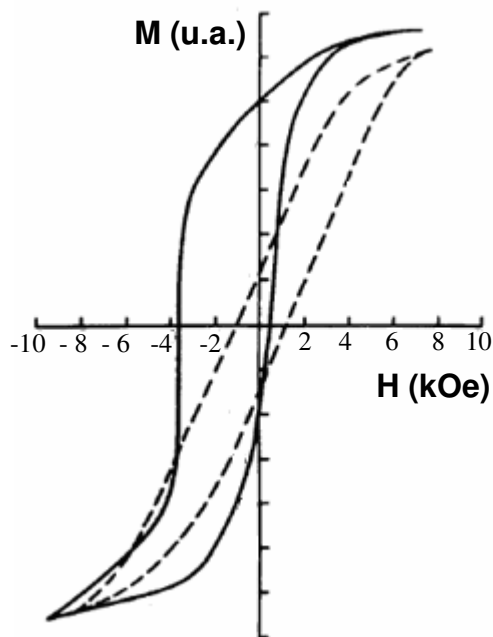


Figura 2.1 – Curvas de histereses de um aglomerado de pequenas partículas de Co cobertas por uma fina camada de CoO. As medidas foram realizadas a 77 K, após o sistema ter sido resfriado na presença de um campo estático de 10 kOe (curva sólida) e sem a aplicação de campo (curva tracejada). A curva deslocada foi obtida com o campo estático aplicado ao longo da direção do campo de resfriamento. Figura extraída da referência [29].

O desenvolvimento de sensores de campo do tipo válvulas de spin motivou o interesse por novos materiais AF metálicos com alta T_N e boas propriedades corrosivas, tais como $\text{Cr}_x\text{Mn}_y\text{M}_{1-x-y}$, com $M = \text{Pt}, \text{Rh}, \text{Cu}, \text{Pd}, \text{Ir}, \text{Ni}, \text{Co}, \text{Ti}, \text{Pd}_x\text{Pt}_y\text{Mn}_{1-x-y}, \text{Co}_x\text{Mn}_x, \text{Fe}_x\text{Mn}_y\text{Rh}_{1-x-y}$ ou $\text{Cr}_x\text{Al}_{1-x}$ [30].

Entre as técnicas utilizadas na investigação do *exchange bias* a magnetometria tem sido a mais empregada. Medidas de magnetização estática fornecem estimativas do campo de *bias* e da coercividade. Além disso, informações sobre as anisotropias presentes podem ser obtidas da dependência angular destes parâmetros [48,49,68]. Por outro lado, a magnetometria de torque, na qual a magnetização é medida enquanto a amostra é girada na presença de um campo externo, revela uma característica adicional do acoplamento, a existência da histerese rotacional em campos magnéticos maiores do que $2K_{\text{FM}}/M_{\text{FM}}$, onde K_{FM} e M_{FM} são, respectivamente, a constante de anisotropia magnetocristalina e a magnetização de saturação

do ferromagneto [73]. Medidas de torque em sistemas com EB, mostram que o torque sobre a magnetização tem uma componente adicional proporcional a $\sin\phi$, onde ϕ é o ângulo entre o campo aplicado e a direção da anisotropia no FM. A figura 2.2 (a) mostra dependência do torque sobre a magnetização, de um partícula de Co coberta por uma fina camada de CoO. A componente do torque devido ao campo uniaxial é proporcional a $\sin 2\phi$ e tem dois mínimos distantes 180° um do outro. Entretanto em amostras com acoplamento de troca devido à presença de uma componente proporcional a $\sin\phi$ o torque tem apenas um mínimo absoluto [73]. Em outras palavras, a magnetização tem uma única direção preferencial, motivo pelo qual a anisotropia de troca é denotada como unidirecional [29,30,31,32]. A área entre a curva medida quando a amostra é girada na direção horária e a curva obtida quando ela é girada na direção anti-horária, figura 2.2(a), dá o dobro da quantidade de energia dissipada durante a rotação da magnetização. Em sistemas uniaxiais esta histerese é observada apenas numa pequena região de baixos valores de campo. Entretanto, em sistemas acoplados a histerese rotacional persiste mesmo em campo intensos (maiores do que $2K_{FM} / M_{FM}$), como mostra a figura 2.2(b).

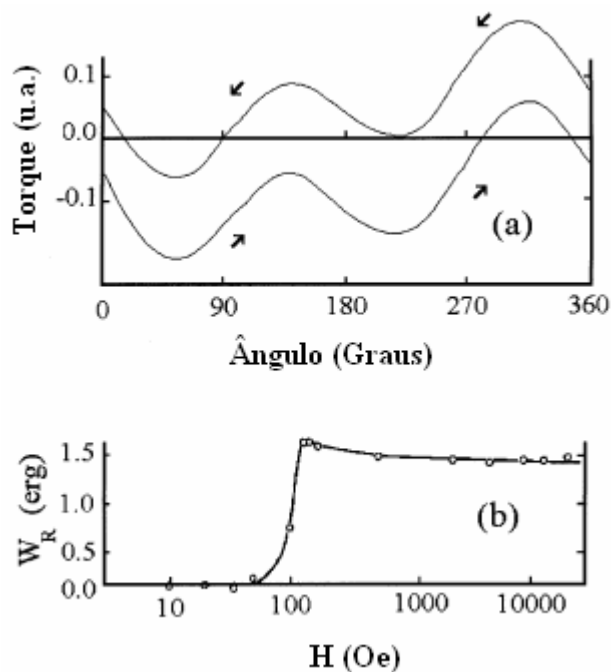


Figura 2.2 – (a) Dependência do torque sobre a magnetização com o ângulo θ entre o campo magnetizante e o eixo preferencial da anisotropia em uma bicamada de Co/CoO. (b) Energia perdida devido à histerese rotacional. Figura extraída de referência [73].

De um ponto de vista tecnológico, o fenômeno tem sido usado em diferentes aplicações. Por exemplo, o aumento da coercividade em pequenas partículas oxidadas possibilita que um compacto destas seja empregado na fabricação de ímãs permanentes [30] e meios de gravação de alta densidade [74]. Entretanto, a maioria das aplicações exige amostras

na forma de filmes finos. Por exemplo, pequenas áreas de uma bicamada FM-AF foram aquecidas até $T_N < T < T_C$ na presença de campos magnéticos estáticos com sentidos opostos ao campo de troca, previamente induzido, formando assim pequenas áreas com magnetização invertida que podem ser utilizadas para o armazenamento de informações magnéticas [75,76].

O efeito também é utilizado como estabilizador de domínios em cabeças de gravação baseadas no efeito magnetoresistência anisotrópica (AMR) [23]. Neste caso, camadas AF são depositadas nas bordas de um filme FM para evitar a formação de domínios e reduzem o nível de ruídos devido a saltos das paredes [39,77,78,79]. Além disso, o EB é aplicado em dispositivos do tipo válvulas de spin, utilizados na produção de cabeças de leitura magnética baseadas na GMR [38,80]. Este tipo de dispositivo consiste de dois filmes FM separados por uma camada não magnética. Um dos filmes FM é coberto por uma camada AF e exibe uma curva de magnetização deslocada, enquanto que o filme com magnetização livre tem uma curva de histerese convencional, simétrica em torno de $H = 0$, como mostra a figura 2.3 (a).

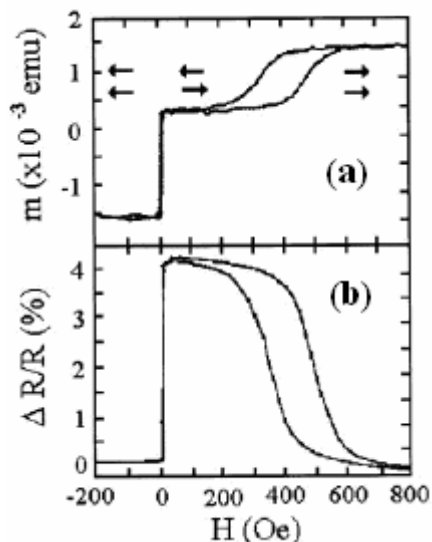


Figura 2.3 – Curva de histerese (a) e curva de magnetoresistência gigante (b) de uma válvula de spin ($\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}/\text{Cu}/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}/\text{FeMn}$), em temperatura ambiente. Figura extraída da referencia [24].

Quando as magnetizações nas camadas ferromagnéticas são paralelas, devido ao espalhamento dependente de spin, a resistência do sistema é mais baixa do que quando as magnetizações são antiparalelas, figura 2.3 (b). A importância deste sistema encontra-se no fato de que a transição de um estado de baixa para alta resistência ocorre num intervalo de baixos campos magnéticos de maneira que eles podem ser empregados na produção de cabeças de leitura magnética, sensores magnéticos e memórias magnetoresistivas.

Nesta tese foi demonstrada uma nova aplicação *exchange bias*. O acoplamento de troca foi utilizado para produzir efeitos de assimetria nas curvas de MI em multicamadas com

exchange bias. Uma relação semelhante à mostrada na figura 2.3 entre o laço de histerese assimétrico e a curva de GMR de uma válvula de spin, como será demonstrado no capítulo 5, pode agora ser obtida entre uma curva de magnetização estática e curvas de MI em diferentes frequências. Além de útil no desenvolvimento de novos materiais MI, esta nova possibilidade permite que o acoplamento de troca seja investigado através de medidas de MI, as quais por sua vez fornecem uma medida direta da permeabilidade transversal e suas características dinâmicas.

As características fenomenológicas e alguns efeitos relacionados ao *exchange bias* serão discutidos na seção 2.1, enquanto que na seção 2.2 serão discutidas as principais características estruturais e magnéticas de bicamadas do tipo NiO/NiFe e NiFe/FeMn. Na seção 2.3 uma revisão sobre os modelos teóricos do EB será apresentada e finalmente na seção 2.4 a dependência angular do *exchange bias* e o modelo teórico utilizado na interpretação dos dados serão discutidos.

2.1 Fenomenologia

O acoplamento que dá origem à anisotropia unidirecional é geralmente obtido por um procedimento de resfriamento em campo magnético, de um sistema com interface FM-AF, desde uma temperatura inicial acima de T_N , mas abaixo de T_C , ($T_N < T_i < T_C$) até uma temperatura final $T_f < T_N$ [29,30,31,32,33]. A curva de histerese do acoplamento FM-AM em $T < T_N$, após o resfriamento, é deslocada ao longo do eixo de campo, geralmente na direção oposta (negativa por convenção) a direção do campo de resfriamento. Outro importante aspecto comumente observado em bicamadas FM-AF é o aumento da coercividade após o acoplamento ser estabelecido. Estes dois efeitos desaparecem quando a temperatura do acoplamento é elevada até próximo a T_N , confirmando que é o AF que origina a anisotropia de troca.

A anisotropia de troca unidirecional e, conseqüentemente, o *exchange bias* podem ser qualitativamente entendidos assumindo a existência de uma interação de troca na interface FM-AF [32]. Quando um campo estático é aplicado em $T_N < T_i < T_C$, os momentos magnéticos do FM se alinham na direção do campo, enquanto os momentos AF permanecem paramagnéticos, figura 2.4(i).

Após o resfriamento até $T_f < T_N$, na presença de um campo, os momentos AF interfaciais se alinham ferromagneticamente com os momentos FM (assumindo uma interação ferromagnética), os momentos nos demais planos atômicos seguirão uma ordem AFM, afim de que a magnetização líquida no filme AF seja nula, figura 2.4(ii).

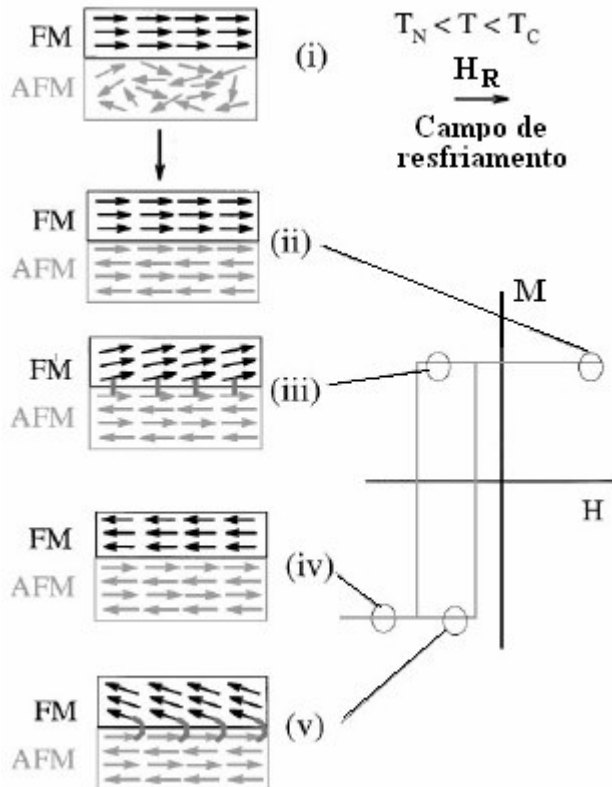


Figura 2.4 – (i-v) Ilustração da configuração dos momentos magnéticos interfaciais de uma bicamada FM-AFM em diferentes estágios da magnetização, segundo o modelo fenomenológico proposto por Meiklejohn e Bean [29,32]. Esse modelo assume que o acoplamento origina-se de momentos AF interfaciais fixos na direção do campo de resfriamento. Figura extraída da referência [30].

Quando o campo aplicado é invertido, os momentos FM iniciam um movimento de rotação. Se a anisotropia magnetocristalina do AF for suficientemente alta, os momentos AF permanecerão imóveis, figura 2.4(iii). Assim, devido à interação de troca os momentos interfaciais AF exercem um torque microscópico sobre os momentos FM, que tende a mantê-los na sua posição original, alinhados a interface e na direção do campo de resfriamento, figura 2.4(iii). Por isso, o campo necessário para inverter completamente a magnetização de um filme FM será maior se ele estiver em contato com um AF, já que é necessário um campo extra para superar o torque microscópico originado pelo acoplamento, figura 2.4(iv).

Tão logo o campo externo retorne a sua direção original, os momentos FM começarão a girar em um valor de campo menor, devido à interação de troca com os momentos AF, os quais, nesta situação, exercem um torque na mesma direção que o campo efetivo, figura 2.4(v). O FM se comporta com se existisse um campo de *bias*, por isso, a curva de histerese

do FM é assimétrica em relação ao eixo de campo, como mostra o ciclo de histerese ilustrado na figura 2.4.

Uma das principais características dos modelos precursores do EB, como o descrito acima, é que eles foram desenvolvidos sob a consideração de momentos magnéticos interfaciais colineares. Entretanto, foi determinado experimentalmente que isso nem sempre é verdade [40,81,82,83]. Muitos sistemas exibem um arranjo magnético microscópico em que os momentos AF se orientam perpendicularmente a direção fácil da anisotropia no FM, como ilustra na figura 2.5. São exemplos destes, bicamadas de FeMn/Fe₂₀Ni₈₀ [40], multicamadas de CoO/Fe₃O₄ [84], monocristais de CoO cobertos por filmes de Fe₂₀Ni₈₀ [82] e monocristais de FeF₂ (110) e FeF₂ (100) cobertos por filmes de Fe [81].

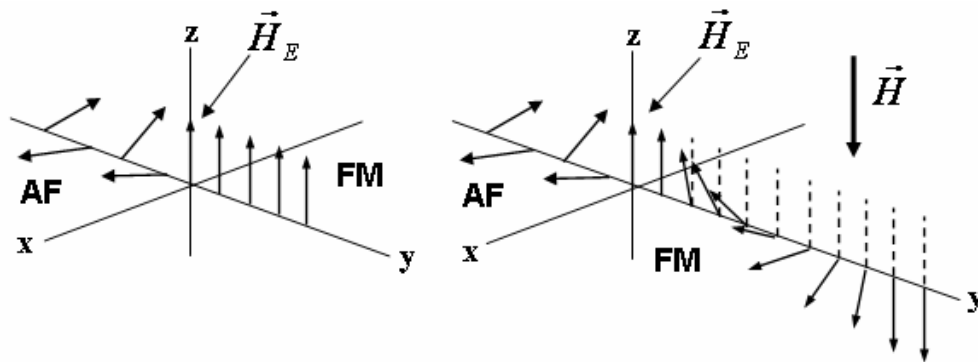


Figura 2.5 – Ilustração do arranjo magnético entre os momentos interfaciais, num acoplamento FM-AFM, segundo as referências [38, 108]. A figura a esquerda ilustra o acoplamento perpendicular entre os momentos AF e a direção do campo de troca. A figura a direita ilustra o efeito de um campo externo sobre os momentos FM. Se a anisotropia da camada AF for suficientemente intensa, o acoplamento entre elas dificulta a inversão dos momentos ferromagnéticos interfaciais dando origem à curva de histerese assimétrica e as demais manifestações magnéticas co-relacionadas à anisotropia de troca. Figura extraída de referência [85].

Outro aspecto importante do EB em bicamadas FM-AF é a sua dependência com a espessura das camadas magnéticas. Na grande maioria dos sistemas tem sido observado que o campo de troca é inversamente proporcional à espessura do ferromagneto, $H_E \propto 1/t_F$, induzindo a conclusão de que o EB é um fenômeno de interface [36,86,87,88]. Entretanto esta relação não é observada quando a espessura do FM é menor do que a espessura mínima de uma possível parede de domínios nesta camada ($\pi\sqrt{A/K}$, onde a A é a energia de troca e K a anisotropia magnetocristalina do FM), provavelmente, por que nesta escala a camada FM deve apresentar discontinuidades estruturais [30]. A espessura crítica depende da microestrutura e do processo de crescimento do sistema e deve variar de algumas dezenas até

poucas centenas de nm [89,90]. A figura 2.6 mostra a dependência do campo de troca e da coercividade com a espessura da camada FM no caso de uma bicamada de FeMn/Ni₈₀Fe₂₀, com a espessura do FeMn fixa em 50nm.

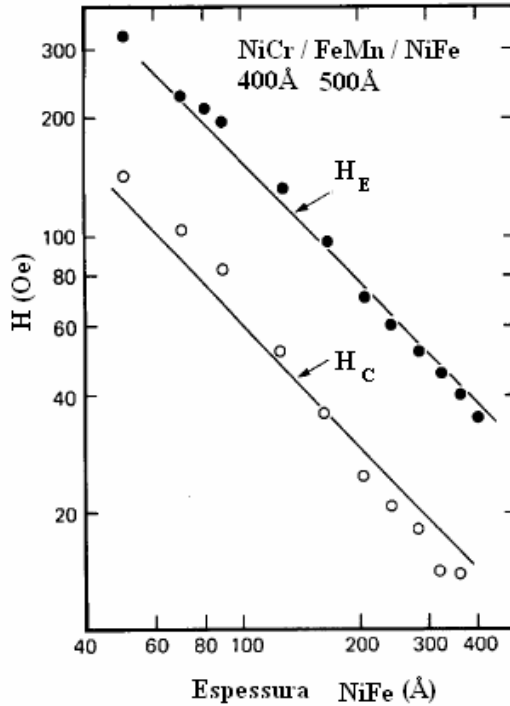


Figura 2.6 – Dados experimentais e teóricos mostrando a dependência do campo de troca e da coercividade em função da espessura da camada FM em uma bicamada de NiFe-FeMn. Figura extraída da referência [110].

A dependência do campo de troca com espessura do FM, mostrada na figura 2.6, pode ser descrita por um modelo simples que considera a energia magnética livre destes sistemas como [110]:

$$\frac{E}{\text{área}} = -M_F H t_F \cos \theta + K_F t_F \cos^2 \alpha - J \cos \alpha, \quad (2.5)$$

onde θ é o ângulo entre \mathbf{M}_F e o eixo z, o eixo ao longo do qual o campo estático é aplicado. O primeiro termo refere-se à interação Zeeman, o segundo a anisotropia uniaxial e o último a anisotropia unidirecional, sendo J a constante de troca. A minimização desta energia leva a uma expressão para o campo de troca da seguinte forma

$$H_E = -\frac{J}{M_S t_F}. \quad (2.6)$$

Esta expressão prediz que num acoplamento FM-AF o campo de troca deve ser proporcional ao inverso da espessura do filme FM, os dados experimentais na figura 2.6 foram ajustados, no trabalho citado, usando os valores $M_F = 500 \text{emu/cm}^3$ e $J = 0.075 \text{mJ/m}^2$ na equação (2.6) [103].

Já a dependência do *exchange bias* com a espessura do AF não é tão clara. Em geral observa-se que para espessuras acima de 20 nm (este valor depende da amostra), o campo de troca é independente deste parâmetro. Quando a espessura é reduzida o campo de troca diminui abruptamente e torna-se nulo em espessuras suficientemente pequenas, como mostra a figura 2.7 para o caso de um bicamada de Ni₈₀Fe₂₀/FeMn, com a espessura do FM fixa em 40nm.

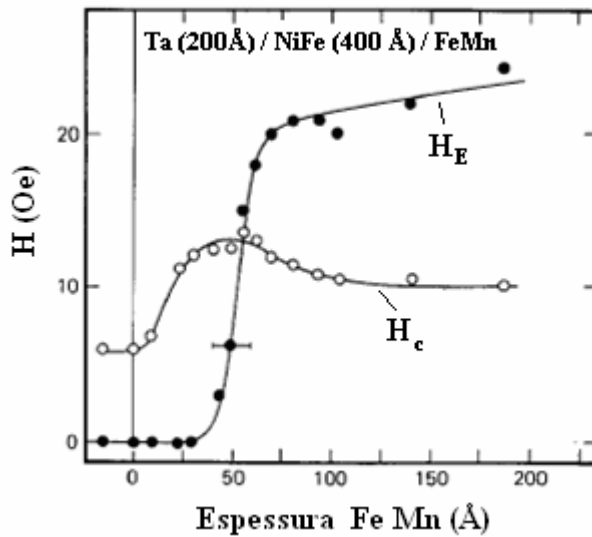


Figura 2.7 – Dependência do campo de troca e da coercividade em função da espessura do FeMn. Figura extraída da referência [110].

Como o acoplamento de troca é fortemente dependente da anisotropia magnetocristalina, é interessante considerar duas situações especiais. Quando a anisotropia magnetocristalina do AF é fraca, ou seja, $K_A t_A \ll J$, onde K_A é a constante de anisotropia uniaxial e t_{AF} é a espessura do AF, os momentos FM e os momentos AF respondem em conjunção a ação de um campo externo, de maneira que o EB não é observado. A condição acima define a espessura crítica do filme AF, abaixo da qual o efeito não é observado:

$$t_A \leq \frac{J}{K_A} = t_A^c \quad (2.1)$$

A figura 2.7 mostra a dependência do campo de troca e da coercividade em função da espessura do filme AF de uma bicamada de Ni₈₀Fe₂₀/40nm/FeMn em função da espessura do FeMn. Como pode ser visto, neste caso, a espessura crítica é de aproximadamente 5nm, de maneira que se $K_A \approx 2 \times 10^4 \text{ mJ/m}^3$ então $J \approx 0.1 \text{ mJ/m}^2$. Neste regime, os momentos AF podem ser deslocados do seu eixo preferencial durante a inversão dos momentos FM, uma vez que a fraca anisotropia do AF não é suficiente para barrar os seus movimentos, como ilustra a figura 2.8(a), e a anisotropia unidirecional não é observada.

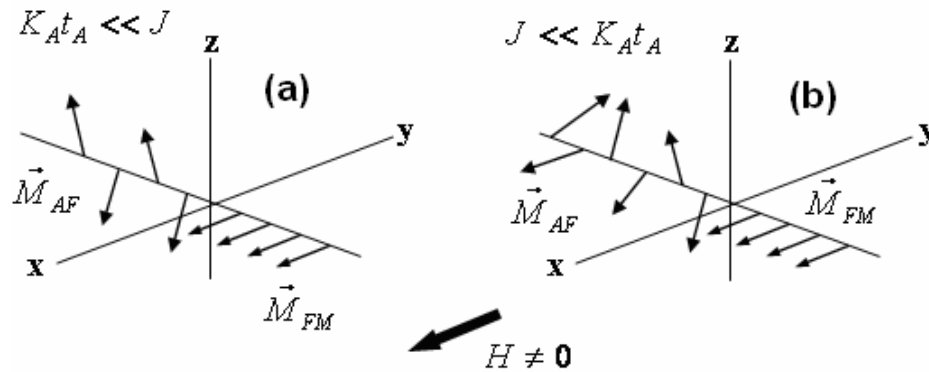


Figura 2.8 – Ilustração da resposta dos momentos AF em um acoplamento FM-AF, com a reorientação da magnetização na camada FM, em dois casos limites: (a) a anisotropia magnetocristalina do AF é muito mais fraca do que a interação de troca, neste caso os momentos AF seguem o alinhamento dos momentos FM e nenhum deslocamento do laço de histerese pode ser observado, (b) quando a anisotropia magnetocristalina do AF é muito maior do que a interação de troca, neste caso apenas os momentos AF interfaciais são deslocadas da sua posição original em $H = 0$ (ver figura 2.5 à esquerda). Figura extraída da referência [85].

A coercividade no limite de baixas espessuras será determinada pelo processo de magnetização que exigir maior custo energético: a rotação coerente da magnetização do FM contra a sua anisotropia K_F , neste caso [85]:

$$H_c \leq 2 \frac{K_F}{M_F}, \quad (2.2)$$

ou pela rotação da magnetização do AF contra a sua anisotropia K_A , e neste caso [85]

$$H_c = 2 \frac{K_A t_A}{M_F t_F}. \quad (2.3)$$

Por outro lado, se anisotropia magnetocristalina do AF for intensa, tal que, $K_A t_A \gg J$, quando a magnetização do FM for orientada em sentido contrário ao do campo de resfriamento ela deslocará em relação ao eixo preferencial apenas os momentos AF interfaciais, como ilustrado na figura 2.8 (b). Neste caso a coercividade pode ser calculada pela fórmula [85]

$$H_c = 2 \frac{K_A \delta_A}{M_F t_F} \approx \frac{\sigma_{dw}^A}{2M_F t_F}, \quad (2.4)$$

onde δ_A representa a espessura de uma parede de domínios na camada AF e o último termo à direita representa a energia associada à formação desta parede. Substituindo na equação (2.4) $\delta_A = 1nm$, $K_A \approx 10^4 J/m^3$ e $M_F t_F = 2 \times 10^3 emu/cm^2$ obtém-se $H_c \sim 10$ Oe similar ao valor observado na figura 2.7 no ramo do gráfico onde a coercividade é independente da espessura.

Devido à natureza interfacial da anisotropia unidirecional, o campo de troca é fortemente influenciado pela configuração dos momentos magnéticos interfaciais. Neste sentido, dois principais temas têm sido tratados. A influência da estrutura magnética do plano AF interfacial, compensada ou descompensada, e a orientação dos momentos AF, no plano ou fora do plano interfacial. O principal problema neste tipo de análise é determinar experimentalmente a real configuração magnética em escala atômica. Em uma interface AF compensada o momento magnético total na superfície é zero. Em contrapartida, se o arranjo dos momentos AF é tal que a magnetização superficial é diferente de zero, a superfície é dita descompensada. Pensando em termos macroscópicos, parece difícil que ocorra uma interação entre a magnetização da camada FM com a magnetização nula da camada AF. Entretanto, como tem sido experimentalmente observado, todos os sistemas com superfícies compensadas, exibem campos de troca consideráveis. Por exemplo, o CoO (100), o NiO (100), o NiO (110), o FeF₂ (110), o FeF₂ (101), o MnF₂ (110), o FeMn (111), e o FeMn (001) [30]. Embora esta característica pareça estranha, alguns modelos justificam o fato considerando a formação de domínios na camada AF, o acoplamento não colinear entre os momentos magnéticos interfaciais, a transferência de ondas de spin entre as camadas ou a existência de momentos AF residuais não compensados na interface [31]. Quanto à orientação dos momentos AF interfaciais, usualmente, os modelos teóricos assumem que eles localizam-se no plano interfacial. Entretanto em certos materiais estes momentos apontam perpendicularmente ao plano interfacial (como ilustrado na figura 2.5), como é o caso do FeF₂ (101), do FeF₂ (001), do FeMn (111), do FeMn (001) e do FeMn (001) [30]. No presente trabalho, os dados experimentais referentes ao *exchange bias* serão analisados em termos do comportamento macroscópico da magnetização. Quanto à cristalinidade dos sistemas investigados, as evidências foram obtidas a partir de espectros de difração de raios-x, os quais indicaram diferentes texturas tanto nas camadas AF quanto nas camadas de NiFe, como será discutido e apresentado no capítulo 5.

Quanto à dependência do efeito com as rugosidades interfaciais, em filmes finos texturizados, a maioria dos trabalhos aponta para um decréscimo do campo de troca com o aumento das rugosidades, apesar de alguns sistemas serem insensíveis ao nível de rugosidade e outros comportarem-se de maneira oposta. Este comportamento parece independente da estrutura magnética interfacial, isto é, compensada ou descompensada, ou da orientação dos momentos AF em relação à interface, perpendiculares ou paralelos. Por outro lado, o efeito oposto tem sido observado em materiais FM acoplados a materiais AF, com estrutura monocristalina, tanto no caso de superfície compensada quanto no caso superfície

descompensada, indicando que a microestrutura desempenha um papel importante sobre a anisotropia de troca. Estes resultados podem ser intuitivamente compreendidos, no caso de um AF, com superfície descompensada, da seguinte forma. As rugosidades criam pequenas regiões com magnetizações aleatoriamente orientadas de forma que o número total de momentos AF prendendo os momentos FM superficiais, em uma determinada direção, é reduzido pelo aumento das imperfeições, conseqüentemente, diminuindo também o campo de troca. Este modelo simples não é aplicável a superfícies compensadas, já que estas continuam compensadas independentemente das rugosidades. Neste caso a magnitude do campo de troca deve permanecer inalterada ou mesmo aumentar com o crescimento das imperfeições.

Ainda quanto à estrutura, em muitos sistemas o filme AF pode ser texturizado, ou seja, exibir uma direção de crescimento preferencial e o campo de troca pode depender do grau de cristalinidade do material. Quando o AF é texturizado em uma única orientação, geralmente o campo de troca aumenta com o aumento da cristalinidade. Por outro lado, quando uma nova orientação aparece, devido a mudanças nas condições de crescimento dos filmes, o campo de troca muda drasticamente, sem seguir qualquer tipo de tendência.

Com o aumento das impurezas na interface a magnitude do campo de troca tende a decrescer. Estudos sistemáticos realizados em bicamadas de FM-AF, mostram que o campo de troca diminui com o aumento da espessura de uma camada metálica, depositada entre os filmes magnéticos. O interessante neste caso é que o campo de troca não se anula para pequenas espessuras da camada metálica, como seria de se esperar no caso de um efeito puramente interfacial, sendo necessário uma camada metálica de alguns nm para cancelar o EB.

É fato bastante conhecido que o campo de troca se anula acima de certa temperatura, chamada temperatura de bloqueio T_B . A origem deste efeito deve estar relacionada, pelo menos em parte, ao tamanho dos grãos, caso existam, e a espessura do AF, através de um efeito dimensional. Isso significa que se o tamanho de grão, ou a espessura da camada, for menor do que uma dimensão característica do AF, tal como a largura de uma parede de domínio ou o comprimento de correlação, que por sua vez depende do tipo de sistema, a temperatura de Néel do AF será consideravelmente reduzida. Esta hipótese é suportada pelo fato que sistemas compostos por monocristais AF e filmes AF espessos, com grãos relativamente grandes, tendem a ter $T_B \approx T_N$, enquanto que em bi-camadas com um filme AF fino tem $T_B < T_N$. Além disso, anisotropia magnetocristalina da camada AF deve diminuir quando a sua espessura decresce, de forma que uma redução na temperatura de bloqueio deve

ser esperada. Ou seja, quanto menor for a intensidade da anisotropia do AF menor será o campo de troca, conseqüentemente a temperatura de bloqueio do sistema torna-se menor do que a temperatura de Néel do AF.

Outra intrigante característica, presente em muitas bicamadas do tipo FM-AF, é a diminuição do campo de troca com o número de medidas, uma propriedade denominada efeito *training*. Este efeito parece estar relacionado com a reorientação parcial dos domínios AF com cada ciclo completo da magnetização FM. A sua origem pode estar relacionada ao crescimento de uma estrutura de momentos magnéticos metaestável, ou a uma magnetização termoremanente induzida na camada AF, ou ainda pode ser causada por flutuações térmicas quando $K_{AtA} \ll k_B T$.

A coercividade de uma bicamada FM-AF geralmente aumenta após o processo de resfriamento em campo. Provavelmente esta propriedade está associada com a intensidade da anisotropia magnetocristalina da camada AF, uma vez que entre sistemas fisicamente semelhantes, ou seja, com camadas magnéticas com espessuras similares, contendo materiais AF semelhantes, como por exemplo, NiO e CoO ou FeF₂ e MnF₂, naqueles onde a anisotropia do AF é maior a coercividade tende a ter um maior crescimento. Além disso, a coercividade também deve ser afetada pela microestrutura da camada FM, a qual é uma propriedade particular de cada sistema. Este aumento da coercividade pode ser compreendido da seguinte forma. No caso de uma camada AF com fraca anisotropia cristalina, quando os momentos FM são deslocados da posição de equilíbrio em $H = 0$ pela ação de um campo externo, devido ao acoplamento interfacial, eles deslocam irreversivelmente os momentos AF da sua direção preferencial, aumentando assim a coercividade da camada FM. Quando a anisotropia do AF é suficientemente intensa os momentos FM se desacoplam dos momentos AF diminuindo consideravelmente a coercividade. Uma conseqüência da influência da anisotropia do AF sobre a coercividade do FM é o pico usualmente observado quando a temperatura aproxima-se da temperatura de bloqueio, como mostra a figura 2.9 para o caso de uma bicamada com FeF₂ como material AF. Próximo a T_B a anisotropia do AF diminui. Quando isto acontece, os momentos FM tornam-se capazes de modificar a orientação dos momentos AF, aumentando assim a coercividade. Acima de T_B o AF torna-se paramagnético e passa a não influenciar na magnetização do FM, de forma que a coercividade diminui consideravelmente.

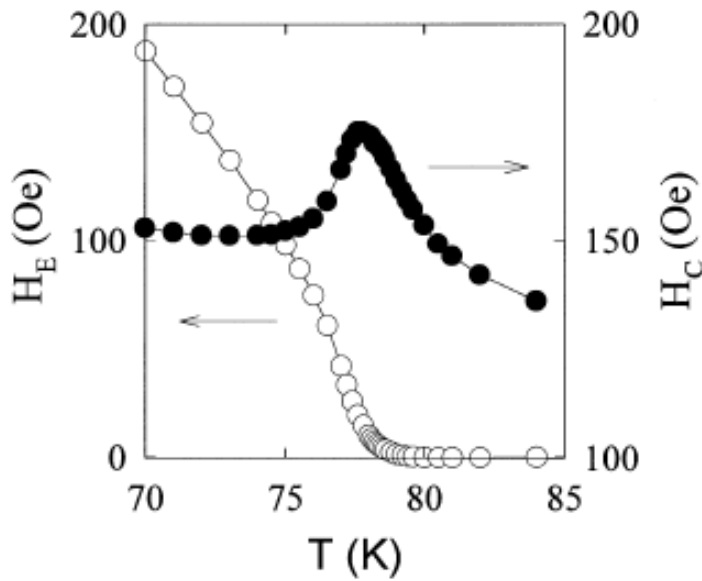


Figura 2.9 – Dependência do campo de troca e da coercividade com a temperatura para uma bicamada de FeF2 com acoplamento de troca. O pico em $T \sim T_B$ esta associada à mudança de fase magnética que ocorre no AF próximo a T_B . Figura extraída de referência [30].

Um comportamento similar tem sido observado em medidas de histerese rotacional, no caso de alguns sistemas, o que indica que a coercividade e a histerese rotacional devem ser diferentes manifestações das perdas produzidas durante a magnetização da camada FM geradas pelo acoplamento entre os momentos FM e AF. Este efeito também pode ser observado na relação entre a coercividade e a espessura do filme AF como mostra a figura 2.7 para o caso de uma bicamada de NiFe(400Å)/FeMn. Neste caso quando a espessura do AF decresce a sua anisotropia efetiva, K_{AtA} , também é reduzida e a coercividade aumenta até um valor máximo, diminuindo abruptamente com uma posterior diminuição da espessura.

2.2 Filmes finos

Nos últimos 20 anos o interesse pelo *exchange bias* em acoplamentos do tipo FM-AF cresceu intensamente. O motivo disso está no fato de que o campo de troca sobre um filme FM fino produzido pelo acoplamento interfacial como um filme AF tem uma aplicação extremamente útil na tecnologia de leitura de informações em meios magnéticos. Atualmente os dados digitais armazenados em um disco rígido de alta densidade são detectados por uma cabeça de leitura que emprega um filme FM (*permalloy*) cuja resistência varia com a magnitude e a direção do pequeno campo magnético acima do *bit* gravado, esta dependência da resistência com o campo é denominada magnetoresistência. Para tornar linear o sinal bipolar da MR e minimizar o nível dos ruídos Barkhausen, a direção da magnetização no

filme FM deve ser aprisionada por um campo de *bias*. Nas modernas cabeças de leitura para meios de gravação de alta densidade o campo de *bias* sobre o filme ferromagnético é obtido através do acoplamento interfacial deste com um filme antiferromagnético (FeMn). A maioria dos filmes AF utilizados nestes dispositivos (válvulas de spin) são ligas metálicas a base de Mn, particularmente ligas de FeMn. Mais recentemente, cabeças de leitura usando materiais mais robustos, como NiO por exemplo, têm sido investigadas. Nesta seção serão discutidas as principais características de materiais antiferromagnéticos isolantes (óxidos) e metálicos (ligas base de Mn).

A maioria dos estudos utilizando sistemas *exchange bias* compostos por um material AF isolante envolvem monóxidos, tais como NiO, CoO e $\text{Ni}_x\text{Co}_{(1-x)}\text{O}$. Os monóxidos tem uma estrutura FCC em temperaturas acima de T_N a qual é levemente distorcida em temperaturas abaixo desta [91]. No NiO a estrutura sofre uma contração romboédrica ao longo da direção [111], enquanto o CoO sofre uma contração tetragonal ao longo da direção [100]. No caso de materiais *bulk*, a temperatura de Néel do CoO é 293 K (20° C), a do NiO é 525 K (252° C) e a do $\text{Ni}_x\text{Co}_{(1-x)}\text{O}$ varia proporcionalmente a x [92]. Acima de T_N os monóxidos são paramagnéticos. Abaixo de T_N eles ordenam-se com momentos magnéticos paralelos sobre os planos (111) e com direções antiparalelas em outros planos. Este fato é ilustrado na figura 2.10.

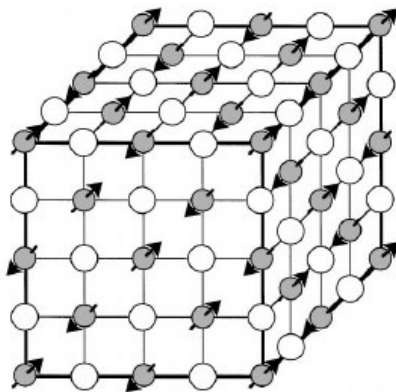


Figura 2.10 – Ilustração da estrutura química e magnética do $\text{Ni}_x\text{Co}_{(1-x)}\text{O}$. As esferas cinza representam os átomos de Co com seus respectivos momentos magnéticos e as esferas brancas os átomos de oxigênio. Figura extraída da referência [92].

Os momentos AF podem ser mais facilmente invertidos dentro dos planos (111) do que fora deles. Assim, duas constantes de anisotropia podem ser determinadas, K_1 para a rotação fora do plano (111) e K_2 para rotações dentro deste plano. Embora existam muitas incertezas a respeito dos valores corretos de K_1 e K_2 , não há dúvida de que ambos são muito maiores para o CoO do que para o NiO. Por exemplo, para o CoO foi calculado que $K_1 \approx 2.7 \times 10^8 \text{ erg/cm}^3$ [93], enquanto que $K_2 < 2 \times 10^5 \text{ erg/cm}^3$ foi obtido em 4.2 K [94].

Para o NiO os valores relatados para K_1 estão entre 1 e 5×10^6 erg/cm³ [95,94,96], enquanto que K_2 varia entre 0.1 e 5 % de K_1 [92].

Segundo Berkowitz e Takano [31], algumas afirmativas podem ser feitas a respeito do EB em acoplamentos entre um filme AF isolante (monóxido) e um ferromagneto metálico. Por exemplo: (i) a densidade de momentos antiferromagnéticos interfaciais determina a magnitude do campo de *bias*, (ii) o campo coercivo aumenta com a diminuição da energia de anisotropia do material antiferromagnético e (iii) efeitos posteriores termicamente ativados são frequentemente observados e (iv) em sistemas do tipo $Ni_xCo_{(x-1)}O$ a temperatura de bloqueio T_B muda linearmente com x desde T_B do CoO até T_B do NiO. Para $x > 20$ a razão $H_{eb}/H_c > 1$, uma condição necessária para os acoplamentos utilizados em cabeças de leitura magnética.

Foi demonstrado por Takano e co-autores [97] que em bicamadas de CoO/NiFe policristalinas a densidade de momentos antiferromagnéticos descompensados é um dos fatores determinantes da magnitude do campo de *bias*. Eles demonstraram, tanto experimentalmente quanto analiticamente, que a densidade de momentos antiferromagnéticos interfaciais descompensados é inversamente proporcional ao diâmetro médio dos grãos antiferromagnéticos e que, menores grãos interfaciais (ou seja, maior densidade de momentos descompensados) produzem um campo de *bias* mais intenso. Por outro lado estes autores mostraram que numa bicamada de CoO(111)/NiFe o campo de *bias* cresce com o aumento do nível de rugosidade interfacial (uma vez que a densidade de momentos descompensados aumenta).

O alto valor de T_N do NiO ($\sim 250^\circ$ C) faz deste material muito atrativo para aplicações comerciais. Entretanto sua baixa anisotropia cristalina limita o campo de *bias* e aumenta a coercividade quando o acoplamento de troca é maior do que a energia magnética do AF [92]. Alguns trabalhos têm confirmado esse comportamento. Por exemplo, Lee e co-autores [98], compararam resultados experimentais obtidos com bicamadas de NiO-NiFe epitaxiais, crescidas sobre substratos de MgO (100), (110) e (111), com bicamadas de NiO-NiFe policristalinas. Eles concluíram que o tipo de textura dominante não é um fator determinante do campo de *bias* e que o crescimento do nível de rugosidade interfacial aumenta a coercividade. Han e co-autores [99], num trabalho similar, concluíram que o baixo nível de rugosidades interfaciais é um dos requisitos para manter a coercividade baixa em bicamadas de NiO-NiFe e que o campo de *bias* é insensível a textura neste tipo sistema. Entretanto, Michel e co-autores [100] comparam o comportamento de bicamadas de NiO-NiFe epitaxiais, crescidas perpendicularmente ao plano (001) com bicamadas policristalinas, eles encontraram

que o acoplamento nos policristalinos tem um campo de *bias* maior do que nas amostras epitaxiais. Eles sugeriram que uma anisotropia de superfície associada a momentos interfaciais com uma dinâmica irreversível é capaz de explicar o comportamento observado. Eles também chamaram a atenção para a possível existência de rugosidades interfaciais, tensões internas e domínios na camada AF, que podem produzir frustrações na camada interfacial.

A maioria das aplicações da anisotropia de troca em dispositivos sensores de campo faz uso de filmes antiferromagnéticos metálicos, geralmente ligas a base de Mn. Num dos trabalhos precursores sobre o tema, Hempstead e co-autores mostraram que um campo de bias intenso e uma razão $H_{eb}/H_c \gg 1$ podem ser obtidos quando um filme de FeMn na fase γ (FCC) é crescido sobre um filme de *permalloy* [77]. Eles mostraram que a fase γ do FeMn se mantém estável em filmes finos e pode ser obtida sob um substrato de NiFe FCC mesmo sem nenhum tipo de tratamento.

Por outro lado, Jungblut e co-autores [36], demonstraram que em bicamadas de NiFe/FeMn altamente texturizados (crescido por MBE) o campo de *bias* e a coercividade são fortemente dependentes da orientação cristalográfica dos materiais magnéticos. Eles mostraram que uma bicamada com orientação [111] é altamente favorável para a obtenção de um H_{eb} máximo e um H_c mínimo. Por outro lado, nenhuma relação entre a natureza da interface, compensada ou descompensada, e a intensidade do acoplamento e da coercividade foi observada.

A fase γ antiferromagnética do FeMn é FCC, e estende-se de 30 - 55% de Mn em temperatura ambiente, além disso, T_N aumenta de 425-525 K com o aumento da concentração de Mn neste intervalo [101]. Na maioria dos casos, ligas com 50 % ou mais de Mn são utilizadas para aumentar T_N e conseqüentemente T_B . Os átomos de Fe e de Mn ocupam os sítios da rede de maneira aleatória. Os átomos nas posições (0, 0, 0), (0, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}$), ($\frac{1}{2}$, 0, $\frac{1}{2}$) e ($\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}$, 0) formam um tetraedro e os momentos magnéticos destes átomos encontram-se dirigidos ao longo de quatro direções [111] apontando para o centro deste tetraedro [101]. Por outro lado, quando a camada FM utilizada for o *permalloy* FCC ($Ni_{81}Fe_{19}$), a coercividade do sistema será menor se o FeMn for depositado sobre o *permalloy* do que quando a ordem de deposição é invertida e o FeMn não é depositado sobre um substrato FCC. Kung e co-autores [102] investigaram a ordem da deposição e a influência da espessura do FeMn em tri-camadas de NiFe(60nm)/FeMn(4-40nm)/NiFe(30nm)/Ta(20nm). Os acoplamentos inferior e superior podem ser diretamente diferenciados por medidas de histerese. A densidade de energia

interfacial unidirecional, $\Delta\sigma$, é geralmente definida por $H_E = \Delta\sigma / M_{FM} t_{FM}$, onde t_{FM} é a espessura do filme FM. Para a interface inferior, $\Delta\sigma$ e T_B inicialmente crescem com a espessura do FeMn e tornam-se constantes para espessuras entre 8 e 16 nm. Para a interface superior, $\Delta\sigma$ e T_B inicialmente crescem, mas passam a decrescer em espessuras acima de 12 e 36 nm. Kung e co-autores determinaram que o tamanho médio dos grãos crescesse com a espessura do FeMn e sugeriram que os aumentos iniciais em $\Delta\sigma$ e T_B são devidos ao aumento médio no tamanho de grão e que o decréscimo quando as camadas de FeMn são suficientemente espessas ocorrem devido ao aumento nas rugosidades e a perda da fase γ . Jungblut e co-autores investigaram a influência da orientação interfacial sobre o campo de *bias* e a coercividade em bicamadas epitaxiais de $Ni_{80}Fe_{20}/Fe_{50}Mn_{50}$ [103]. Eles descreveram as diferentes estruturas magnéticas associadas aos diferentes planos do FeMn: (001), (111) e (110). A figura 2.11 mostra a distribuição dos momentos para os diferentes planos citados.

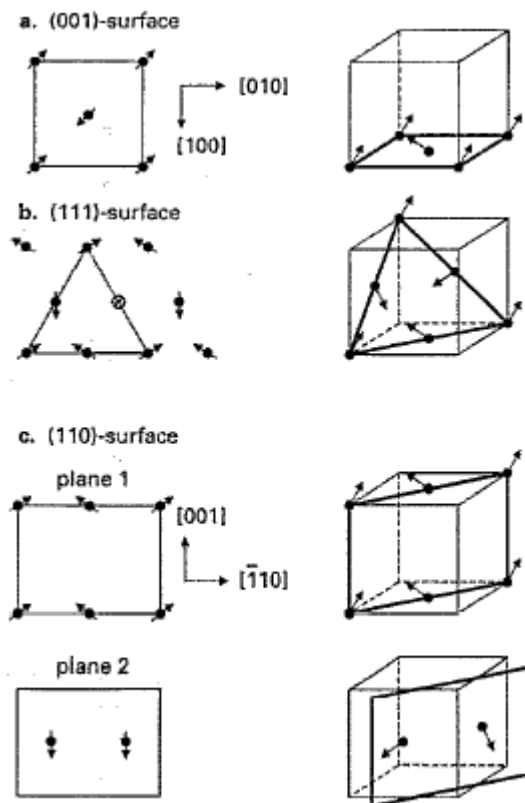


Figura 2.11 – Estrutura de spin do FeMn na fase γ (FCC) segundo o modelo $\langle 111 \rangle$ para diferentes planos cristalográficos. Figura extraída da referência [36].

No plano (111) os momentos são dirigidos $\pm 19.5^\circ$ e $\pm 90^\circ$ para fora do plano, com suas componentes no plano se compensando mutuamente. Nos planos (001) os momentos estão $\pm 35.3^\circ$ fora do plano e apontam ao longo das direções [110] e $[-110]$. Neste caso, o momento magnético resultante no plano é também completamente compensado. Nos planos (110)

existem duas diferentes camadas. Um tipo de camada tem seus momentos no plano se na outra camada os momentos estiverem $\pm 54.7^\circ$ para fora do plano. Em contraste, nas outras duas superfícies há um momento líquido ao longo da direção [100], de maneira que o plano (110) não é compensado. Estes autores cresceram bicamadas de NiFe/FeMn epitaxiais com orientações [001], [111] e [110], variando a espessura do FM e do AF. As conclusões gerais destes autores foram que enquanto H_{eb} e H_c dependem fortemente da orientação de crescimento, não existe nenhuma indicação de que a natureza compensada ou descompensada de uma interface ideal desempenhe um papel significativo na determinação destas propriedades.

2.3 Modelos teóricos

Nesta seção, após algumas considerações a respeito dos primeiros modelos teóricos propostos para tentar explicar algumas características básicas do EB, a atenção será focalizada sobre trabalhos mais recentes. Os modelos precursores foram baseados na hipótese de que no equilíbrio ($H = 0$) a interface FM-AFM, num sistema EB, exibe uma estrutura de momentos colineares, como mostra a figura 2.12.

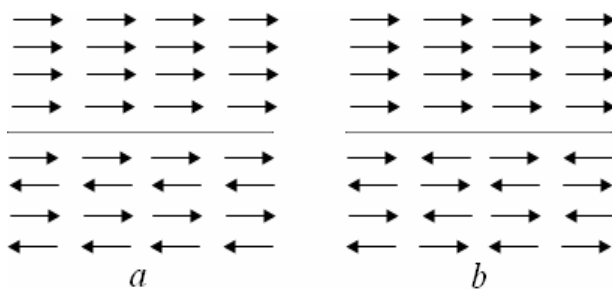


Figura 2.12 – Modelo ideal de uma interface FM-AFM com uma estrutura de momentos magnéticos colineares (paralelos entre si e ao plano interfacial).

Entretanto, sabe-se hoje que a estrutura dos momentos magnéticos interfaciais é muito mais rica e complexa do que o caso ideal mostrado acima, como ilustra, por exemplo, a figura 2.12.

A primeira tentativa de modelar o EB foi feita por Meiklejohn e Bean [21]. Eles assumiram que os momentos magnéticos, tanto no meio FM quanto no AFM, mudam coerentemente de direção em relação ao eixo fácil da anisotropia, e escreveram a energia interfacial da seguinte forma:

$$E = -HM_{FM}t_{FM} \cos(\theta - \beta) + K_{FM}t_{FM} \text{sen}^2(\beta) + K_{AF}t_{AF} \text{sen}^2(\alpha) - J_{FM/AF} \cos(\beta - \alpha) \quad (2.7)$$

onde H é a intensidade do campo magnético aplicado, M_{FM} a magnetização de saturação do FM, t_F e t_{AF} são as espessuras das camadas FM e AFM. As constantes de anisotropia do FM e do AFM são K_F e K_{AF} , $J_{F/AF}$ é a constante de troca interfacial, enquanto que α é o ângulo entre \vec{M}_{AF} e o eixo de anisotropia do AFM. β é o ângulo entre \vec{M}_F e o eixo de anisotropia do FM e θ é ângulo entre \vec{H} e o eixo de anisotropia do FM. Desprezando a anisotropia do FM, que usualmente é muito menor do que a do AFM, e minimizando a energia livre, definida pela fórmula (2.7), em relação à α e β , estes autores obtiveram a seguinte expressão para o campo de bias:

$$H_E = \frac{J_{F/AF}}{a^2 M_F t_F}, \quad (2.8)$$

onde a é o parâmetro de rede do FM. A principal deficiência deste modelo é que quando a relação $J_F \gg J_{F/AF} \gg J_{AF}$ é verificada o valor de H_{eb} , obtido através da fórmula (2.8) é duas ordens de grandeza maior do que os valores observados experimentalmente.

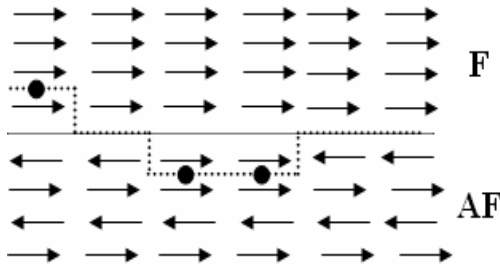


Figura 2.12 – Representação de uma distribuição de defeitos interfaciais em um sistema com EB, como idealizado por Malozemoff.

Néel formulou um modelo para o EB aplicável a sistemas constituídos por uma camada AFM descompensada e fracamente anisotrópica, acoplada, ferromagneticamente, com um material FM plano. Este modelo assume que os momentos magnéticos do FM e do AFM encontram-se perfeitamente alinhados paralelamente a interface [104]. Adotando o parâmetro de rede $a = 1$ como unidade de comprimento, a condição para \vec{m}_i estar em equilíbrio é:

$$JS^2 \left[\text{sen} \frac{1}{2} (\theta_{i+1} - \theta_i) + \text{sen} \frac{1}{2} (\theta_{i-1} - \theta_i) \right] - 2K \text{sen} \theta_i = 0, \quad (2.9)$$

onde $\frac{1}{2} \theta_i$ é o ângulo entre \vec{m}_i e o eixo de fácil magnetização, e J e K foram definidos na equação (2.7). Numa aproximação contínua o conjunto de equações diferenciais definidas por (2.9) torna-se uma equação diferencial:

$$JS^2 \frac{d^2\theta}{di^2} - 4K\text{sen}\theta = 0. \quad (2.10)$$

Este modelo prevê que, sob certas condições, deve haver a formação de domínios em ambos os lados da interface. No entanto, a aproximação contínua exige que as espessuras das camadas FM e AFM tenham certa espessura mínima. Por exemplo, no caso do ferro, um filme com espessura superior a 1000 Å é necessário para a aplicação do modelo. Por isso, a aplicação deste em filmes finos, que atualmente são produzidos por técnicas extremamente avançadas, que permitem o controle relativamente precisa da estrutura interfacial, deve ser restrita e feita com certos cuidados [105].

Em 1987 Malozemoff [106] publicou um modelo para EB baseado na hipótese da existência de rugosidades na interface FM-AFM, como ilustradas na figura 2.12. Estas imperfeições, aleatoriamente distribuídas pela interface, dão origem a campos magnéticos aleatórios que atuam sobre os momentos magnéticos interfaciais do FM, gerando a anisotropia unidirecional, que produz a assimetria no laço de histerese. A expressão para H_{eb} , obtida através da aplicação deste modelo, consegue diminuir a magnitude de H_{eb} em duas ordens de grandeza em relação ao valor obtido pela fórmula (2.8), e é dada por:

$$H_e = \frac{2}{M_F t_F} \sqrt{\frac{J_{AF} K_{AF}}{a}} \quad (2.11)$$

O fator de redução em relação à estimativa original é $2a/\sqrt{J/aK}$, que corresponde à razão entre $2a$ e a largura dw de uma parede de domínio, uma vez que $dw \approx \sqrt{J/aK}$ [107]. A redução da razão a/dw permite a formação de paredes de domínios AFM próximas à interface.

Apesar de fornecer uma estimativa razoável para H_{eb} , este modelo é dependente da concentração de defeitos na interface, fato este, que não é observado experimentalmente [105]. No entanto, ele foi posteriormente revisto e estendido por Schultess e Butler [108,109], como será visto a seguir.

O modelo de Mauri [110] assume a validade das seguintes hipóteses: (i) ocorrência de um acoplamento FM através de uma interface FM-AFM perfeitamente plana, (ii) planos atômicos interfaciais com magnetizações paralelas no equilíbrio ($H = 0$), (iii) FM com espessura muito menor do que a largura de uma parede de domínios no AFM e (iv) formação de paredes de domínios no AFM, que impõem um limite superior à energia de acoplamento, de maneira que H_{eb} atinge apenas valores muito menores do que àquele calculado pela equação (2.8). Entretanto, as considerações (i), (ii) e (iv) são, no mínimo, discutíveis [105]. Por exemplo, um acoplamento AFM em muitos casos pode ser mais provável do que um FM.

De fato, Nogués e co-autores confirmaram experimentalmente que um acoplamento interfacial AFM é necessário para a observação de um $H_{eb} > 0$ [111].

Por outro lado, o modelo não explica como uma interface perfeitamente compensada pode gerar um H_{eb} tão grande e até maior do que uma não compensada. Além disso, como calculado por Koon [112] e confirmado experimentalmente por Moran e co-autores [81] e por Ijiri e co-autores [84], os momentos FM próximos à interface devem ser ortogonais a direção de fácil magnetização do AFM. Finalmente, a formação de uma parede de domínios no AFM é energeticamente favorável, somente se a anisotropia do AFM for suficientemente pequena, senão, a nucleação de uma parede no FM é mais provável, como experimentalmente inferido nas referências [113,111,114] e teoricamente explicado nas [115,116].

Koon em 1997 [112] tentou explicar o EB em filmes finos com interface compensada via uma abordagem micromagnética. Ele estabeleceu com base em um modelo de Heisenberg que no estado fundamental ($H = 0$) os momentos FM interfaciais orientam-se perpendicularmente em relação ao eixo de anisotropia do AFM, como ilustra a figura 2.13.

Koon também demonstrou que os momentos nos planos AFM interfaciais são um pouco deslocados em relação ao eixo fácil, de maneira que, a energia magnética livre é mínima quando os momentos AFM são desviados de um ângulo $\theta < 10^\circ$, com uma componente oposta à direção do campo de resfriamento H_R . Apesar de estabelecer a estrutura interfacial correta, como foi apontado por Schultess e Butler [108] este modelo não é capaz de produzir a anisotropia unidirecional e conseqüentemente uma curva de histerese assimétrica.

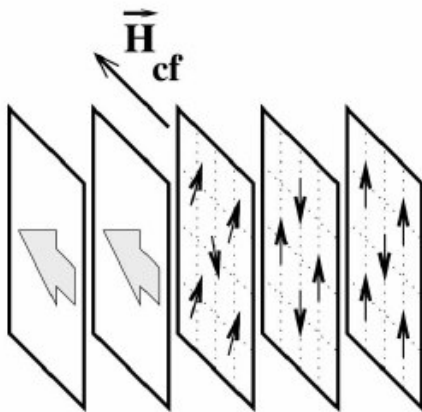


Figura 2.13 – Representação da estrutura de momentos AFM interfaciais perpendiculares ao eixo fácil do filme FM, matematicamente prevista por Koon. Figura extraída da referência [33]

Estes autores combinaram o modelo do campo interfacial aleatório, propostos por Malozemoff [106], com o modelo de arranjo magnético perpendicular de Koon [112]. Para explicar o EB, estes autores escreveram a expressão para a energia livre composta pelos

termos usuais, relacionados à interação de Zeeman e a anisotropia efetiva, mais um termo referente a uma energia de interação dipolar [117], dado por:

$$E_D = \sum_{i \neq j} \frac{|\vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j - 3(\vec{\mu}_i \cdot \vec{n}_{ij})(\vec{\mu}_j \cdot \vec{n}_{ij})|}{|\vec{R}_i - \vec{R}_j|^3}, \quad (2.12)$$

onde $\{\vec{\mu}_i\}$ determina a configuração dos momentos magnéticos e \hat{n}_{ij} é o vetor unitário paralelo a $\vec{R}_i - \vec{R}_j$. As propriedades magnéticas do sistema foram obtidas usando a abordagem micromagnética clássica [118], que consiste em resolver a equação do movimento de Landau-Lifschitz, incluindo o termo de amortecimento de Gilbert-Kelley, para obter um estado de equilíbrio estável ou metaestável. Quando este modelo é aplicado à configuração magnética interfacial perpendicular, determinada por Koon, o acoplamento resultante não gera a anisotropia unidirecional, mas sim curvas de magnetização irreversíveis com coercividades finitas. Segundo Kiwi [105] a irreversibilidade aparece como uma bifurcação nas soluções da equação de Landau de forma que algum elemento adicional é necessário para produzir o EB.

Seguindo o modelo de Malozemoff, estes autores introduziram defeitos superficiais, assumindo uma célula unitária interfacial com dimensões 4×42 , com um sítio FM interfacial ocupado por um momento AFM. Dessa maneira foram obtidos valores de H_{eb} e H_c com magnitudes comparáveis aos valores experimentais medidos em bicamadas de CoO-FM, onde o FM é o Co ou $Ni_{80}Fe_{20}$, considerando o parâmetro de troca e a anisotropia com magnitudes razoavelmente altas, e um ângulo de inclinação de 10° . Entretanto, o modelo depende qualitativamente da existência de rugosidades interfaciais, enquanto que, quantitativamente, os resultados dependem da natureza e da concentração de defeitos incorporados [105].

O modelo proposto por Stiles e McMichael [119] assume uma interface policristalina formada por grãos AFM, com ordenamento magnético estável. Eles assumem que a magnetização individual destes grãos AFM interfaciais, na ausência de campo externo, pode ordenar-se de diferentes maneiras, quase degeneradas, escolhendo uma configuração energética estável quando em contato com o FM. Neste caso, devido a pouca intensidade da interação de Zeeman, esta configuração interfacial é estável, mantendo uma espécie de memória em relação direção inicial da magnetização FM durante o estabelecimento da ordem AFM.

Por outro lado Stiles e McMichael sugerem que devido à estrutura policristalina, mesmo para interfaces AFM descompensadas, há uma compensação considerável dos momentos AFM, interfaciais, devido a flutuações na direção do eixo fácil de cada grão.

Assim, nesse modelo, a anisotropia unidirecional deriva de uma fração de momentos AFM interfaciais não compensados. Considerando os grãos com uma estrutura magnética uniforme (ou seja, um monodomínio), a energia livre de cada um deles, quando acoplado com um FM, pode ser descrita pela fórmula:

$$\frac{E}{Na^2} = -\frac{J_{liq}}{a^2} [\hat{M}_F \cdot \hat{m}(0)] + \frac{J_{sf}}{a^2} [\hat{M}_F \cdot \hat{m}(0)]^2 + \frac{1}{2} \sigma [1 - \hat{m}(0) \cdot (\pm \hat{u})] \quad (2.13)$$

Onde a é o parâmetro de rede do FM e \hat{M}_F , $\hat{m}(0)$ e $\mp \hat{u}$ designam a magnetização do filme FM, a magnetização do plano AFM interfacial e as duas direções da anisotropia uniaxial. J_{liq} é a energia de acoplamento entre a M_F e a M_{AF} , J_{sf} é a energia associada a um acoplamento perpendicular entre M_F e os momentos AFM nas camadas atômicas interfaciais, este acoplamento é usualmente denominado *spin-flop*, e σ é a energia necessária para a formação de uma parede de domínios de 180° no filme AFM. Portanto, existe uma competição entre o alinhamento paralelo descrito por J_{liq} e o perpendicular induzido por J_{sf} .

Baseados neste modelo estes autores calcularam propriedades físicas como a magnitude da anisotropia unidirecional e os efeitos de histerese que aumentam a coercividade, assim como, as conseqüências para medidas de torque rotacional e ressonância ferromagnética.

Apesar de dar uma descrição satisfatória para o EB, algumas observações devem ser feitas, além das já discutidas. Por exemplo, a configuração magnética considerada exige a formação parcial de paredes de domínios AFM. Além disso, o modelo postula a existência de um ângulo crítico, que, quando excedido, gera uma instabilidade na ordem AFM. Desta forma os grãos AFM têm duas opções, ou suportam a ordem AFM ou alternam entre dois possíveis estados de equilíbrio (onde a energia livre é mínima), um associado com processos reversíveis e o outro com processos histeréticos.

2.4 Dependência angular do *exchange bias*

O acoplamento de troca através de uma interface FM/AFM depende da direção da magnetização nos meios magnéticos constituintes do sistema, por isso, desvelar a dependência angular deste acoplamento é de importância crucial para o esclarecimento da origem microscópica do efeito. Esta abordagem é bastante informativa e fornece um meio independente de testar a validade dos modelos teóricos propostos, com o intuito de descrever o comportamento macroscópico da magnetização [120] num sistema com EB.

Neste sentido, um dos procedimentos utilizados nesta Tese foi medir a dependência do campo de troca e do campo coercivo nas amostras estudadas com θ , definido como o ângulo que o campo aplicado faz com o eixo fácil da camada ferromagnética. As curvas de histerese foram medidas em temperatura ambiente com um VSM, sendo que o ângulo θ foi modificado através da rotação da bobina de Helmholtz utilizada no sistema experimental e responsável pela produção do campo estático. Curvas de histerese da multicamada de $[\text{NiFe}300\text{\AA}/\text{FeMn}130\text{\AA}/\text{Ta}100\text{\AA}] \times 20$ para diferentes ângulos θ são mostradas na figura 2.14.

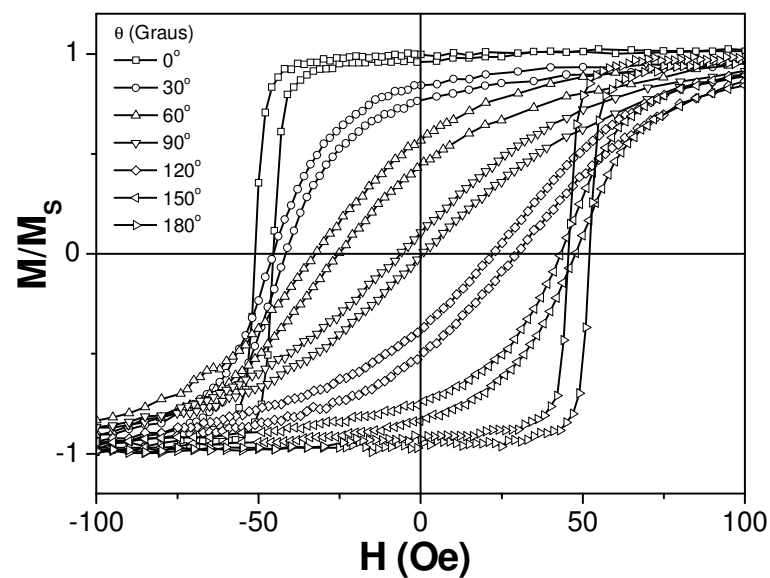


Figura 2.14 - Curvas de histerese de uma multicamada de $[\text{NiFe}30\text{nm}/\text{FeMn}13\text{nm}]\times 20$. Os laços foram obtidos variando a direção do campo estático em relação à direção do eixo fácil da camada FM, com o campo estático aplicado no plano da amostra.

Conforme será descrito no capítulo 4, as multicamadas de NiFe/FeMn empregadas neste trabalho foram depositadas na presença de um campo estático $H_d \approx 450$ Oe, aplicado no plano do filme com o objetivo de induzir a anisotropia unidirecional. Esta direção é

considerada a direção do eixo fácil da anisotropia da camada FM e neste trabalho foi assumida como a direção de referência de maneira que quando o campo aplicado for paralelo a esta direção, por convenção, o ângulo θ será zero. O campo de troca e o campo coercivo, para cada ângulo θ , são definidos como o deslocamento e a metade da largura da curva de histerese, respectivamente.

Nesta Tese os cálculos teóricos referentes à dependência angular do campo de *exchange* e do campo coercivo foram baseados no modelo de Mauri, discutido na seção 2.3. Ele assume duas camadas magnéticas, uma FM e outra AFM, ferromagneticamente acopladas, denotadas por A e B, com magnetizações M_A e M_B e espessuras t_A e t_B , respectivamente. De uma forma genérica, a energia livre por unidade de área, deste sistema, pode ser escrita como [121]:

$$E = t_A E_A + t_B E_B + E_{\text{int}} \quad (2.14)$$

As energias E_A e E_B devem incluir para cada camada os termos de energia associados à interação de Zeeman, à anisotropia efetiva, a formação de paredes de domínios e ao campo desmagnetizante. O último termo à direita na equação (2.14) corresponde à energia associada à interação de troca entre as camadas A e B.

Assumindo que os momentos magnéticos mudam coerentemente de direção sob a influência de um campo externo, as direções de equilíbrio das magnetizações podem ser calculadas, a partir da equação (2.14), encontrando-se os ângulos polares (θ_A e θ_B) e azimutais (ϕ_A e ϕ_B) de \vec{M}_A e \vec{M}_B , para os quais, a energia magnética do sistema é mínima [122, 123].

O modelo de Mauri assume que a camada AFM tem anisotropia uniaxial e que paredes de domínios podem ser formadas neste lado da interface. Assume também que a camada AFM é ferromagneticamente acoplada ao filme FM, que deve ter uma espessura (t_A) muito menor do que a espessura da parede de domínios formada no AFM ($\pi\sqrt{A_{\text{AF}}K_{\text{AF}}}$, onde A_{AF} é a constante de troca do AF e K_{AF} é a constante de anisotropia magnetocristalina). Sob estas considerações, a energia por unidade de área pode ser escrita como [121]:

$$E = [2\pi(\vec{M}_A \cdot \hat{n})^2 - \vec{H} \cdot \vec{M}_A - K_A(\vec{M}_A \cdot \hat{u} / M_A)^2]t_A - \sigma_w \vec{M}_B \cdot \hat{u} / M_B - J_E \vec{M}_A \cdot \vec{M}_B / (M_A M_B). \quad (2.15)$$

O primeiro termo à direita em (2.15) contém a energia desmagnetizante, a Zeeman e a energia de anisotropia uniaxial do FM, respectivamente, com K_A sendo a constante de anisotropia uniaxial. Os últimos dois termos referem-se à energia da parede de domínios no AF e a energia de troca bilinear, com J_E sendo a constante de acoplamento interfacial, sendo

que, $J_E > 0$ e $J_E < 0$ correspondem a acoplamentos FM e AFM, respectivamente. Por outro lado, σ_W é a energia por unidade de superfície de uma parede de domínios de noventa graus no AF. Os vetores unitários \hat{u} e \hat{n} representam a direção fácil da anisotropia uniaxial e a direção normal à superfície do filme, respectivamente. A inclusão de outros termos de energia na expressão 2.15 será discutida no capítulo 5.

No presente trabalho, as direções de equilíbrio da magnetização foram numericamente calculadas através de um procedimento de minimização da energia livre. As curvas de magnetização foram calculadas, para diferentes conjuntos de valores, dos campos efetivos presentes na expressão da energia livre, que são: (i) o campo de anisotropia uniaxial da camada FM, $H_K = 2K_{FM} / M_{FM}$, (ii) o campo associado à parede de domínios no AF, $H_W = \sigma_W / t_{FM} M_{FM}$ e (iii) o campo de troca associada ao acoplamento FM-AF, $H_E = J_1 / t_{FM} M_{FM}$.

O critério utilizado para decidir qual o conjunto de valores a ser utilizado foi a similaridade entre os dados calculados e os experimentais. No cálculo das curvas de histerese os valores de campo foram variados com passos de 0.02 Oe e o passo inicial para os ângulos $\theta_{i,j}$ e $\phi_{i,j}$ foi de 10^{-3} rad. A figura 2.15 mostra os dados experimentais e teóricos obtidos quando $\theta = 0$ e $\theta = 90^\circ$. O programa utilizado para calcular as curvas de magnetização foi desenvolvido pelo Professor Julian Geshev, do grupo de magnetismo do Instituto de Física da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, o qual gentilmente autorizou a sua utilização neste trabalho.

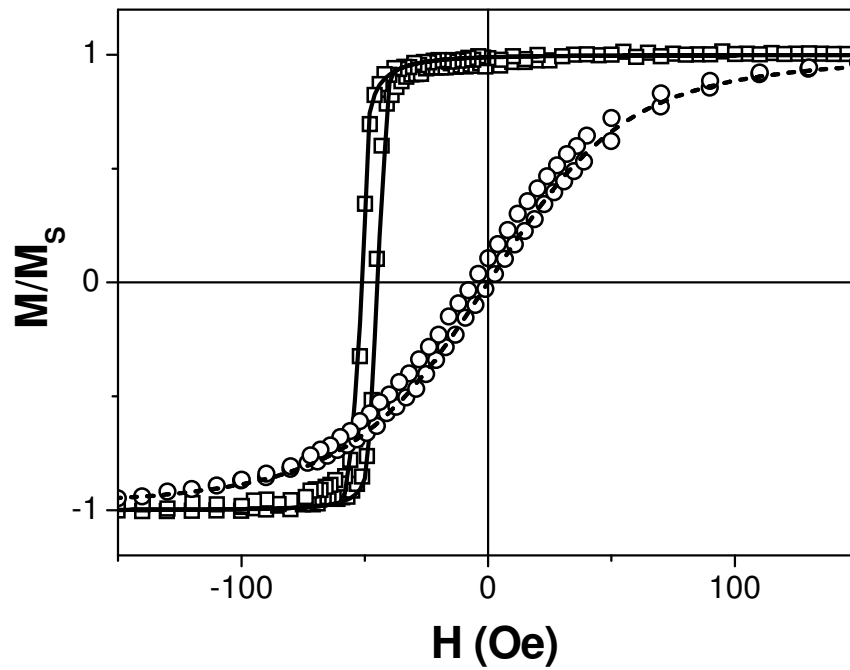


Figura 2.15 – A curva indicada pelos quadrados refere-se à histerese da multicamada [NiFe/FeMn/Ta] \times 20 quando o campo estático é aplicado ao longo do eixo fácil da camada FM, ou seja $\theta = 0$. A linha sólida representa a curva de histerese calculada utilizando o modelo Mauri e os seguintes valores de campo: $H_u = 18$ Oe, $H_w = 300$ Oe e $H_{cb} = 48$ Oe. Os círculos e a linha tracejada são as curvas de histerese medida e calculada, no caso em que $\theta = 90^\circ$. Apesar de reproduzir a dependência angular do H_{cb} , como será discutido no capítulo 5, o modelo não da conta da dependência das características histeréticas presentes mesmo quando $\theta = 90^\circ$.

3 Magnetoimpedância (MI)

O efeito magnetoimpedância consiste de uma grande variação na impedância elétrica de um condutor magnético macio quando este é simultaneamente percorrido por uma corrente alternada e submetido à ação de um campo magnético externo [124,125,126,127,128,129,130].

Nos primeiros relatos sobre o efeito foi reconhecido que ele origina-se da dependência da impedância com a profundidade de penetração do campo eletromagnético (*skin depth*) através da permeabilidade magnética transversal (em relação à direção da corrente de sonda) [124,125]. Desta forma, qualquer agente que produza uma variação na permeabilidade dará origem ao efeito e, conseqüentemente, o problema de explicar a resposta da MI pode ser considerado com o de explicar a resposta da permeabilidade como uma função do campo externo e da frequência da corrente.

Os primeiros estudos sobre a MI foram feitos em frequências baixas ($f < 100$ kHz) e sob a aplicação de campos relativamente fracos ($H < 10$ Oe). Os modelos propostos para descrever o comportamento da MI nestas condições foram, em geral, de natureza quase estática. Eles consideram que tanto os movimentos das paredes de domínios quanto às rotações dos momentos magnéticos contribuem para a permeabilidade efetiva [131,132]. No entanto, como não consideram efeitos dinâmicos, relacionados aos movimentos rápidos dos momentos magnéticos, são válidos apenas na faixa de frequências mencionada acima [133].

Estudos teóricos referentes à influência do amortecimento dos movimentos das paredes de domínios sobre a MI, mostraram que o crescimento da frequência intensifica o amortecimento das paredes, de maneira que o processo de rotação dos momentos magnéticos passa a dominar o comportamento da permeabilidade [10]. Observações da evolução da estrutura de domínios com o aumento da frequência demonstraram que, em valores acima de 1 MHz, onde as maiores variações da impedância são geralmente observadas, os movimentos das paredes de domínios são completamente amortecidos [132].

Em 1996 foi demonstrado que um modelo rigoroso para MI, que considere efeitos dinâmicos em altas frequências, deve ser baseado na solução simultânea das equações de Maxwell e da equação do movimento para a magnetização de Landau-Lifshitz [3]. A utilização deste procedimento permite que efeitos de condutividade de troca, esperados devido a não uniformidades no campo magnético alternado no interior da amostra, sejam considerados [133, 146].

Se as interações de troca são desprezadas, a equação da Landau-Lifshitz na sua forma linear leva a uma fórmula para a permeabilidade. A impedância pode, então, ser obtida utilizando esta fórmula junto com as equações de Maxwell [134]. Este procedimento foi utilizado, por exemplo, na investigação dos mecanismos responsáveis pela MI assimétrica em fios amorfos com anisotropia helicoidal [135], na determinação da permeabilidade de um condutor magnético cilíndrico com anisotropia axial e de outro com anisotropia circunferencial [136], assim como para o caso de um filme fino com anisotropia uniaxial planar [137].

Em todos os modelos da MI mencionados acima, as interações de troca entre momentos adjacentes foram desprezadas. Entretanto, foi mostrado por Kraus [133] que a impedância de um ferromagneto plano não saturado é fortemente influenciada por efeitos da interação de troca sobre a condutividade, os quais reduzem a amplitude da MI num regime de frequências moderadas (100 kHz – 100 MHz) [133]. Devido às forças de acoplamento os momentos magnéticos adjacentes se alinham paralelamente entre si aumentando a profundidade de penetração da radiação eletromagnética. A influência do acoplamento sobre o efeito *skin* em metais ferromagnéticos foi investigada na teoria da FMR [138,139,140,141]. Em problemas de MI, a influência do acoplamento de troca foi pela primeira vez investigado no caso de um condutor magnético cilíndrico saturado ao longo do seu eixo [142].

Nas seções seguintes serão apresentados e discutidos os principais aspectos fenomenológicos, as principais abordagens teóricas e o procedimento teórico aplicado na análise dos espectros de MI obtidos neste trabalho.

3.1 Fenomenologia

A figura 3.1 mostra um espectro em frequência, das componentes resistiva (R) e reativa (X) da impedância, de um fio amorfo de $\text{Co}_{71.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$, com 100 μm de diâmetro, no estado como fabricado e axialmente saturado por um campo de 450 Oe. Observa-se claramente que abaixo de 10 MHz R é constante enquanto X muda proporcionalmente a frequência da corrente de sonda. Neste regime, a profundidade de penetração da corrente é maior do que o raio do fio, e as variações na impedância são devido a sua componente reativa. Acima de aproximadamente 10 MHz tanto R quanto X passam a crescer proporcionalmente a raiz quadrada da frequência. Neste regime, a profundidade de penetração da corrente é menor

do que o raio do fio e as mudanças na impedância são devido a variações desta profundidade com o crescimento da frequência. Acima de 1GHz, observam-se alterações na resposta de R e de X, provavelmente associadas a efeitos ressonantes. Como a amostra está saturada a intensidade dos campos internos é grande e os picos em R associados à FMR migram para frequências mais altas. Quando o campo aplicado é menor do que o campo de anisotropia axial, uma estrutura de domínios ainda está presente no interior do condutor. Neste caso, a FMR, em baixos campos, deve aparecer a partir de algumas centenas de MHz.

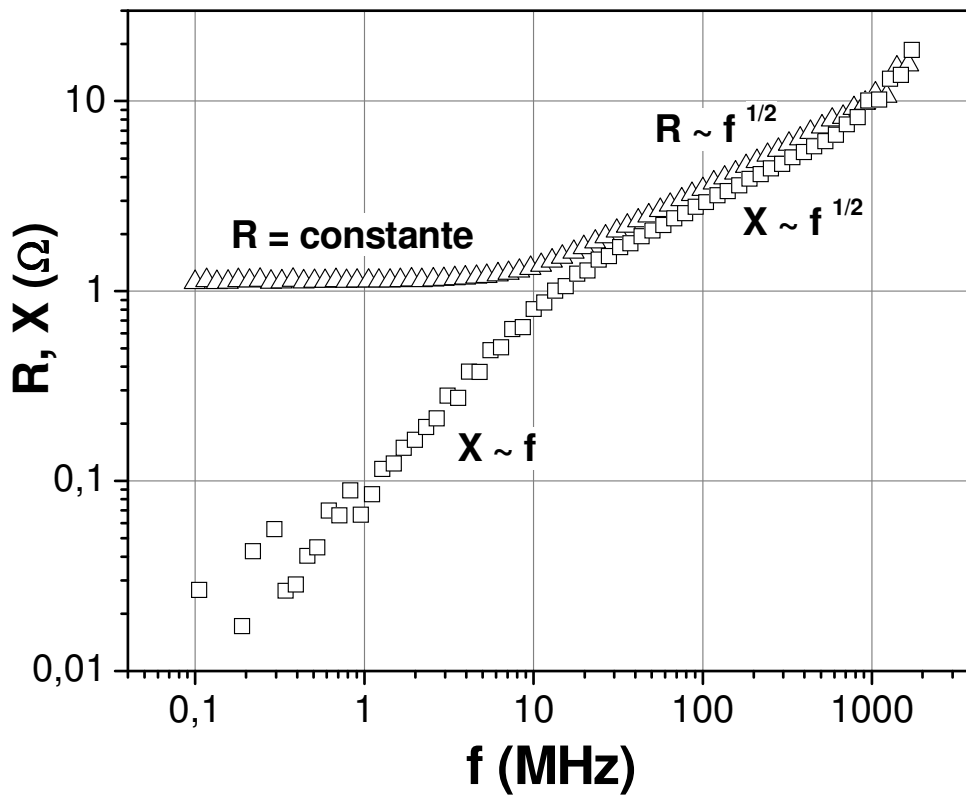


Figura 3.1 – Espectro de impedância em função da frequência para um fio amorfo de $\text{Co}_{70,5}\text{Fe}_{4,5}\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$ saturado. Até 10 MHz a profundidade de penetração da corrente é maior do que o raio do fio como indica a resposta de R, que permanece constante, e a de X, que cresce linearmente com a frequência, como previsto pela fórmula aproximada de Z dada pela equação (3.10). A partir de 10 MHz o efeito *skin* passa a influenciar tanto R quanto X e ambos passam a crescer proporcionalmente com $f^{1/2}$, como requer a equação (3.9).

Para comparar resultados obtidos em diferentes sistemas e quantificar as variações de Z, a razão da MI é usualmente definida como:

$$MI = \left[\frac{|Z(H)| - |Z(H_{\max})|}{|Z(H_{\max})|} \right] \times 100 \quad (3.1)$$

onde $|Z(H)|$ é o valor da impedância para um valor de campo qualquer e $|Z(H_{\max})|$ é o valor da impedância quando o campo de medida é máximo. O ideal é que o valor de $|Z(H_{\max})|$ seja suficientemente alto para saturar a amostra, uma vez que este é o único estado magnético, de uma amostra ferromagnética macia, que pode facilmente ser reproduzido. Entretanto a saturação magnética não garante a saturação da MI e uma definição mais adequada, principalmente por possibilitar uma comparação mais real entre diferentes sistemas magnéticos, deve ser em termos de R_{dc} , a resistência da amostra a passagem de uma corrente contínua. A figura 3.2 mostra alguns espectros de MI de um micro fio amorfo coberto por vidro para algumas frequências entre 100 MHz e 1.8 GHz.

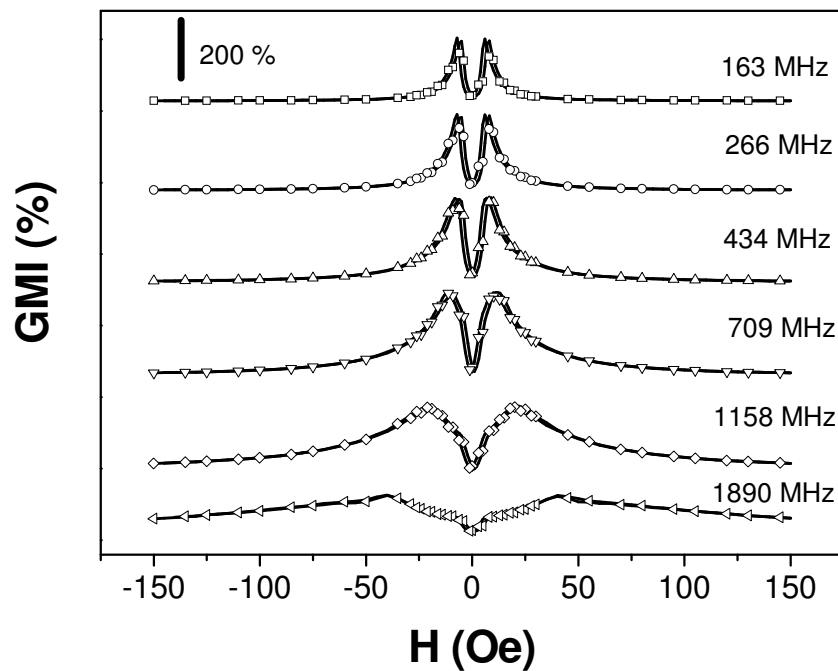


Figura 3.2 – Espectros de GMI calculados com a fórmula (3.1) a partir de medidas experimentais de R e de X . Estes dados foram obtidos no LMMM com o mesmo sistema de altas frequências utilizado neste trabalho, porém como uma cavidade de microondas do tipo coaxial adequada para uma amostra cilíndrica como descrito na referência [143].

Neste caso, variações percentuais de até 350% são observadas em frequências em torno de 430 MHz e a MI exibe uma estrutura com dois máximos que se deslocam para campos maiores com o aumento da frequência. Este comportamento é típico de uma amostra com anisotropia transversal (em relação à direção da corrente de sonda) numa faixa de frequências acima de 100 MHz. Neste caso, nas frequências mais baixas, a magnetização

transversal ocorre apenas via rotação dos momentos e as curvas exibem dois máximos próximos a $\pm H_k$. O deslocamento destes máximos para campos mais intensos acontece devido a FMR. Como prediz a condição de ressonância, $\omega_r = \gamma H_r$ [10], o campo de ressonância H_r deve crescer proporcionalmente a frequência angular ω da corrente de sonda sendo γ é a razão giromagnética do fio.

Além do campo estático, o principal parâmetro responsável pela MI é a frequência da corrente de sonda. Em termos da frequência de medida, a MI pode ser separada em três regiões. Em frequências baixas, quando a profundidade de penetração é maior do que a dimensão transversal do condutor (o raio em condutores cilíndricos e a metade da espessura em filmes e fitas), as mudanças em Z são devidas a processos de magnetização transversais, que alteram a auto-indutância do condutor, e não dependem do efeito *skin*. Num regime de frequências intermediárias (entre 10 kHz e 1 GHz, dependendo da estrutura magnética e das dimensões da amostra), quando a profundidade de penetração é menor do que a dimensão transversal do condutor, a MI depende do efeito *skin* e da sua dependência com o campo externo através da permeabilidade transversal [125]. Neste caso tanto os movimentos das paredes de domínios quanto às rotações dos momentos magnéticos podem contribuir para a permeabilidade. Entretanto, como experimentalmente demonstrado, acima de aproximadamente 1 MHz os movimentos das paredes são completamente amortecidos, e o processo de rotação torna-se dominante e passa a controlar a resposta da MI [134]. Em frequências altas (na faixa dos GHz) a rotação da magnetização é fortemente influenciada pelo efeito giromagnético e as variações de Z ocorrem devido a FMR.

3.1.1 Frequências baixas

Num regime de frequências baixas (algumas dezenas de kHz) a corrente de sonda gera um campo magnético circular dependente do tempo que produz variações do fluxo magnético circular que geram um campo elétrico longitudinal que por sua vez dá origem a uma voltagem indutiva sobre a amostra. Esta voltagem é determinada pela indutância interna do material, L_i , a qual depende da distribuição espacial da permeabilidade no interior da amostra. Então quando uma corrente alternada percorre um condutor ferromagnético uma voltagem complexa, definida com a soma de uma voltagem resistiva V_R com uma indutiva V_I , surge sobre suas extremidades.

$$V_{ac} = V_R + iV_L = R_{dc}I_{ac} + i\omega L_i I_{ac}, \quad (3.2)$$

Quando um campo externo é aplicado sobre a amostra a componente circular da magnetização e, conseqüentemente, da permeabilidade mudam dando origem a uma grande variação em V_{ac} . Numa aproximação linear a impedância é definida como:

$$Z = \frac{V_{ac}}{I_{ac}} = R_{dc} + i\omega L_i \quad (3.3)$$

A expressão acima mostra que num regime de frequências baixas, quando o efeito *skin* é fraco, a resposta de Z esta associada a variações da sua componente indutiva, que no caso de um fio de comprimento ℓ é simplesmente proporcional à permeabilidade circular, $L_i = \mu_\phi \frac{\ell}{2}$.

Neste trabalho, devido principalmente a baixa espessura das amostras, variações de impedância começaram a ocorrer apenas na faixa dos MHz, de modo que, os efeitos magnetointutivos não foram considerados.

3.1.2 Frequências intermediárias

Num regime de frequências intermediárias que começa em algumas dezenas de kHz, quando, em materiais ferromagnéticos macios, o efeito *skin* passa a influenciar a impedância, e estende-se até algumas centenas de MHz, quando os efeitos da FMR começam a ser observados, a MI foi explicada em termos do efeito *skin* e de sua forte dependência com o campo externo [124, 125]. Na descrição clássica do efeito *skin* em metais a permeabilidade é considerada como uma grandeza escalar, entretanto em metais ferromagnéticos usualmente o vetor indução magnética \vec{B} e o vetor campo magnético \vec{H} não são paralelos e a relação entre eles não é linear. Neste caso, a permeabilidade geralmente é um tensor complexo que depende de vários parâmetros [3] de forma que a permeabilidade transversal efetiva depende tanto dos movimentos das paredes de domínios quanto das rotações dos momentos magnéticos [129].

Considerando um experimento de MI longitudinal, na qual às direções do campo externo e da corrente são paralelas o comportamento da impedância em duas configurações magnéticas opostas será analisado: (i) quando o eixo fácil é perpendicular a direção da corrente e (ii) quando o eixo fácil é paralelo à direção da corrente.

No primeiro caso, em frequências menores do que aproximadamente 1 MHz, a magnetização transversal deve ocorrer, principalmente, através de movimentos irreversíveis das paredes de domínios, gerados pelo campo magnético transversal [129]. A aplicação de um

campo estático ao longo do eixo da amostra, o eixo duro neste caso, diminui a permeabilidade transversal, aumentando a profundidade de penetração e diminuindo a impedância. Assim, nesta configuração, a permeabilidade transversal é máxima quando o campo externo é nulo, decrescendo monotonicamente com o aumento deste. Nesse tipo de configuração experimental, a forma de uma curva de Z vs. H apresenta uma estrutura característica, conhecida como estrutura de pico simples, com um máximo consideravelmente largo em $H \sim 0$. Em frequências maiores, quando os movimentos das paredes de domínios são amortecidos pela ação das correntes de Foucault, o mecanismo de magnetização via rotações dos momentos magnéticos torna-se dominante. Neste caso, sendo à direção de aplicação do campo externo uma direção de difícil magnetização, quando a intensidade do campo aplicado for próxima ao valor do campo de anisotropia, a permeabilidade transversal efetiva será máxima. Como resultado a MI neste ponto deve ser consideravelmente grande e sensível. Esta configuração, com dois máximos agudos próximos de $\pm H_k$, é típica de fios amorfo a base de cobalto, mas também pode ser obtida em fitas e filmes depositados após tratamentos térmicos adequados e é conhecida como estrutura de duplos picos.

A figura 3.3 mostra um conjunto de curvas típicas de Z vs. H para algumas frequências abaixo de 4 MHz. Estes resultados foram obtidos com um microfio amorfo coberto por vidro com composição $\text{Co}_{70.5}\text{Fe}_{4.5}\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$, com magnetostricção próxima de zero, após a amostra ser termicamente tratada por aquecimento Joule com uma corrente contínua de 40 mA por 5 min. É conhecido que este tipo de amostra exibe uma estrutura de domínios composta por um núcleo interno axialmente magnetizado, revestido por uma casca externa com magnetização circular [144]. A corrente de tratamento induz um campo circunferencial que deve aumentar a anisotropia nesta direção e reforçar a estrutura de domínios circulares. O campo estático e a corrente foram dirigidas ao longo do eixo da amostra, perpendicularmente aos possíveis domínios circulares existentes. Observa-se nestes gráficos a evolução de uma estrutura de pico simples para outra com dois picos com o crescimento da frequência. Como discutido acima a primeira estrutura é associada a movimentos das paredes de domínios, enquanto a segunda ocorre quando os processos de rotação dos momentos magnéticos passam a dominar a magnetização transversal.

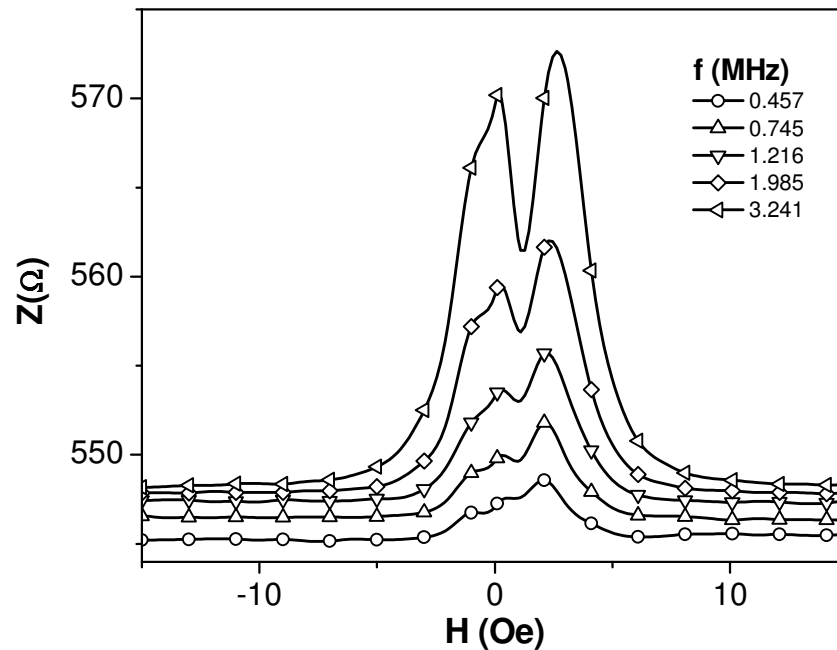


Figura 3.3 – Curvas de Z vs. H para algumas frequências até 3.25 MHz. Os dados referem-se a um microfio amorfo de CoFeSiB coberto por vidro e foram obtidos com o mesmo sistema experimental para medidas de GMI utilizado neste trabalho, porém com uma cavidade de microondas coaxial com a amostra substituindo o condutor interno. A evolução de uma estrutura com um pico para uma com dois picos esta associada aos processos de magnetização dominantes. No primeiro caso a magnetização transversal ocorre via movimento de paredes de domínios, no segundo via rotações dos momentos magnéticos.

Num experimento de MI, quando o eixo fácil é paralelo ao eixo da amostra à magnetização transversal ocorre, unicamente, por rotações dos momentos magnéticos. Neste caso a permeabilidade transversal é relativamente baixa e decai com o crescimento do campo externo. A figura 3.4 mostra alguns espectros de Z vs. H obtidos com uma multicamada de $[\text{NiFe}50\text{Å}/\text{Cu}5\text{Å}] \times 50$. Estas medidas foram realizadas numa configuração experimental na qual o eixo de anisotropia (induzido durante o crescimento da multicamada pelo campo associado ao canhão magnético do *sputtering*) é paralelo ao eixo da amostra. Como esperado, em baixas frequências, quando efeitos ressonantes ainda não são relevantes, as curvas de Z vs. H exibem uma estrutura com um único pico localizado em $H = 0$ ($f = 100$ e 266 MHz). A evolução para uma estrutura de duplos picos ocorre a partir de aproximadamente 400 MHz e é devido à influência da FMR sobre o efeito *skin*.

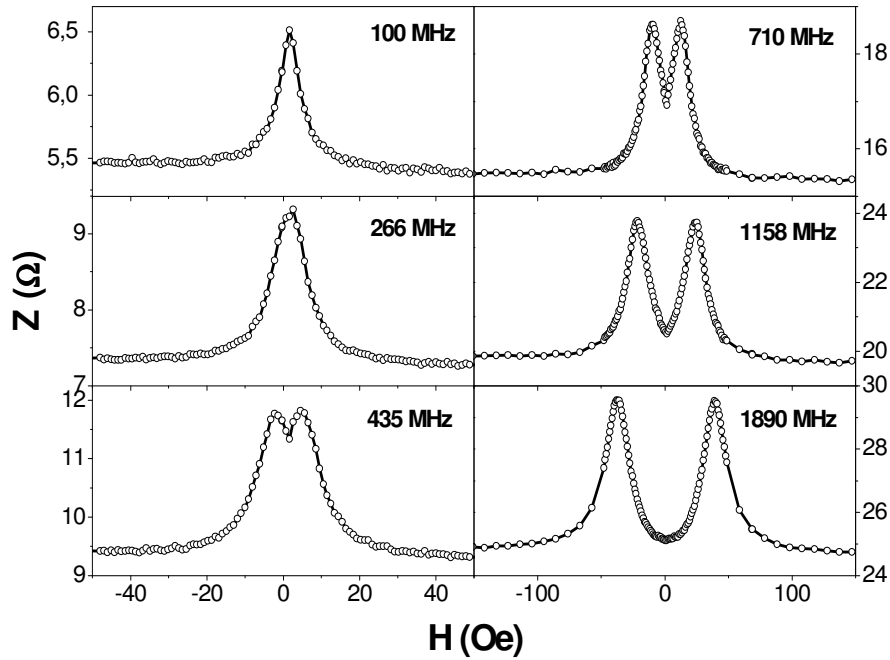


Figura 3.4 – Curvas de Z vs. H para algumas frequências entre 100 MHz e 1.8 GHz. Os dados referem-se a um multicamada de $[\text{NiFe}/\text{Cu}] \times 50$. Neste caso os dados foram obtidos com o mesmo sistema experimental utilizado neste trabalho inclusive com uma cavidade de microondas análoga do tipo *microstripline*.

3.1.3 Frequências altas

Atualmente é aceito que a MI em frequências altas (centenas de MHz e faixa dos GHz) é uma assinatura da FMR [4]. Assim, neste regime uma descrição precisa da MI deve levar em conta a influência dos efeitos dinâmicos, sobre a magnetização transversal, relacionados à FMR. As condições básicas para a FMR se manifestar num sistema magnético são basicamente as seguintes: (i) a presença de um campo magnético estático \vec{H}_0 , que fixa a orientação dos momentos magnéticos e (ii) a presença de um campo magnético alternado \vec{h}_{ac} perpendicular a \vec{H}_0 . Considerando que \vec{H}_0 é aplicado ao longo do eixo de simetria, no caso de um condutor plano, \vec{h}_{ac} deve ter uma simetria plana, enquanto que, para um condutor cilíndrico, \vec{h}_{ac} deve ter uma simetria circular. Próximo à ressonância \vec{h}_{ac} fornece a energia necessária para os momentos magnéticos compensarem as perdas associadas às interações com o meio, mantendo, assim, o movimento de precessão da magnetização em torno de \vec{H}_0 .

Como demonstrado por Kraus [148] a variação máxima da MI é determinada pela profundidade de penetração mínima, que é obtida no estado ressonante.

A figura 3.5 mostra o espectro em frequência de uma multicamada de $[\text{NiFe}50\text{\AA}/\text{Cu}5\text{\AA}] \times 50$, para diferentes valores de campo.

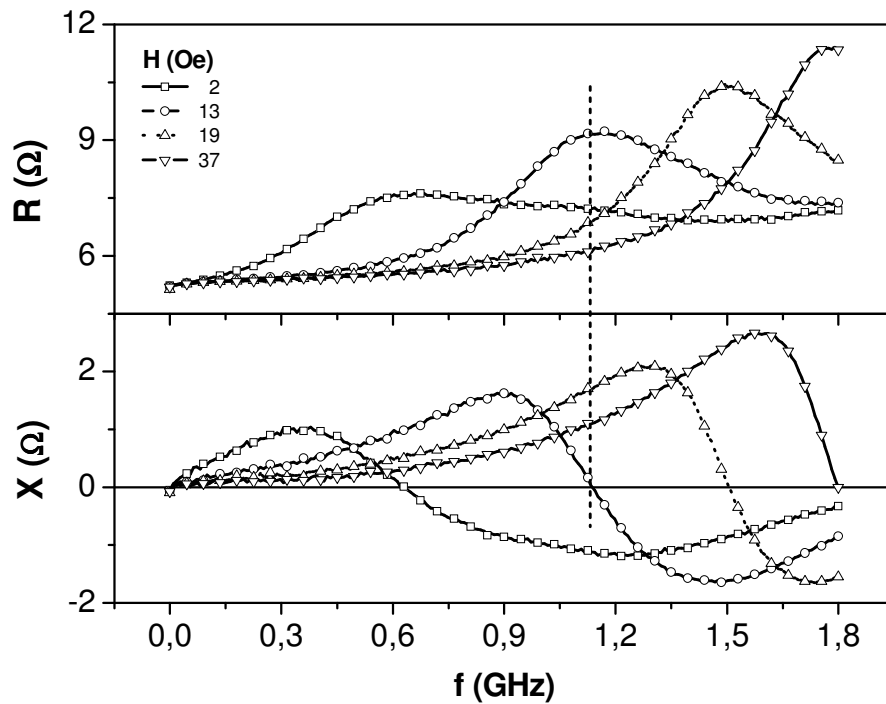


Figura 3.5 – Espectro em frequência da componente real (R) e da imaginária (X) da impedância, de uma multicamada de $[\text{NiFe}50\text{\AA}/\text{Cu}5\text{\AA}] \times 50$ no estado como fabricada.

O valor máximo da componente resistiva acontece numa frequência na qual a componente reativa troca de sinal, como previsto pela teoria da FMR, a qual descreve o comportamento da permeabilidade transversal em função da frequência. A relação de dispersão de uma amostra magneticamente macia é obtida de espectros deste tipo. O ajuste da dispersão fornece evidências diretas das anisotropias existentes na amostra.

3.2 Impedância em condutores magnéticos

De acordo com a definição a impedância complexa $Z = R + iX$ de um elemento eletrônico linear é determinada pela razão entre V_{ac} , a amplitude da voltagem medida sobre as extremidades do condutor, e I_{ac} , a amplitude de uma corrente senoidal que passa através do condutor. Em metais ferromagnéticos, entretanto, esta definição deve ser usada com cuidado, pois em geral eles não são elementos lineares. Em outras palavras, nestes materiais a resposta a uma corrente senoidal pode não ser uma tensão senoidal.

No caso de um condutor cilíndrico de comprimento ℓ percorrido por uma corrente alternada, como mostra figura 3.6, assumindo que $V_{ac} = e_z \ell$ e que $I_{ac} = 2\pi a h_\phi$, a impedância pode ser escrita como [133, 146]:

$$Z = \frac{V_{ac}}{I_{ac}} = \frac{\ell}{2\pi a} \left(\frac{e_z}{h_\phi} \right) = \frac{\ell}{2\pi a} Z_s, \quad (3.6)$$

onde $Z_s = e_z/h_\phi$ é a impedância superficial da amostra.

De acordo com a teoria da FMR é a parte real da impedância superficial que dá a resposta ressonante num experimento de FMR [140, 141], de forma que, a equação (3.6) estabelece uma conexão direta entre a MI e a FMR. Esta correspondência não é estranha, uma vez que a distribuição dos campos elétricos e magnéticos no interior de uma amostra num experimento de MI é praticamente idêntica àquela em um experimento de FMR. A principal diferença é a origem do campo de excitação, enquanto na MI é a corrente quem gera o campo alternado, na FMR ele é aplicado por uma fonte externa.

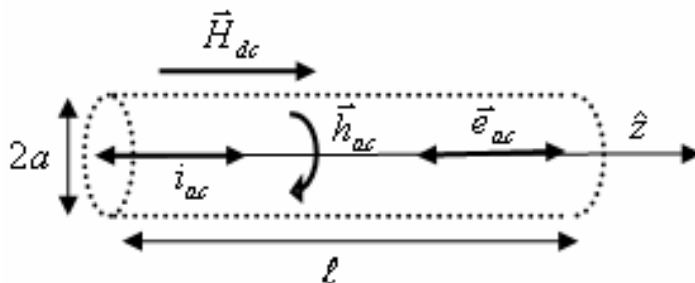


Figura 3.6 – Distribuição geométrica de campos elétricos e magnéticos no interior de um condutor cilíndrico percorrido por uma corrente alternada e sob a ação de um campo magnético estático longitudinal.

A impedância superficial calculada das equações de Maxwell, no caso de um meio com permeabilidade isotrópica complexa μ é dada por [3]

$$Z_s = \frac{k J_0(ka)}{\sigma J_1(ka)}, \quad (3.7)$$

onde

$$k = \frac{(1-i)}{\delta} \quad (3.8)$$

é a constante de propagação radial e

$$\delta = \left(\frac{2}{\omega \sigma \mu_\phi} \right)^{1/2} \quad (3.9)$$

é a profundidade de penetração eletromagnética, onde μ_ϕ é a permeabilidade circular, ω é a frequência angular e σ a condutividade do condutor.

Em termos da resistência dc , $R_{dc} = \ell / \pi a^2 \sigma$, a impedância do condutor cilíndrico pode ser escrita como:

$$Z = R_{dc} \frac{a\sigma}{2} Z_s = \frac{ka J_0(ka)}{2 J_1(ka)}. \quad (3.10)$$

Na fórmula acima o termo central é mais genérico do que o último termo à direita, que foi derivado sob a consideração de que o comportamento magnético do meio pode ser descrito por uma permeabilidade efetiva complexa.

No caso de um filme magnético, uma corrente alternada fluindo no plano do condutor gera um campo magnético transversal. Utilizando um procedimento análogo ao descrito acima, a impedância de um filme ferromagnético pode ser calculada [145]:

$$Z = R_{dc} \frac{kt}{2} \cot\left(\frac{kt}{2}\right), \quad (3.11)$$

onde t é a espessura do filme. A profundidade de penetração δ , definida pela equação 3.9, neste caso, deve ser calculada com a permeabilidade transversal ao invés da permeabilidade circular.

De acordo com as fórmulas (3.10) e (3.11) a impedância Z em um condutor magnético depende da magnetização transversal (no caso de filmes, circular no caso de fios) através da profundidade de penetração δ . Este é o ponto central de qualquer modelo realístico para GMI, ou seja, encontrar uma fórmula que melhor descreva a resposta da permeabilidade transversal com a frequência e com o campo aplicado.

No caso em que a profundidade de penetração é suficientemente pequena, tal que $ka \gg 1$, a expansão assintótica das funções de Bessel para grandes argumentos, reduz a razão $J_0(ka)/J_1(ka)$ a $i = (-1)^{1/2}$, de forma que a equação (3.10) pode ser simplificada para [148]

$$Z = (1 + i) \frac{\ell}{\sigma(2\pi a \delta)}. \quad (3.12)$$

Por outro lado, quando a profundidade penetração é suficientemente grande, tal que $ka \ll 1$, a expansão em séries das funções de Bessel leva a $J_0(ka)/J_1(ka) = \frac{2}{ka} \left(1 - \frac{k^2 a^2}{8} \right)$, e a equação (3.10) dá

$$Z = R_{DC} + \frac{i\omega l}{8\pi} \mu_{ef}, \quad (3.13)$$

que é a expressão de Z utilizada em frequências baixas, quando as mudanças em Z são devido a efeitos indutivos, como será discutido na seção 3.3.1.

3.3 Modelos teóricos

Os modelos teóricos para MI, aqui abordados, serão apresentados de acordo com o regime de frequência dentro do qual são válidos e serão enquadrados dentro de um dos regimes definidos na seção anterior.

Os primeiros modelos teóricos para MI foram baseados na minimização da energia magnética livre para uma particular estrutura de domínios [136, 142]. Embora não considerem efeitos dinâmicos, associados com movimentos rápidos dos momentos magnéticos este modelos, denominados quase estáticos são úteis para explicar medidas experimentais em frequências baixas ($f < 100$ kHz).

Em frequências mais altas, quando a magnetização ocorre basicamente via rotações dos momentos magnéticos, as características dinâmicas passam a desempenhar um importante papel sobre a resposta magnética. Neste regime, um modelo teórico rigoroso para MI deve ser baseado na solução simultânea das equações de Maxwell e Landau-Lifshitz [133]. Este procedimento é equivalente ao utilizado em problemas de FMR [5]. Utilizando esta abordagem, fórmulas para a permeabilidade efetiva foram derivadas para um condutor cilíndrico, com anisotropia circular e helicoidal, e também para um condutor planar, com

anisotropia uniaxial no plano. A principal limitação destes modelos é que eles desprezam os efeitos da interação de troca sobre a MI.

Yelon e co-autores [4] mostraram que a teoria para FMR em metais [140], que leva em conta os efeitos das interações de troca sobre o efeito *skin*, descreve muito bem os resultados de MI obtidos em frequências altas (na casa dos GHz). Menard e co-autores resolveram o problema para um fio anisotrópico saturado [142], e posteriormente para um fio anisotrópico não saturado [146]. Já Kraus aplicou o método para o caso de uma amostra plana, considerando um filme com comprimento infinito e com o eixo de anisotropia uniaxial paralelo ao plano [133].

A seguir serão apresentadas e discutidas as equações de Maxwell e Landau-Lifshitz (LL), utilizadas em problemas de MI, bem como o modelo estático, válido para baixas frequências, e os modelos desenvolvidos para frequências altas, baseados na solução simultânea das equações de Maxwell e Landau-Lifshitz.

3.3.1 Equações de Maxwell

Num material magnéticos equações de Maxwell podem ser escritas como [20]

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{j} , \quad (3.14)$$

$$\nabla \times \vec{j} = -\frac{\mu_0}{\rho} \left(\frac{d\vec{H}}{dt} + \frac{d\vec{M}}{dt} \right), \quad (3.15)$$

$$\nabla \cdot (\vec{H} + \vec{M}) = 0 . \quad (3.16)$$

Aplicando o operador rotacional à equação (3.14) e substituindo nesta as fórmulas (3.15) e (3.16), a seguinte equação básica para a MI é obtida [133]:

$$\nabla^2 \vec{H} - \frac{\mu_0}{\rho} \frac{d\vec{H}}{dt} = \frac{\mu_0}{\rho} \frac{d\vec{M}}{dt} - \nabla(\nabla \cdot \vec{M}) \quad (3.17)$$

Separando os vetores campo magnético \vec{H} e magnetização \vec{M} em termos de suas componentes contínuas e alternadas, tal que $\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{h}$ e $\vec{M} = \vec{M}_0 + \vec{m}$, e assumindo que a componente alternada da magnetização muda linearmente com a componente alternada do campo é possível obter da equação (3.17) uma equação relacionando \vec{h} e \vec{m} [133]:

$$\nabla^2 \vec{h} - \frac{2i}{\delta_0^2} \vec{h} = \frac{2i}{\delta_0^2} \vec{m} - \nabla(\nabla \cdot \vec{m}), \quad (3.18)$$

onde $\delta_0 = (2\rho/\omega\mu_0)^{1/2}$ é a profundidade de penetração não magnética.

Usando uma relação linear entre a indução magnética e o campo magnético alternado, ou seja, $\vec{b} = \mu\vec{h}$, com uma permeabilidade escalar constante, as fórmulas bem conhecidas para a impedância em condutores magnéticos com geometria cilíndrica, equação (3.10), e com geometria plana, equação (3.11), podem ser encontradas.

Uma fórmula mais simples para a impedância pode ser calculada no caso de em que o efeito *skin* é bastante intenso, de maneira que a profundidade de penetração da corrente seja muito menor do que a dimensão transversal do condutor. Neste caso, assumindo a componente longitudinal da densidade de corrente no interior do condutor, $\vec{j}_z(r)$, na forma de uma função exponencial diminuindo como função da distância desde a superfície, a impedância de um condutor magnético de comprimento L , e área da seção transversal q , pode ser escrita como [133]:

$$\frac{Z}{R_{dc}} \approx \frac{(1+i)q}{\delta L} \quad (3.19)$$

As equações (3.10) e (3.11), bem como a aproximação (3.19), embora derivadas com base numa aproximação linear ($\vec{B} = \mu\vec{H}$), descrevem bastante bem a dependência da MI com a frequência e com o campo aplicado e tem sido frequentemente utilizadas na interpretação de medidas experimentais.

3.3.2 Equação de Landau-Lifshitz

Um modelo teórico rigorosa para a MI exige o uso de uma expressão que melhor descreva a relação entre a magnetização e o campo efetivo do que a relação linear utilizada no cálculo das equações (3.10) e (3.11). Neste sentido, o comportamento dinâmico de um ferromagneto contínuo pode ser bem descrito pela equação fenomenológica de Landau-Lifshitz, que descreve os movimentos da magnetização em função do campo e que pode ser escrita da seguinte forma [148]:

$$\vec{M}' = \gamma(\vec{M} \times \vec{H}_{ef}) - \frac{\alpha}{M_S} \vec{M} \times \vec{M}' \quad (3.20)$$

Onde γ é a razão giromagnética, M_S é a magnetização de saturação, \vec{H}_{ef} é o campo efetivo no interior do condutor e α é parâmetro de amortecimento de Gilbert. Esta equação

descreve os processos de magnetização, desde os movimentos quase estáticos das paredes de domínios, em baixas frequências, até as ondas de spin em experimentos de FMR (e GMI). Em estudos teóricos, o campo efetivo é geralmente composto pelo campo externo, desmagnetizante, de anisotropia e de troca e pode ser escrito da seguinte forma [133]:

$$\vec{H}_{ef} = \vec{H} + \vec{H}_d + \vec{H}_a + \vec{H}_t. \quad (3.21)$$

O termo de amortecimento de Gilbert, utilizado na equação (3.8), fenomenologicamente, mantém o comprimento do vetor magnetização \vec{M} constante. Entretanto, em materiais reais, os processos de relaxação impedem que a intensidade da magnetização mantenha-se inalterada. Neste caso o comportamento da magnetização pode ser descrito, por exemplo, pela adição na equação (3.20) de um termo de amortecimento do tipo Bloch-Bloemberg, com a forma $-(\vec{M} - \vec{M}_0)/\tau$.

Se o vetor magnetização e o vetor campo efetivo forem separados em suas componentes, contínua e alternada, a partir da equação (3.20), as seguintes equações podem ser derivadas:

$$\vec{M}_0 \times \vec{H}_{ef0} = 0, \quad (3.22)$$

$$\vec{m}' = \gamma(\vec{m} \times \vec{H}_{ef}) + \gamma(\vec{M}_0 \times \vec{H}_{ef}) - \frac{\alpha}{M_s}(\vec{M} \times \vec{m}'). \quad (3.23)$$

As equações (3.18) e (3.23), são hoje aceitas como as equações gerais da teoria da GMI [133, 146, 149]. Entretanto, segundo Kraus [133] uma solução analítica para estas é praticamente impossível, embora algumas soluções aproximadas, sejam bastante úteis na descrição de alguns resultados experimentais.

Para pequenas variações da magnetização em relação ao seu valor estático, ou seja, se $|\vec{m}| \ll |\vec{M}_0|$, a condição de que $|\vec{h}_{ef}| \ll |\vec{H}_{ef0}|$ é válida, e os termos de segunda ordem do vetor \vec{m} e do \vec{h}_{ef} na equação (3.23) podem ser omitidos, de forma que a equação de Landau-Lifshitz linear pode ser escrita como [133, 146]:

$$i \frac{\omega}{\gamma} \vec{m} = \vec{m} \times \left(H_{ef0} + i \frac{\alpha \omega}{\gamma M_s} \right) + \vec{M}_0 \times \vec{h}_{ef}. \quad (3.24)$$

O termo de amortecimento Bloch-Bloemberger pode ser introduzido na equação (3.24) substituindo ω por $\omega(1/\tau)$.

Como as aproximações utilizadas nos cálculos das equações mostradas acima, podem ser justificadas quando a amplitude da corrente de sonda é suficientemente pequena para que

a relação entre a corrente e a tensão no condutor seja linear, ela é chamada de aproximação de baixo sinal.

3.3.3 Modelos estáticos

Estes modelos são baseados na hipótese de que se a frequência da corrente for suficientemente pequena, o sistema pode atingir um estado de equilíbrio em qualquer instante. Neste caso as equações clássicas para a impedância, (3.10) e (3.11), podem ser utilizadas, com permeabilidade transversal, na fórmula para a profundidade de penetração, calculada a partir da equação (3.23), com a condição de que $\vec{m}' = 0$.

No caso de um filme ferromagnético com anisotropia uniaxial no plano e estrutura de domínios periódica, como mostra a figura 3.7, onde θ_1 e θ_2 são os ângulos entre \vec{M}_1 e \vec{M}_2 e o eixo do filme, $2d$ é o período da estrutura de domínios e u é o deslocamento de uma parede entre domínios de sua posição de equilíbrio, a energia magnética livre, pode ser escrita como:

$$E = E_1 + E_2 + E_w. \quad (3.25)$$

Onde E_1 e E_2 são as energias dos domínios 1 e 2, e E_w é a energia da parede de domínios dada por

$$E_w = \frac{1}{2} \beta \left(\frac{u}{d} \right)^2. \quad (3.26)$$

onde β representa o parâmetro de amortecimento dos movimentos das paredes de domínios.

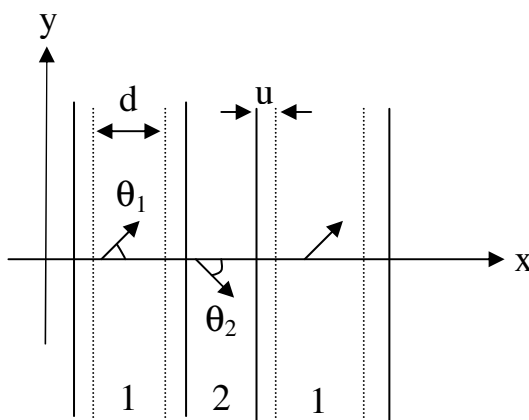


Figura 3.7 – Condutor ferromagnético plano com uma estrutura de domínios transversais periódicos. Figura extraída da referência [6].

Se e o campo externo e a corrente de sonda forem aplicados ao longo da direção x , então a permeabilidade transversal terá contribuições dos movimentos das paredes de