



Universidade Federal de Santa Maria
Programa de Pós-Graduação em Física

Magnetoimpedância em Filmes Finemet/Metal/Finemet^{*}

por

Marcio Assolin Corrêa

Dissertação realizada sob a orientação do Prof. Rubem L. Sommer, apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da UFSM, em preenchimento parcial dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Física.

Santa Maria - RS

2004

^{*} Trabalho Parcialmente financiado pela CAPES/FINEP-PRONEX/FAPERGS/CNPq

©2004

Todos os direitos reservados a Marcio Assolin Corrêa. A reprodução de parte ou do todo deste trabalho só poderá se com autorização por escrito do autor

Endereço: UFSM-CCNE-Labortatório de Magnetismo e Materiais Magnéticos, Santa Maria RS, 97105-900.

Fone-(55)220-86-18 Email: mcorrea@mail.ufsm.br

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA MARIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

A COMISSÃO EXAMINADORA, ABAIXO ASSINADA, APROVA A DISSERTAÇÃO:

Magnetoimpedância em Filmes Finemet/Metal/Finemet*

ELABORADA POR
Marcio Assolin Corrêa

COMO REQUISITO PARCIAL PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE
MESTRE EM FÍSICA

COMISSÃO EXAMINADORA:

Prof. Dr. Rubem L. Sommer – Orientador

Prof. Dr. Antonio Domingues dos Santos IF-USP

Prof. Dr. Celso A. Marques da Silva UFSM

Santa Maria, 01 de Outubro de 2004.

* Trabalho Parcialmente financiado pela CAPES/FINEP-PRONEX/FAPERGS/CNPq

| | | |
|-------|--|----|
| 1 | INTRODUÇÃO..... | 13 |
| 2 | PROCESSOS DE MAGNETIZAÇÃO E MAGNETOIMPEDÂNCIA | 15 |
| 2.1 | Ferromagnetos | 15 |
| 2.1.1 | Momento Magnético dos Átomos | 15 |
| 2.2 | Processos de Magnetização | 21 |
| 2.2.1 | Anisotropia Magnética | 21 |
| 2.2.2 | Energia livre | 22 |
| 2.2.3 | Domínios Magnéticos..... | 27 |
| 2.3 | Dinâmica da Magnetização | 29 |
| 2.4 | Materiais Ferromagnéticos Amorfos | 32 |
| 2.4.1 | Modelo de Anisotropia Aleatória | 34 |
| 2.5 | Magnetoimpedância e Ressonância Ferromagnética | 36 |
| 2.5.1 | Revisão Histórica | 36 |
| 2.5.2 | Descrição Teórica..... | 38 |
| 2.5.3 | Magnetoimpedância em Multicamadas Ferromagneto / Metal | 48 |
| 3 | PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL | 55 |
| 3.1 | Deposição por Sputtering | 55 |
| 3.1.1 | RF Sputtering | 58 |
| 3.2 | Preparação dos Alvos para Sputtering..... | 58 |
| 3.3 | Deposição dos Filmes..... | 59 |
| 3.3.1 | Calibração da taxa de deposição..... | 62 |
| 3.3.2 | Produção das amostras na forma de sanduíches..... | 63 |
| 3.4 | Difração de Raios-X (XRD)..... | 66 |
| 3.5 | Caracterização magnética (VSM)..... | 67 |
| 3.6 | Sistema de Medidas para Magnetoimpedância | 69 |
| 4 | RESULTADOS E DISCUSSÕES..... | 72 |
| 4.1 | Espectros de Raios-X | 72 |
| 4.2 | Medidas de Magnetização (VSM)..... | 74 |

| | | |
|-----|---|-----|
| 4.3 | Medidas de Magnetoimpedância..... | 83 |
| 5 | CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS PARA TRABALHOS FUTUROS..... | 98 |
| 6 | REFERÊNCIAS:..... | 100 |

Lista de Figuras

| | |
|--|----|
| Figura 2-1: Estrutura de banda em função da separação interatômica [3]..... | 17 |
| Figura 2-2: densidade de níveis das bandas 3d e 4s, salientado do nível de fermi para o Ni, Co, Fe, Mn. | 18 |
| Figura 2-3: Comportamento da magnetização de saturação em função da temperatura para o Fe, Ni, Co. figura retirada da referência [3]. | 21 |
| Figura 2-4: Curvas de magnetização par um cristal simples de uma amostra de Fe, retirada da referência [3]..... | 22 |
| Figura 2-5 (a) Interação representativa dos dipolos de um ferromagneto (b) pólos livres do ferromagneto representado em (a)..... | 25 |
| Figura 2-6: (a) estrutura de um ferromagneto com apenas dois domínios magnéticos orientados antiparalelamente (b) estrutura da parede de domínio para este ferromagneto.(c) visualização dos domínios de um ferromagneto. Retirado de [3]..... | 28 |
| Figura 2-7 Efeito de um campo magnético sobre um ferromagneto (a) sem campo magnético aplicado (b) domínios com orientações paralelas a H (com pequena magnitude) crescem as custas do decréscimo dos domínios com outras orientações (c) termina a fase de crescimento dos domínios, via movimento das paredes, tornando a amostra como se tivesse uma configuração de monodomínio (d) quando o campo torna-se ainda mais forte os momentos são forçados via torque a se orientarem na direção de H | 31 |
| Figura 2-8 Curva de histerese característica de um material ferromagnético, onde são apresentados os parâmetros relevantes que podem ser adquiridas a partir desta. (O-E) Campo Coercivo, (O-D) Magnetização Remanente, (C) Magnetização de Saturação, (O-A-C) Curva Virgem de Magnetização..... | 32 |
| Figura 2-9: Coercividade versus tamanho do grão para varias ligas magnéticas. Retirada da referencia [13]. | 34 |
| Figura 2-10 Configuração básica para medidas de magnetoimpedância onde a frequência da corrente esta imersa no termo $\omega = 2 \pi f e V$, esta intimamente ligada a impedância..... | 38 |
| Figura 2-11 Representação do efeito pele em um filme ferromagnético, mostrando a dependência da profundidade de penetração com relação a frequência da corrente e do campo magnético externo (intrínseco na permeabilidade)..... | 43 |
| Figura 2-12 (a) montagem experimental típica para medidas de FMR. (b) espectro de absorção para amostra de $MnSO_4$ para uma frequência de 2,75 GHz. Figura extraída da referência [47]. | 44 |
| Figura 2-13 Medida da impedância de uma multicamada Finemet (100 Å)/Cu(10Å) x 50 mostrando a passagem pelo zero da perde reativa enquanto a parte resistiva passa pelo máximo..... | 45 |
| Figura 2-14 Frequência de ressonância de um filme mono-domínio com anisotropia uniaxial no plano, com $H_k = 6 Oe$. <i>Figura retirada da referência [49]</i> | 48 |
| Figura 2-15 Estrutura de um filme tri-camada (a) seção transversal x-y (b) representação da estrutura magnética no plano y-z do filme. Figura retirada da referência [37]..... | 49 |
| Figura 3-1 configuração da câmara do sputtering onde: 1- controlador do fluxo de Ar (Argônio), 2- controlador do fluxo O_2 , 3- motor de passo para o controle do “shutter”, 4 – Fonte RF , 5 – Fonte DC, 6,7 – canhão (magnetron sputtering), 8 – shutter, 9 – porta substrato, 10 – motor de passo para o porta amostra, 11 – baratron , 12 – bombas difusora e mecânica para obtenção da pressão de base. | 61 |
| Figura 3-2 Difração de raio-X baixo ângulo para calibração da taxa de deposição para o alvo de Finemet (a) difração na configuração θ -2 θ . (b) gráfico do vetor de espalhamento $q = 4\pi \sin(\theta) / \lambda$ versus o índice dos picos de Bragg, com um ajuste linear. A inclinação da reta é de $0,02291 \text{ \AA}^{-1}$ | 62 |
| Figura 3-3 Estruturação dos filmes na forma de sanduíches, onde F = multicamadas Finemet/Cu e M = Cu. (a) visão superior da estrutura do sanduíche onde W_F é a largura do filme | |

| | | |
|-------------|---|----|
| | multicamada Finemet/Cu e W_{Cu} é a largura do caroço de Cobre e l é o comprimento do filme ferromagnético. (b) visão da seção transversal da estrutura produzida. | 63 |
| Figura 3-4 | Mascaras utilizadas para a produção dos filmes na forma de sanduíches, cada mascara consiste em quatro orifícios com dimensões distintas. (a) mascara utilizada para deposição do ferromagneto com larguras de 2,3,4,5mm. (b) mascara utilizada para deposição do caroço de cobre com larguras de 0.3,0.5,0.8,1mm. | 64 |
| Figura 3-5 | Configuração θ - 2θ para o raio-X existente no LMMM. Neste sistema tanto o tubo de raios-X quanto o contador de radiação giram controlados por motores de passo de alta precisão. O sistema é controlado por um PC. | 67 |
| Figura 3-6 | representação esquemática do VSM desenvolvido por S. Foner [54] em 1959. | 68 |
| Figura 3-7 | Diagrama de blocos do sistema de medidas para magnetoimpedância. | 70 |
| Figura 3-8 | Cavidade do tipo “strip line” desenvolvida para este trabalho, as dimensões levaram em conta o comprimento do filmes na forma de sanduíches. 1- o pino central está isolado do restante da linha através de um espaçador de <i>teflon</i> . 2-posição onde se coloca o filme no substrato de vidro. | 71 |
| Figura 4-1 | Espectro de raios-X para uma amostra multicamada de Finemet/Cu com $0.5 \mu\text{m}$ de espessura. | 73 |
| Figura 4-2 | Curvas de magnetização para a série R355. (a) amostra S1 ($1 \mu\text{m}$ de Finemet) $H_c=230 \text{ Oe}$ e $H_s \sim 300 \text{ Oe}$. (b) amostra S2 ($0.5 \mu\text{m}$ de Finemet) $H_c =19 \text{ Oe}$ e $H_s \sim 100 \text{ Oe}$. (c) amostra S3 ($1.5 \mu\text{m}$ de Finemet) $H_c= 13 \text{ Oe}$ e $H_s \sim 150 \text{ Oe}$. (d) S4 ($2 \mu\text{m}$ de Finemet) $H_c=10 \text{ Oe}$ e $H_s \sim 185 \text{ Oe}$ | 76 |
| Figura 4-3 | Curvas de magnetização para a série R356. (a)S5 ($0.1 \mu\text{m}$ de Finemet) $H_c=2.5 \text{ Oe}$ e $H_s \sim 10 \text{ Oe}$. (b) S6 ($0.2 \mu\text{m}$ de Finemet) $H_c=5.3 \text{ Oe}$ e $H_s \sim 30 \text{ Oe}$ | 78 |
| Figura 4-4 | Comportamento da coercividade das amostras com relação à espessura, para as séries (S1,S2,S3,S4) e (S5,S6). | 79 |
| Figura 4-5: | Configuração dos imãs e das linhas de campos em que os substratos foram depositados. Configurações estas fornecidas péla AJA international. | 80 |
| Figura 4-6 | Série (M1,M2), onde foram produzidas amostras multicamadas Finemet/Cu com diferentes números de bicamadas. M1 (50 bicamadas) $H_c= 0.3 \text{ Oe}$. M2 (100 bicamadas) $H_c = 0.19 \text{ Oe}$ | 81 |
| Figura 4-7 | Nesta série foram produzidas amostras multicamadas com (100Å Finemet / 10Å Cu) x 50 . Foram realizados tratamentos térmicos a temperaturas de 340° , 440° e 540° C durante 1 hora. Nesta figura pode ser verificada a evolução do campo coercivo e do campo de anisotropia em função da temperatura. | 82 |
| Figura 4-8 | Curva de magnetização para a amostra M1 (como feita) com diferentes cortes com relação a direção de deposição. Desta forma pode ser verificada a indução de uma anisotropia para um ângulo de 90° com relação a deposição. | 82 |
| Figura 4-9 | Curva de magnetização para a amostra SW5 estruturada na forma de sanduíche com o caroço de cobre no interior do filme multicamadas. Em detalhe o comportamento da magnetização a baixos campos. | 83 |
| Figura 4-10 | Comportamento da parte real (R) e da parte imaginária (X) da impedância da amostra S2 (Finemet 5000 Å). | 85 |
| Figura 4-11 | Variação percentual do efeito da Magnetoimpedância para a amostra S2. | 86 |
| Figura 4-12 | Parte real (R) e imaginária (X) da impedância da amostra M (100Å Finemet/ 10Å Cu) x 50 | 87 |
| Figura 4-13 | Variação percentual da Magnetoimpedância para a amostra M1 para algumas frequências. Pode ser verificado o deslocamento dos picos de MI em função do campo, uma das características da FMR. | 88 |
| Figura 4-14 | Impedância em função da frequência para a amostra M1, onde pode-se verificar a passagem da parte Real (R) pelo máximo simultaneamente com a passagem da parte Imaginária (X) pelo zero para determinado campo. | 89 |
| Figura 4-15 | Comportamento da variação percentual máxima da MI em função da frequência para a amostra M1. | 89 |

| | |
|---|----|
| Figura 4-16 Comportamento da Impedância em função da frequência para o corte M4..... | 91 |
| Figura 4-17 Frequência de ressonância versus campo magnético para a amostra M4. Com uma extrapolação no mínimo da curva pode-se fazer uma perspectiva do campo H_k | 91 |
| Figura 4-18 Comportamento da impedância em função da frequência para amostra M4-T..... | 92 |
| Figura 4-19 Frequência de ressonância versus campo externo para a amostra M4-T. Extrapolando o mínimo, tem-se uma perspectiva do campo H_k | 92 |
| Figura 4-20 Resultados obtidos no VSM para uma comparação com as curvas $f_r \times H$, para o H_k | 93 |
| Figura 4-21 Parte real e imaginária da impedância para alguns valores de frequência, para a amostra SW4. | 94 |
| Figura 4-22 Comportamento da parte Real da impedância em função do campo e comportamento da parte MI_{Max} em função da frequência. | 95 |
| Figura 4-23 Comportamento da MI_{Max} em função da para a amostra SW5. Com relação ao campo o comportamento mostrou-se simétrico. | 97 |
| Figura 4-24 Comportamento da MI_{Max} em função da frequência para a amostra SW6. Com relação ao campo o comportamento mostrou-se simétrico. | 97 |

Aos meus pais e meus irmãos, com todo respeito.

Agradecimentos

- Ao prof. Rubem L. Sommer, pela oportunidade, *extrema* paciência e amizade;
- Aos prof.(s) Schelp, Carara, Alexandre e Aguinaldo pelas discussões fora de hora e durante as seções de café;
- A todos os colegas do LMMM pelo companheirismo: Ricardo, Luciana, Teco, Lucio, Marcelo, Callegari, Daiane, Felipe, João, Mateus, Sabrina, Kelly, Rudmar, Claudiocir;
- Ao pessoal do apoio técnico: Saionara, Paulo, Newton;
- A Milene, pela paciência, compreensão e ajuda sem reclamar em nenhum momento, ou melhor, quase nenhum.

RESUMO

Neste trabalho foi estudado o efeito magnetoimpedância (MI) em multicamadas e sanduíches de filmes finos produzidos por “magnetron sputtering”. Para isto foi utilizado um analisador de impedância HP4396B, que possibilita uma análise de frequências na faixa de 100KHz-1.8GHz. Os estudos foram desenvolvidos utilizando-se uma liga a base de ferro com a composição de $Fe_{73.5}Cu_1Nb_3Si_{13.5}B_9$ como elemento ferromagnético e Cu com metal normal. Foram produzidos filmes mono e multicamadas de filmes finos, além de filmes na forma de sanduíches utilizando-se o Cu como elemento central simulando um fio condutor sanduichado com filmes ferromagnéticos. Esta configuração de amostra permite altas variações no efeito magnetoimpedância devido, principalmente, ao efeito magnetoindutivo.

Os resultados mostraram-se compatíveis com as previsões teóricas (se considerado os efeitos dos aumentos da condutividade devido ao uso de multicamadas para as amostras sanduichadas), resultando variações percentuais da ordem de 300% para a MI nas multicamadas e 200% para os filmes sanduichados utilizando-se multicamadas como elemento ferromagnético. Com isto, provou-se que sensores baseados em multicamadas simples são mais adequados do que sensores baseados em sanduíches F/M/F.

Abstract

The magnetoimpedance effect (MI) in sandwiched thin films of the FeCuNbSiB/Cu produced by Magnetron Sputtering is studied using HP4396B impedance analyzer in the frequency range 100kHz-1,8GHz. The samples were produced with an alloy with composition of $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ as the ferromagnetic and Cu on the normal metal. single and multilayer thin films were studied as well as sandwiched films using Cu as the central conductor. This configuration of samples exhibited high magnetoimpedance ratios

The results were compatible with the theoretical prediction (for the effects of the increase of the conductivity due to the multilayer use for the samples sandwiched) MI ratios of 300% in the multilayer sample and 200% for the sandwiched samples are obtained, showing that the single multilayer sample is more suitable for MI sensors than sandwiched films.

1 Introdução

O efeito magnetoimpedância (MI) refere-se à dependência da impedância de uma amostra ferromagnética com um campo magnético externo aplicado sobre ela. Este efeito está intimamente ligado à variação da permeabilidade com o campo magnético externo e seu efeito sobre a profundidade de penetração (efeito pele), que consiste na concentração da corrente na “casca” do material quando a frequência da corrente de sonda aumente consideravelmente. Experimentalmente, a observação desta dependência se dá aplicando-se uma corrente alternada, com frequência definida, sobre uma amostra submetida a um campo magnético externo e medindo-se a queda de potencial nas extremidades da mesma.

A magnetoimpedância em geral é quantificada pela sua variação percentual MI% definida como $MI(\%) = \left(\frac{Z - Z(H_{\max})}{Z(H_{\max})} \right)_{\max} \times 100$. Tendo em vista alguns materiais apresentarem variação percentuais de mais de 100% no estudo do efeito MI, mostrou-se interessante para o desenvolvimento de sensores de campo magnético e cabeçotes de leitura magnética. Devido às propriedades magnéticas dos materiais amorfos, estes apresentam grande variação da impedância quando submetidos a um campo magnético externo. Por esta razão, alguns autores chamaram o efeito magnetoimpedância, redescoberto em meados de 1994 [42], de magnetoimpedância gigante. Embora o efeito venha sendo bastante estudado desde este "renascimento", a maior parte dos estudos vem sendo realizada em fios e fitas magnéticas amorfas [18-27]. Poucos trabalhos [28-40] em filmes, particularmente filmes amorfos, são encontrados na literatura. Entretanto, filmes finos são extremamente interessantes para realizar estudos de magnetoimpedância, principalmente filmes produzidos pela técnica de "magnetron sputtering", pois os mesmos podem ser produzidos a partir de alvos sinterizados a frio com a estequiometria facilmente controlada pelas quantidades de elementos componentes. Este é o caso de filmes a base de (FeCo)SiB. Dependendo da quantidade relativa de Fe e Co, pode-se obter filmes com magnetostricção positiva, negativa ou

próxima de zero. A modulação química dos filmes, com a intercalação de camadas amorfas e metais normais como Cu e Ag, permite obter e estudar uma variedade de geometrias de amostra e seus efeitos na permeabilidade/ magnetoimpedância das mesmas.

Nesta dissertação, serão apresentados os resultados obtidos para a magnetoimpedância em multicamadas magnéticas com a composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ / Cu em várias geometrias. No capítulo dois, será apresentada uma breve revisão teórica da magnetoimpedância, incluindo os principais tópicos do processo de magnetização dos materiais e dos parâmetros cujo controle pode levar à otimização dos resultados referente à MI; no capítulo três serão discutidos os procedimentos experimentais adotados para o desenvolvimento deste trabalho, incluindo a técnica de produção dos filmes com sputtering, as técnicas de caracterização por difração de raios-X, a magnetometria de amostra vibrante e a técnica de medida de magnetoimpedância até 1.8GHz; no capítulo quatro serão apresentados e discutidos os resultados referentes à caracterização estrutural e às medidas magnéticas e de magnetoimpedância. Finalmente, o capítulo cinco apresentará as conclusões obtidas deste trabalho e as perspectivas para trabalhos futuros.

2 Processos de Magnetização e Magnetoimpedância

2.1 Ferromagnetos

2.1.1 Momento Magnético dos Átomos

Os momentos magnéticos dos átomos se originam dos momentos magnéticos dos elétrons não pareados. Os momentos magnéticos possuem três contribuições principais: o momento magnético orbital, o momento magnético de spin e ainda, em menor intensidade, o momento magnético associado ao núcleo atômico.

Em uma abordagem clássica, o momento magnético orbital μ está associado ao movimento de um elétron em sua órbita e com sua frequência angular ω na forma (momento magnético de uma espira submetida a uma corrente i)

$$\mu = \frac{-e\omega r^2}{2} \quad (1)$$

lembrando que o momento angular orbital $\vec{L} = \vec{r} \times m_e \vec{v}$ pode-se relacionar este e o momento angular orbital com

$$\vec{\mu} = \frac{-e}{2m_e} \vec{L} \quad (2)$$

Quanticamente o momento orbital é uma grandeza quantizada, sendo que na direção z assume valores inteiros de $h/2\pi$, de modo que o momento magnético correspondente é

$$\mu_z = \frac{-e\hbar}{2m_e} m_l \quad (3)$$

a quantidade $\frac{e\hbar}{2m_e}$ é chamada de magneton de Bohr (μ_B) e vale

$$\mu_B = 9.27 \times 10^{-24} \text{ A.m}^2 \quad (4)$$

Como já mencionado, existe também a contribuição devido ao momento angular de spin. A distinção entre este e o momento magnético orbital está no fator de proporcionalidade γ conhecido como a razão giromagnética. Este fator assume valores distintos para cada tipo de momento magnético como exposto na expressão abaixo.

$$\vec{\mu}_z = \gamma \hbar \vec{J} \begin{cases} \gamma = -e/2m_e & \text{para } \vec{J} = \vec{L} \\ \gamma = -e/m_e & \text{para } \vec{J} = \vec{S} \end{cases} \quad (5)$$

Utilizando-se o fator “g” de Landé que é dado por [3]

$$g = \frac{3}{2} + \frac{1}{2} \frac{S(S+1) - L(L+1)}{J(J+1)} \quad (6)$$

que pode assumir valores igual a 1 e 2 para os momentos angulares orbital e de spin respectivamente, a expressão (5) pode ser escrita na forma:

$$\vec{\mu}_z = g \mu_B \langle \vec{J} \rangle \quad (7)$$

Onde $\langle \vec{J} \rangle$ é o valor médio de \vec{J} operador momento angular total dado pela soma do operador momento angular orbital \vec{L} e do momento angular de spin \vec{S} .

O spin é o momento magnético intrínseco do elétron e não tem análogo clássico. Entretanto, este momento é mensurável e dá origem a todas as ordens magnéticas existentes, tais como o Paramagnetismo e o Ferromagnetismo, tornando-se, em muitas substâncias a contribuição mais importante para a resposta magnética das mesmas.

Para átomos isolados na temperatura zero absoluto os elétrons se organizam em seus orbitais de maneira que o momento devido ao spin seja mais próximo de zero possível de acordo com a 1ª regra de Hund. Porém, para um sólido real com uma grande quantidade de átomos, conseqüentemente de elétrons, esta distribuição é fortemente afetada, devido principalmente a sobreposição das nuvens eletrônicas dos átomos. A

consequência imediata disto é que o princípio de exclusão de Pauli deve considerar grupos de N átomos do sólido. Deste modo, os níveis de energia que antes eram discretos se desdobram formando bandas de energia (Figura 2-1).

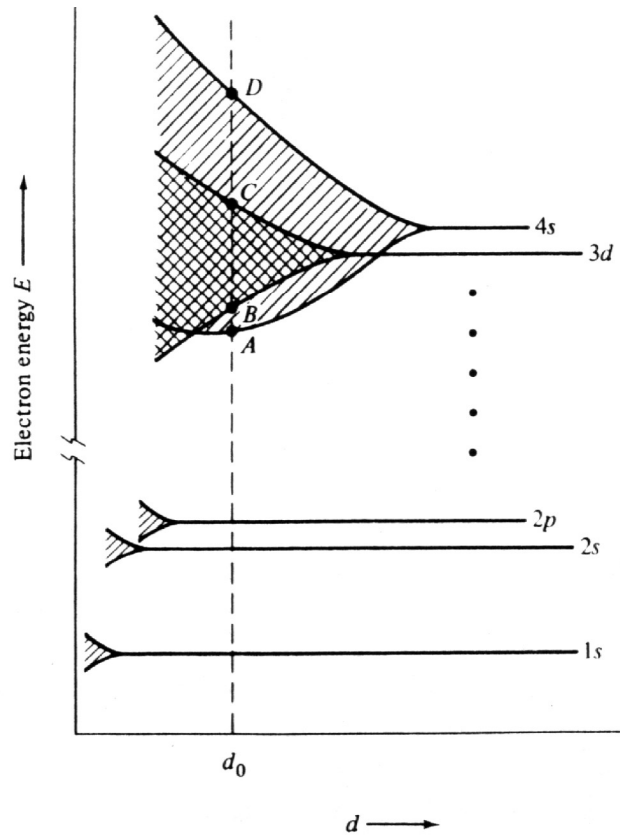


Figura 2-1: Estrutura de banda em função da separação interatômica [3]

O modelo de bandas rígidas acarreta em uma distribuição de densidades de níveis característicos para os elementos com elétrons mais energéticos (nível de Fermi) nas bandas $3d$ e $4s$, esta distribuição pode ser vista na Figura 2-2.

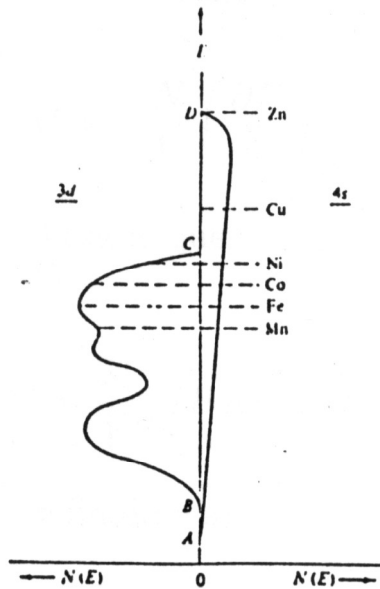


Figura 2-2: densidade de níveis das bandas 3d e 4s, salientado do nível de fermi para o Ni, Co, Fe, Mn.

Um dos modelos que leva a explicação do ferromagnetismo é o que foi apresentado por Weiss, que supõe, basicamente, que as interações de um átomo do material com seus N primeiros vizinhos pode ser substituída por uma interação média, ou um campo médio, de modo que, quando um campo magnético é aplicado a uma amostra, os átomos dessa amostra ficam sujeitos a uma interação com o campo, dada pela expressão

$$\varepsilon = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad (8)$$

Considerando que as interações ocorrem no interior da amostra, então o campo \vec{B} será substituído pelo campo \vec{H} . Tomando a relação entre o momento de dipolo magnético $\vec{\mu}_J$ e o momento angular total do elétron \vec{J} :

$$\vec{\mu}_J = \frac{ge}{2m} \vec{J} \quad (9)$$

onde “g” é o fator de Landé, como já mencionado, “e” a carga do elétron e “m” a massa do elétron. Lembrando que $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$, utilizando apenas o momento angular de spin dos elétrons a expressão acima pode ser escrita na forma

$$\vec{\mu} = \frac{ge}{2m} \vec{S} = \frac{g\mu_B}{\hbar} \vec{S} \quad (10)$$

onde nesta expressão μ_B é o já mencionado magneton de Bohr e \hbar é a constante de Planck dividida por 2π . Substituindo a expressão (10) na expressão (8) com a mudança mencionada anteriormente encontra-se

$$\varepsilon_H = -\frac{g\mu_0\mu_B}{\hbar} \vec{S} \cdot \vec{H} \quad (11)$$

Considerando \vec{H} na direção z tenham a mesma direção o produto escalar é escrito na forma:

$$\varepsilon_H = -\frac{g\mu_0\mu_B}{\hbar} S_z H \quad (12)$$

A energia apresentada na expressão (12) é a energia de um único átomo, além do que o momento angular de spin eletrônico na direção z é quantizado para esta situação e é escrita na forma

$$S_z = m\hbar \quad (13)$$

Onde m é um número inteiro ou semi-inteiro que só pode assumir os valores $m = -S, -S+1, \dots, S-1, S$ sendo um total de $2S+1$ possibilidades. No caso do elétron, S é um semi-inteiro ($S=1/2$). Desta forma a energia associada ao campo magnético de uma amostra com N átomos é dada por

$$\varepsilon_H = -\frac{g\mu_0\mu_B}{\hbar} H \sum_{i=1}^N S_{z_i} \quad (14)$$

Nesta última S_{Zi} indica o momento angular do i -ésimo átomo.

Considerando a interação de dois elétrons vizinhos e utilizando o momento magnético de spin, usualmente esta energia é escrita na forma

$$\varepsilon_{ij} = -J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (15)$$

Onde J_{ij} é a conhecida integral de troca que representa a superposição das funções de onda dos elétrons e informa a intensidade da interação, que depende da distância entre os spins i e j , esta pode ser expressa como sendo

$$J_{ij} = \int d\vec{r}_i d\vec{r}_j \frac{e^2 \Psi_a^*(\vec{r}_i) \Psi_b^*(\vec{r}_j) \Psi_a(\vec{r}_j) \Psi_b(\vec{r}_i)}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} \quad (16)$$

Quando $J_{ij} > 0$, a situação em que os spins são paralelos é energeticamente favorecida, pois corresponde a um mínimo de energia. A energia expressa na equação (15) é o chamado **modelo de Heisenberg**. Sendo esta a principal forma de energia responsável pelo ferromagnetismo.

Os ferromagnetos caracterizam-se por apresentarem-se espontaneamente magnetizado abaixo de uma certa temperatura crítica, denominada de temperatura de Curie (T_c) [3]. Porém, a magnetização de saturação (M_s) apresenta uma dependência com relação a temperatura que pode ser vista na Figura 2-3 para o Fe, Ni e Co. Acima desta temperatura crítica o material apresenta um comportamento paramagnético. A magnetização em função do campo magnético será apresentada na próxima seção onde serão mostradas também as diversas formas de energias que envolvem os processos de magnetização.

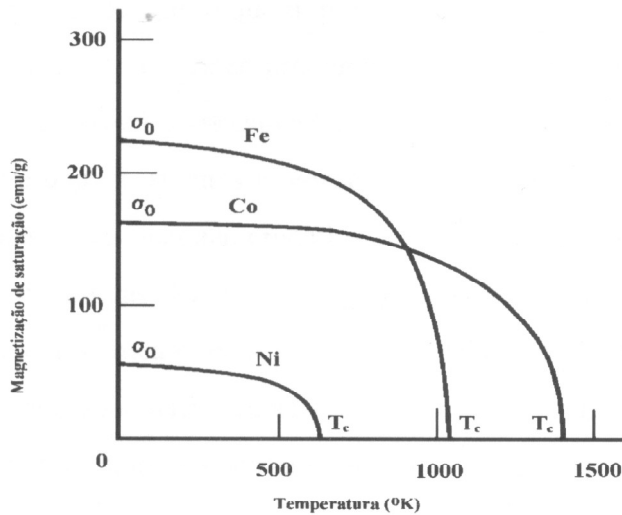


Figura 2-3: Comportamento da magnetização de saturação em função da temperatura para o Fe, Ni, Co. figura retirada da referencia [3].

2.2 Processos de Magnetização

2.2.1 Anisotropia Magnética

Observando a Figura 2-4, onde temos a curva de magnetização de uma amostra de Fe feita em três direções cristalográficas $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ e $\langle 111 \rangle$ retirada de [3], pode-se perceber a maior facilidade para levar a amostra a saturação magnética quando aplica-se o campo externo da ordem de 100 Oe na direção $\langle 111 \rangle$. Já para as outras direções um campo de aproximadamente 400 Oe é necessário para saturá-la. Desta forma percebe-se um “eixo fácil de magnetização”, ou seja, possui uma anisotropia natural na direção $\langle 111 \rangle$.

No caso de filmes finos, a estruturação da amostra faz com que o eixo fácil esteja no plano do filme, existindo, em alguns casos, filmes com eixos fáceis na direção perpendicular ao plano, como por exemplo, no trabalho de T. Katayama *et al* [1], onde

foi apresentada a anisotropia perpendicular em amorfos como GdCo, que é originária devido ao ordenamento em pares do cobalto no filme.

Com o intuito de obter uma explicação adequada no que se refere à estruturação magnética interna de um ferromagneto (estrutura dos domínios magnéticos), serão apresentadas de maneira breve as energias existentes em um ferromagneto.

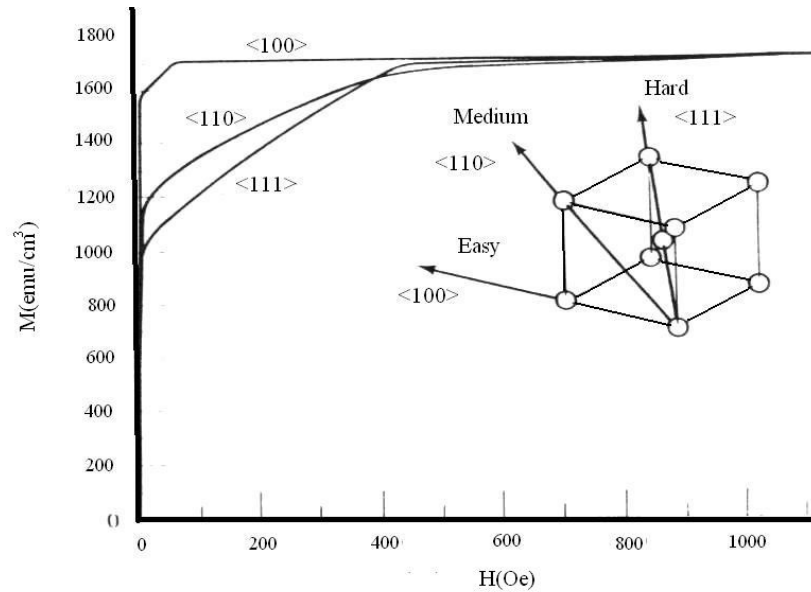


Figura 2-4: Curvas de magnetização par um cristal simples de uma amostra de Fe, retirada da referência [3]

2.2.2 Energia livre

Quando aplicado um campo magnético externo sobre uma amostra ferromagnética, seus momentos tendem a se alinhar com o mesmo. A configuração final dos momentos a cada ponto do material vão depender da minimização da energia livre.

Esta energia recebe contribuições, principalmente da sua estrutura cristalina, da forma da amostra e do seu estado de tensão mecânica. Uma expressão mais completa para a energia deve receber termos como o da energia magnetoelástica, energia de troca,

paredes de domínios, entre outras, de modo que a energia total é dada pela soma de todas estas.

$$F = \int dV (\varepsilon_{\text{magnetoelástica}} + \varepsilon_{\text{magnetocristalina}} + \varepsilon_{\text{tensão}} + \varepsilon_{\text{magnetoestática}} + \varepsilon_{\text{troca}}) \quad (17)$$

No que segue cada termo da energia livre será descrito, com menos ênfase na energia de troca já desenvolvido anteriormente.

2.2.2.1 Energia de Anisotropia Magnetocristalina

A maior parte dos materiais apresenta uma estrutura de átomo organizada em uma rede, com uma periodicidade definida (chamada de estrutura cristalina). Esta estrutura afeta as características magnéticas da amostra. O termo dependente desta cristalinidade é chamado de anisotropia magnetocristalina, e leva em consideração as orientações relativas dos vetores de magnetização local em relação aos eixos cristalográficos, tendo por expressão, para materiais com estrutura cúbica,

$$\varepsilon_{\text{cristalina}} = K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_2 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2) \quad (18)$$

onde K_1 e K_2 são constantes de anisotropia e $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ são os conhecidos cossenos diretores da magnetização. Assim, para um conjunto de $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ especial faz com que este termo de energia seja mínimo, definindo o chamado eixo fácil de magnetização cristalográfico. Vale salientar que este termo, para estruturas amorfas, não está presente, ficando desta forma fora do balanço energético.

Nos materiais amorfos, a anisotropia magnetocristalina existe apenas em uma escala local associada ao campo cristalino produzido pelos átomos próximos. Devido a natureza amorfa esses eixos estão orientados aleatoriamente, o que fez com que o valor médio da anisotropia seja zero quando for tomada uma média sobre toda a amostra. O resultado é a ausência de qualquer anisotropia macroscópica de origem

magnetocristalina. Existem algumas famílias de materiais amorfos que podem apresentar uma anisotropia cristalina após tratamentos térmicos com ou sem tensões que serão melhor descritas na seção referente a amorfos.

2.2.2.2 Energia de Troca

Como já mencionado anteriormente, dois átomos magnéticos interagem via momentos de spins. Esta interação contribui para o balanço energético. Considerando dois átomos i e j , com momentos angulares totais dados por \vec{S}_i e \vec{S}_j a energia de troca entre estes dois átomos tem por expressão

$$\varepsilon_{troca} = -2J_{ex} \vec{S}_i \vec{S}_j \quad (19)$$

onde J_{ex} é a chamada integral de troca. Esta integral define a orientação relativa e a intensidade da interação entre os momentos de dois átomos vizinhos. Se considerarmos que θ é o ângulo ente dois momentos vizinhos, então podemos analisar através do valor de J_{ex} qual a orientação energética favorável entre os dois momentos: para J_{ex} negativa, a energia se minimizará. Para $\theta = 180^\circ$, de forma que temos um ordenamento antiferromagnético. Para J_{ex} positivo, a energia será mínima para $\theta = 0$, o que caracteriza o ordenamento ferromagnético.

2.2.2.3 Energia Magnetostática

Quando uma amostra é magnetizada, aparecem pólos magnéticos livres em suas extremidades. Esta situação pode ser visualizada com auxílio da Figura 2-5 que apresenta uma amostra constituída por momentos magnéticos (representados como pequenos imãs). No interior da amostra, cada pólo norte é compensado por um pólo sul do momento seguinte. Nas extremidades não há compensação e os pólos livres

produzem um campo interno \vec{H}_d com direção oposta a magnetização. Se a magnetização for uniforme, o campo no interior da amostra é dado por

$$\vec{H} = \vec{H}_0 - \vec{H}_d \quad (20)$$

Para amostras com formas especiais a magnetização é de fato uniforme e pode ser calculado como

$$\vec{H}_d = N_d \vec{M} \quad (21)$$

onde N_d é o fator de desmagnetização da amostra. Este fator foi calculado para algumas formas de amostras por Stoner[2]. Para o caso de uma amostra esférica o fator desmagnetizante é $\frac{4}{3}\pi$. Porém, para amostras com uma forma sem simetria definida ou com uma simetria complicada o cálculo do fator desmagnetizante torna-se complicado e N_d toma forma de tensor. O conhecimento deste fator é de grande importância para o conhecimento da anisotropia e conseqüentemente da dinâmica da magnetização que influenciará diretamente no efeito da magnetoimpedância. Este fator será tratado novamente quanto uma explanação da relação entre magnetoimpedância e ressonância ferromagnética for realizada.

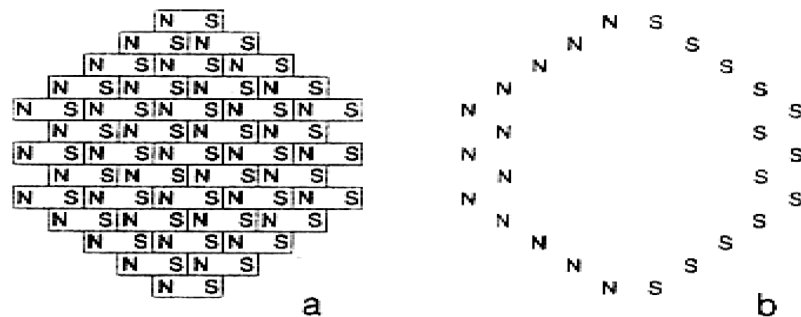


Figura 2-5 (a) Interação representativa dos dipolos de um ferromagneto (b) pólos livres do ferromagneto representado em (a).

2.2.2.4 Energia Magnetoelástica

A energia magnetoelástica está associada diretamente a magnetostricção. Esta, por sua vez, é o nome dado ao fenômeno da variação das dimensões de um ferromagneto quando submetido a um campo magnético externo. A grandeza que quantifica este fenômeno é denominada de constante de magnetostricção (λ), que é a razão entre a variação do comprimento (Δl) e o comprimento inicial (l) da amostra.

$$\lambda = \frac{\Delta l}{l} \quad (22)$$

Quando o ferromagneto é levado à saturação, λ recebe o nome de constante de magnetostricção de saturação e passa a ser representado por λ_s . A constante λ_s pode assumir valores positivos, negativos ou muito próximos de zero. Esta variação nas dimensões da amostra encontra uma explicação microscópica através do acoplamento spin-órbita, pois quando a amostra é submetida a um campo magnético externo ocorre uma deformação na nuvem eletrônica dos átomos, alongando-as ou comprimindo-as, dependendo da direção relativa entre o campo e o eixo de anisotropia magnética. A dependência da energia magnetoelástica com a magnetostricção é dada pela expressão.

$$\varepsilon_\sigma = -\frac{3}{2}\lambda_s \sum_i \sigma_{ij} \gamma_i^2 \quad (23)$$

onde σ_{ij} é a i -ésima componente do tensor de tensão diagonalizado e γ_i o cosseno diretor de \vec{M} com relação a i -ésimo eixo. Em geral a energia de anisotropia está relacionada com as constantes de anisotropia K_1 apresentadas anteriormente através da expressão

$$\varepsilon = (K + \Delta K)(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) \quad (24)$$

onde ΔK é dado por

$$\Delta K = \frac{9}{4}((C_{11} - C_{12})\lambda_{100}^2 - 2C_{44}\lambda_{111}^2) \quad (25)$$

e nesta C_{ij} representa as constantes elásticas para a simetria cúbica e λ_{ijk} são as constantes de magnetostricção.

Vale ressaltar neste ponto que, para o estudo feito em filmes finos, este fenômeno é dificilmente observado devido à aderência do filme ao substrato, impedindo assim uma mudança livre das dimensões quando este é submetido a um campo magnético externo. Uma fonte de anisotropia em amorfos é existência de defeitos e impurezas que geram tensões internas residuais. Estas fontes juntamente com a magnetostricção da amostra resultam em uma anisotropia magnetoelástica ao longo do material.

2.2.3 Domínios Magnéticos

Os materiais ferromagnéticos caracterizam-se por apresentarem uma magnetização local espontânea, mesmo na ausência de um campo magnético externo, acarretado pela formação de regiões internas com uma direção preferencial da magnetização, denominada *domínios magnéticos* (Figura 2-6), que por sua vez são separadas pela rotação gradual dos momentos até o alinhamento com a magnetização do domínio vizinho, esta rotação caracteriza a formação de paredes de domínios conhecidas também como paredes de Bloch, representado na Figura 2-6 (b,c)

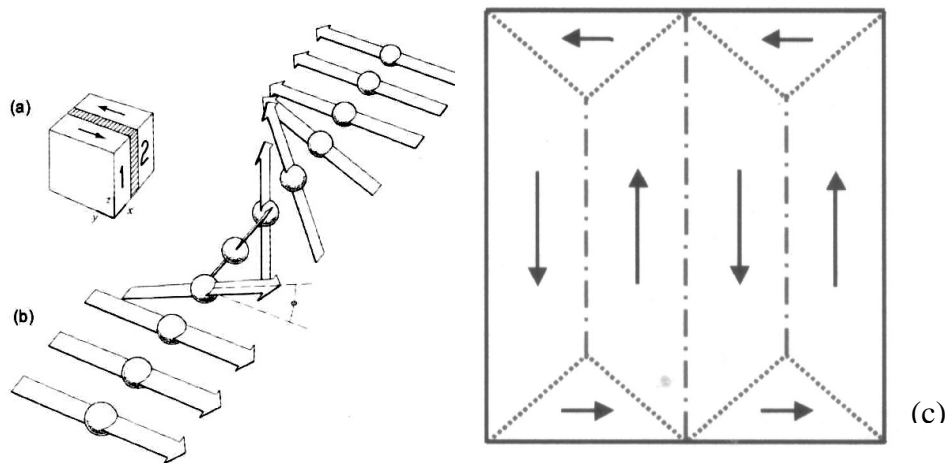


Figura 2-6: (a) estrutura de um ferromagneto com apenas dois domínios magnéticos orientados antiparalelamente (b) estrutura da parede de domínio para este ferromagneto.(c) visualização dos domínios de um ferromagneto. Retirado de [3]

No caso de filmes finos, devido à espessura da amostra, as paredes de domínios tomam uma rotação no plano do filme, devido à minimização de energia. A esta parede dá-se o nome de Paredes de Néel [3]. Devido à competição energética entre dois domínios magnéticos, como por exemplo, o ferro que apresentam domínios adjacentes com ângulos de orientação dos spins com até 180° , a parede de domínio terá uma espessura limitada, que dependerá de uma constante de troca A e de uma constante de anisotropia K_{eff} , na forma [3].

$$\delta = \sqrt{\frac{A}{K_{eff}}} \quad (26)$$

A constante de anisotropia efetiva K_{eff} pode ser uma constante de anisotropia uniaxial ou a primeira constante de anisotropia no caso de materiais cúbicos. Para os materiais amorfos, a inexistência de rede cristalina faz com que não exista anisotropia magnetocristalina, mas as tensões produzidas durante a fabricação do filme serão as responsáveis por uma constante de anisotropia efetiva $K_{eff} = K_\sigma$ que irá determinar a estrutura das paredes de domínios nestes materiais.

2.3 Dinâmica da Magnetização

A dinâmica da magnetização é descrita pela equação do movimento de Landau-Lifshitz,

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \quad (27)$$

onde γ é o fator giromagnético, M_s a magnetização de saturação, \vec{H}_{eff} o campo magnético efetivo e α o parâmetro de amortecimento de Gilbert. O campo magnético efetivo \vec{H}_{eff} leva em consideração todas as forças macroscópicas e microscópicas atuantes no sistema magnético, este campo pode ser calculado a partir da energia livre exposta anteriormente. Uma possível configuração do campo efetivo é dada pela expressão

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H} + \vec{H}_a + \frac{2A}{\mu_0 M_s} \nabla^2 \vec{M} \quad (28)$$

onde para este campo \vec{H} é o campo magnético interno (soma do campo aplicado e do campo desmagnetizante), \vec{H}_a o campo de anisotropia e A informa intensidade da constante de troca. Na expressão (27) outros termos podem aparecer dependendo do sistema magnético a ser estudado, de modo que termos referentes a outros tipos de energia podem ser adicionados. Na expressão (28) foi adicionado o termo de amortecimento de Gilbert, o qual para pequenos amortecimentos faz com que esta expressão seja equivalente ao termo de amortecimento original de Landau-Lifshitz. Este termo de amortecimento fenomenológico conserva o comprimento do vetor magnetização \vec{M} , necessário para um ferromagneto ideal. Em materiais reais, no entanto, os processos de relaxação não permitem uma conservação no módulo de \vec{M} . Tal relaxação pode ser descrita, por exemplo, adicionando-se o termo de amortecimento de *Bloch-Bloembergen* $-(M-M_0)/\tau$.

Os amortecimentos citados acima refletem a “inércia” de rotação da magnetização devido a interação entre seus vizinhos, acarretando assim um mecanismo diferente na dinâmica geral da magnetização descrita apenas pela expressão apresentada por Landau-Lifshitz.

Qualitativamente, o comportamento da magnetização de um ferromagneto é descrito levando em consideração a resposta que o mesmo adquire quando submetido a um ciclo de campo magnético externo.

Como já mencionado, amostras ferromagnéticas podem apresentar estrutura de múltiplos domínios, onde cada um apresenta uma direção preferencial na magnetização. Estas orientações são de tal forma que, macroscopicamente, a magnetização na periferia do ferromagneto é próxima de zero (Figura 2-7 (a)). Quando um campo magnético externo é aplicado sobre esta amostra, os domínios que apresentam orientações favoráveis (na direção do campo) aumentam seu volume através do movimento reversível das paredes de domínios, deixando assim a amostra macroscopicamente magnetizada (Figura 2-7 (b)).

Com um acréscimo ainda maior do campo, os momentos magnéticos iniciam sua rotação, porém, este efeito ocorre simultaneamente com o movimento irreversível das paredes de domínio. Com um campo magnético suficientemente forte, o único efeito a que o ferromagneto é submetido é a rotação dos momentos até o alinhamento com o campo magnético externo.

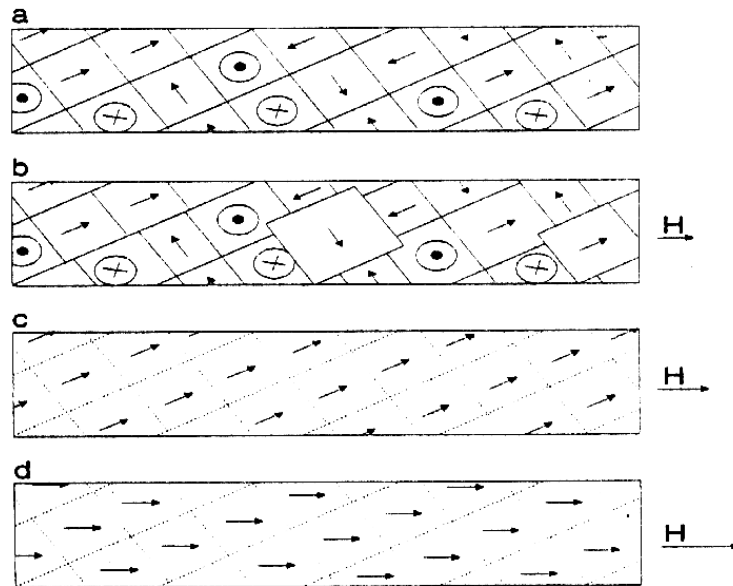


Figura 2-7 Efeito de um campo magnético sobre um ferromagneto (a) sem campo magnético aplicado (b) domínios com orientações paralelas a H (com pequena magnitude) crescem as custas do decréscimo dos domínios com outras orientações (c) termina a fase de crescimento dos domínios, via movimento das paredes, tornando a amostra como se tivesse uma configuração de monodomínio (d) quando o campo torna-se ainda mais forte os momentos são forçados via torque a se orientarem na direção de H

Quando uma amostra ferromagnética excursiona um campo magnético externo com uma frequência baixa, obtêm-se uma variação na magnetização macroscópica \bar{M} não linear com relação ao campo. A curva resultante dá-se o nome de **Ciclo de Histerese**. Destas curvas muitas características magnéticas importantes do material podem ser obtidas, por exemplo, a área da curva que nos informa a dissipação de energia durante o ciclo. Na Figura 2-8 pode ser observado um ciclo de histerese característico de um ferromagneto, de onde podem ser obtido estes fatores importantes no estudo, tais como: (O-E) campo coercivo, (O-D) magnetização remanente, (C) magnetização de saturação e (O-A-C) a curva virgem de magnetização.

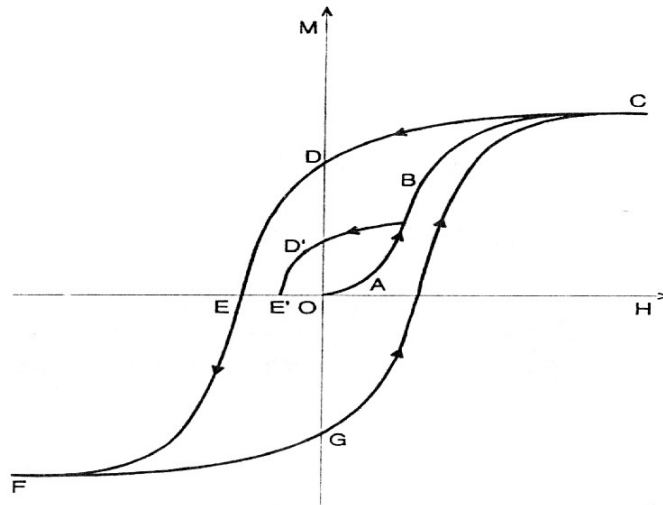


Figura 2-8 Curva de histerese característica de um material ferromagnético, onde são apresentados os parâmetros relevantes que podem ser adquiridos a partir desta. (O-E) Campo Coercivo, (O-D) Magnetização Remanente, (C) Magnetização de Saturação, (O-A-C) Curva Virgem de Magnetização.

2.4 Materiais Ferromagnéticos Amorfos

As fitas ferromagnéticas amorfas surgiram na década de 60 com os trabalhos de T. Kaneyoshi [4], utilizando a técnica de *melt spinning*. Desde então, inúmeros trabalhos vem sendo desenvolvidos de modo a desvendar todos os possíveis enigmas a respeito deste tipo de liga, tais como os trabalhos desenvolvidos por S. Takayama, et al [5], H.H. Liebermann, et. al [6], entre outros. Devido à necessidade de um controle mais fino e da miniaturização dos dispositivos eletro-eletrônicos, cresceu o interesse pelo desenvolvimento de ligas amorfas na geometria de filmes finos, o que acarreta outros fatores físico-estruturais que até então não tinham sido levadas em consideração.

As ligas amorfas caracterizam-se, principalmente, por não apresentarem uma estrutura ordenada de longo alcance de seus átomos, o que torna estes materiais muito diferentes se comparados com os materiais ditos cristalinos, que apresentam um arranjo estrutural no que se refere à disposição atômica dos elementos constituintes da liga.

O fato que mais chamou atenção dos pesquisadores foi que, apesar da "desordem" estrutural, alguns amorfos apresentavam grande ordenamento magnético. Este fato se explica devido a tendência dos spins alinharem-se em uma direção preferencial, geralmente induzida por uma anisotropia existente em materiais amorfos.

As principais famílias de ligas amorfas ferromagnéticas são a base de Fe ou de Co. Estas além de apresentarem uma alta magnetização de saturação ($\sim 1,5T$), apresentam propriedades magnéticas quando submetida a regimes de altas frequências, fator importante no estudo da magnetoimpedância.

Após algum tempo do descobrimento destas ligas, trabalhos foram desenvolvidos relatando-se o surgimento de fases parcialmente cristalizadas obtidas a partir de tratamentos térmicos [7, 8, 9, 10, 11]. Estes amorfos parcialmente cristalizados apresentaram propriedades magnéticas superiores que as ligas de ferro convencional, conservando propriedades interessantes das ligas amorfas. Uma das primeiras ligas estudadas foi a de $Fe_{73.5}Cu_1Nb_3Si_{13.5}B_9$, utilizada neste trabalho. Esta liga apresentou uma estrutura de grãos (FeSi) de ordem nano-métrica imersos em uma matriz amorfa, quando submetida a um tratamento térmico de $540^\circ C/1h$ em fitas, além de propriedades magnéticas comparáveis com as ligas amorfas de Co em altas frequências, com baixa magnetostricção, baixas perdas e elevado valor de magnetização de saturação.

Os efeitos dos tratamentos térmicos nas ligas amorfas são bastante acentuados principalmente devido a sua estrutura desordenada. Tratamentos térmicos afetam principalmente na coercividade e na anisotropia magnética das ligas devido a estas estarem em um estado metaestável, fator resultante do resfriamento rápido no caso de fitas.

Nas ligas amorfas o desenvolvimento de grãos cristalinos resulta em uma deterioração das propriedades magnéticas, aumentando assim o campo coercivo e diminuindo a permeabilidade. Foram realizados estudos referentes a dependência da coercividade da liga em função do tamanho do grão [12,13]. Este comportamento pode ser observado na Figura 2-9.

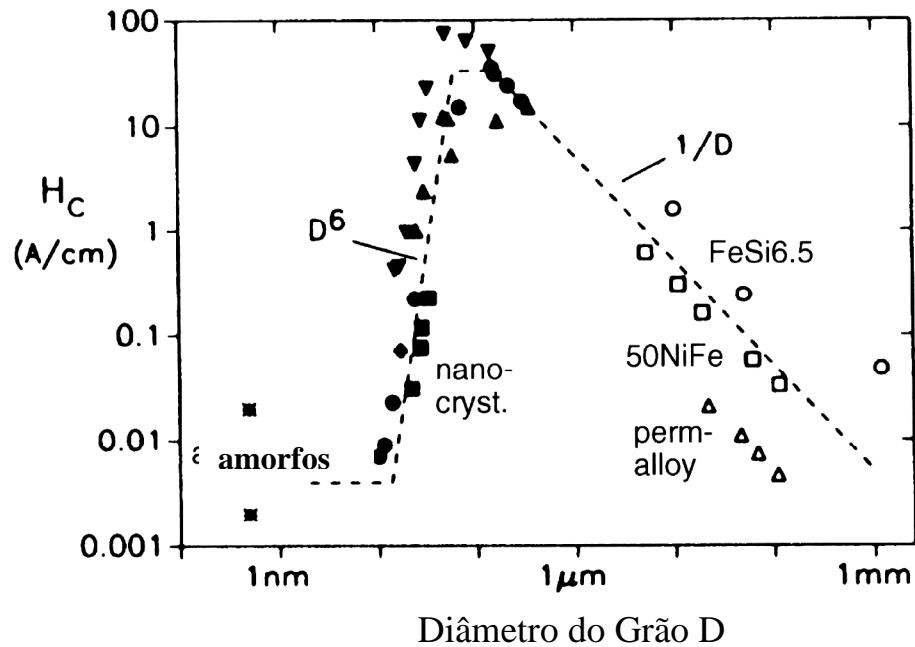


Figura 2-9: Coercividade versus tamanho do grão para varias ligas magnéticas. Retirada da referencia [13].

2.4.1 Modelo de Anisotropia Aleatória

A explicação para o comportamento magnético da liga $Fe_{73.5}Cu_1Nb_3Si_{13.5}B_9$ surgiu em 1989 proposta por Herzer utilizando o modelo de anisotropia aleatória desenvolvida inicialmente por Alben, *et al* [14] para explicar o comportamento de “ilhas” magnéticas em uma matriz amorfa. Herzer propôs que os grãos nanocristalinos se comportam com momentos magnéticos rígidos com eixos de anisotropia distribuídos uniformemente em todas as direções e que estavam acoplados pela interação de troca [13]. Neste trabalho foi suposto que a origem da interação de troca entre grãos vem do alcance das correlações de troca entre átomos magnéticos na liga (L_0), que em nanocristais de Fe vale aproximadamente 38 nm . A consequência imediata desta correlação é a diminuição da constante de anisotropia magnetocristalina K por um fator que depende do número de grãos N com tamanho D que estão contidos dentro do volume de troca, dado por L^3_{troca} . A expressão para K toma a forma

$$\langle K \rangle = \frac{K}{N} = K \cdot \left(\frac{D}{L_{troca}} \right)^{3/2} \quad (29)$$

Onde $L_{troca} = \sqrt{\frac{A}{\langle K \rangle}}$ e a constante de troca A entre os átomos no caso do Fe tem o valor de 10^{11} Jm^{-1} . Herzer resolveu a expressão (29) com auxílio da expressão do L_{troca} para grãos menores que o alcance de correlação L_0 e obteve relações entre a constante de anisotropia magnetocristalina K e o diâmetro dos grãos das liga.

$$\langle K \rangle = \frac{K^4 D^6}{A^3} \quad (30)$$

Para o caso em que os grãos são maiores que L_0 a expressão teve a forma

$$\langle K \rangle = \frac{\sqrt{AK}}{D} \quad (31)$$

O valor de $\langle K \rangle$ está relacionado com o campo coercivo através das expressões [13]

$$H_c = p_c \frac{\langle K \rangle}{M_s} \quad (32)$$

Onde p_c é uma constante adimensional. Este modelo proposto por Herzer foi demonstrado experimentalmente com visto na Figura 2-9 consagrando o modelo devido a sua simplicidade e precisão na descrição dos dados obtidos experimentalmente.

Mais tarde Herzer descreveu um modelo para sistemas que apresentam muitas fases magnéticas tornando suas teorias mais abrangentes.

2.5 Magnetoimpedância e Ressonância Ferromagnética

2.5.1 Revisão Histórica

Nesta seção será apresentada uma revisão teórica sobre os conceitos básicos envolvidos no fenômeno da magnetoimpedância e ressonância ferromagnética.

As propriedades de magnetotransporte dos materiais são de grande importância em diversas aplicações tecnológicas dentre as quais a área de sensores de campo e cabeças de gravação e leitura magnética. Com o avanço das pesquisas, a densidade de informações gravadas em um disco rígido vem aumentando rapidamente, ocasionando outros problemas, como por exemplo, a dificuldade da leitura dos mesmos. Com a descoberta da GMR [15] avanços importantes foram alcançados possibilitando a produção de mídias com capacidades superiores a 20 GB. O efeito GMI torna-se um candidato forte nesta área devido as grandes variações percentuais alcançadas para campos magnéticos fracos, fatores que influenciam na sensibilidade e precisão durante a leitura dos dados gravados.

De maneira simplificada pode-se entender o efeito da magnetoimpedância como a variação da impedância de uma amostra quando submetida simultaneamente a uma corrente alternada e um campo magnético externo. O fenômeno tem um embasamento clássico e pode ser explicado mediante a solução simultânea das equações de Maxwell e da equação de Landau-Lifshits.

Apesar da MI ser conhecida desde 1935 [16], a falta de uma explicação teórica e de uma modelagem que explicasse os resultados experimentais fez com que os estudos não se aprofundassem. Em 1993 Machado et al [17] tentou explicar o efeito como um efeito magnetoressistivo *ac*, mas o modelo teve algumas falhas referentes a dependência da variação da resistência *ac* com a frequência. Pouco mais tarde, em 1994 com o trabalho de R.S. Beach, *et al* [42] uma explicação foi obtida, o trabalho mostrou estudos de magnetoimpedância em fios amorfos. A partir de então, a MI despertou interesse e começou a ser investigada mais intensamente.

Desde então, inúmeros trabalhos vem sendo realizados nos mais diversos sistemas e simetrias de amostras, tais como fios [18, 19, 20, 21, 22, 23, 24], fitas

produzidas por resfriamento rápido [25, 26, 27], filmes finos [28, 29, 30], em especial interesse para esta dissertação, alguns trabalhos desenvolvidos em amostras na forma de filmes finos sanduichados com um metal normal [31, 32, 33, 34, 35, 36, 37, 38, 39, 40].

Nestes últimos, estudos foram feitos introduzindo-se um metal normal, simulando um fio condutor entre duas camadas ferromagnéticas. Nesta configuração, devido à diferença de condutividade entre o ferromagneto e o metal normal a corrente *ac* irá se concentrar no núcleo metálico, induzindo assim uma magnetização circunferencial nas camadas ferromagnéticas.

Os primeiros trabalhos publicados utilizando-se esta configuração foram realizados por Panina, *et al* [31], onde o elemento ferromagnético utilizado foi a liga $Ni_{80}Fe_{20}$ e o elemento metálico utilizado foi o Cobre (Cu). Foram realizadas medidas a 400 MHz ocasionando variações percentuais de 8% na MI.

A partir deste, outros trabalhos foram sendo desenvolvidos, utilizando-se outros elementos ferromagnéticos e metálicos, tais como os trabalhos realizados por Morikawa, *et al* [32,33], que utilizaram ligas de *CoSiB* e *FeCoSiB* para os elementos ferromagnéticos e o *Cu* e *Ag* como o elemento metálico. Nestes estudos foram realizados experimentos para diferentes dimensões das camadas ferromagnéticas. No segundo anteriormente citado [34] foi introduzido uma camada isolante entre o ferromagneto e o núcleo de metal impedindo assim com que a corrente *ac* tivesse contato elétrico com a camada ferromagnética, esta configuração acarretou variações percentuais de 700% aproximadamente na MI para uma frequência de 20 MHz e um campo H_{ex} de 11 Oe.

Nos trabalhos desenvolvidos por S. Xiao, *et al* [34,35] foi utilizado a liga FeCuNbSiB com a concentração utilizado no ferromagneto desenvolvido nesta dissertação ($Fe_{73,5}Cu_1Nb_3Si_{13,5}B_9$), onde variações percentuais de 80% foram alcançados em amostras tratadas termicamente a 380°C e uma frequência de 13 MHz na corrente *ac*.

L. V. Panina e K. Mohri [36] desenvolveram modelos onde diversos parâmetros foram variados e simulações foram feitas. Esse estudo em particular mostrou que as variações percentuais na magnetoimpedância apresentam uma forte dependência com relação as condutividades elétricas do núcleo e do ferromagneto. Este efeito influenciará tanto na magnitude do efeito quanto na frequência onde ocorrem as maiores variações.

2.5.2 Descrição Teórica

A magnetoimpedância depende, dentre outros fatores, da frequência da corrente alternada que a amostra é submetida e da geometria da amostra estudada. Em termos experimentais, a configuração básica adotada é apresentada na Figura 2-10, onde ω é a frequência angular da corrente e $Z=R+iX$ é a impedância da amostra.

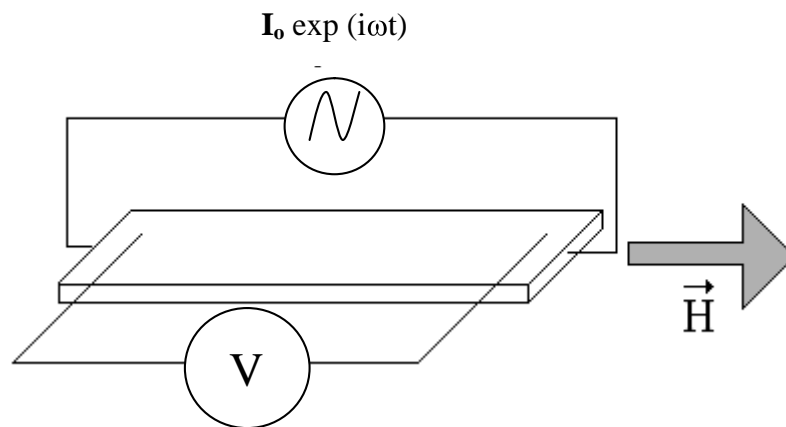


Figura 2-10 Configuração básica para medidas de magnetoimpedância onde a frequência da corrente esta imersa no termo $\omega = 2 \pi f$ e V, esta intimamente ligada a impedância.

Com relação à frequência pode-se dividir a descrição em faixas: para frequência na faixa entre 0.01 e 10 KHz a variação na impedância de uma mostra ferromagnética é devido, exclusivamente, ao efeito magneto indutivo [41]. Para faixas entre 10 KHz e alguns MHz a magnetoimpedância passa a ser causada pelo “efeito Skin”, que acarreta mudanças significativas na permeabilidade magnética em função do campo aplicado [42]. Quando a frequência chega à ordem de centenas de MHz a GHz, além do “efeito skin”, sempre presente nestas frequências, a configuração do arranjo experimental típico favorece ao fenômeno da ressonância ferromagnética, sendo este o principal agente responsável pela variação da impedância da amostra [43].

2.5.2.1 Efeito Magneto Indutivo

Para frequências onde a profundidade de penetração é maior que a espessura do filme ($t/2$), onde t é a espessura do filme, ou o raio de um fio (a) a variação na impedância é ocasionada devido ao chamado efeito magneto indutivo. Quando a corrente alternada passa pela seção transversal de um filme ou um fio, um campo magnético circunferencial é induzido devido à lei de Ampère. Tal expressão, levando em consideração um fio de raio “ a ” é dada por

$$H_{\varphi} = \frac{Ir}{2\pi a^2} \quad (33)$$

onde r é a distância radial ao eixo do filme ou do fio. Considerando uma corrente senoidal ac na forma

$$I = I_0 e^{-i\omega t} \quad (34)$$

o campo da expressão (33) torna-se ac , de modo que um fluxo magnético é induzido, surgindo assim um campo elétrico longitudinal. Tal campo elétrico pode ser calculado utilizando-se a equação de Maxwell

$$\frac{\partial E_z}{\partial r} = -\frac{\partial B_{\varphi}}{\partial t} = -i\omega\mu_{dif}H_{\varphi} \quad (35)$$

onde B_{φ} pode ser função de H_{φ} , sendo esta a indução magnética circular. A permeabilidade diferencial é dada por

$$\mu_{dif} = \frac{\partial B_{\varphi}}{\partial H_{\varphi}} \quad (36)$$

A condição de contorno para a expressão (35) é de que a corrente tenha amplitude constante. Neste caso, a voltagem induzida nas extremidades do fio é dada por

$$V_L = E_z(a)l = -\left(\frac{i\omega}{2\pi}\right)L_i I \quad (37)$$

L_i representa a indutância interna da amostra definida como [44]

$$L_i = \frac{\left(4l \int_0^a r dr \int_r^a \mu_{dif}(r') r' dr' \right)}{a^4} \quad (38)$$

Tomando-se a tensão total induzida em uma amostra ferromagnética dada pela soma resistiva e indutiva, tem-se que

$$V_T = V_R + V_L = R_{dc} I - \left(\frac{i\omega}{2\pi} \right) L_i I \quad (39)$$

lembrando que a corrente é dada por (34), sendo $Z = V_T/I$, a impedância pode ser escrita como sendo

$$Z = R_{dc} + i \frac{\omega}{2\pi} L_i \quad (40)$$

A dependência de ordem magnética nesta expressão é devido ao termo L_i como pode ser observado na equação (40).

2.5.2.2 Magnetoimpedância em frequências moderadas

Ao submeter um condutor metálico a uma corrente alternada um fenômeno denominado efeito Pele (skin effect) surge para frequência da ordem de kHz a MHz. Este efeito consiste no confinamento da corrente na superfície do condutor, fazendo com que apareça um gradiente de densidade de corrente na seção do mesmo. A profundidade skin ou profundidade de penetração depende da permeabilidade μ do material, que em um material ferromagnético depende da amplitude e frequência da corrente de sonda, além do campo externo \vec{H}_{eff} , $\mu = \mu(I_0, f, H_{eff})$. Este efeito é de grande importância na descrição e na modelagem do efeito MI em frequências moderadas e altas.

Devido à simplicidade da simetria cilíndrica, os cálculos para a magnetoimpedância serão apresentados para um condutor cilíndrico.

As equações de Maxwell na forma diferencial são dadas por

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (41)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (42)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{j} \quad (43)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0 \quad (44)$$

onde \vec{j} é a densidade de corrente, relacionada ao campo elétrico \vec{E} pela lei de Ohm microscópica.

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (45)$$

Se o campo magnético externo \vec{H} for nulo, o campo atuante na amostra será o campo produzido pela corrente alternada que percorre a amostra, o que permite uma análise simples da permeabilidade circunferencial. Considerando uma relação linear entre o campo magnético e a indução magnética na forma

$$\vec{B}_\varphi = \mu_\varphi \vec{H}_\varphi \quad (46)$$

Substituindo a expressão (46) na expressão (41) e tomando o rotacional da mesma

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = -\mu_\varphi \frac{\partial (\nabla \times \vec{H}^*)}{\partial t} \quad (47)$$

Identificando o termo * na expressão acima, pode-se escrever ainda

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = -\mu_\varphi \frac{\partial (\vec{j})}{\partial t} \quad (48)$$

Utilizando algumas identidades vetoriais obtidas de [45], e a equação (45), pode-se escrever (48) na forma

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{\sigma \mu_\varphi}{2\pi} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (49)$$

Neste ponto tem-se a distinção entre as coordenadas cilíndricas (caso de fios) e cartesianas (caso de filmes finos). A solução para cada caso depende do sistema de coordenadas do Laplaciano na equação (49). Adotando coordenadas cilíndricas, a solução da E.D.O. resultante levará as funções de Bessel de primeira espécie, tornando o resultado para a impedância na forma

$$Z = \frac{1}{2} Rka \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)} \quad (50)$$

Utilizando-se o Laplaciano em coordenadas cartesianas, a solução da E.D.O. resultante toma a forma para filmes finos, cuidando-se para usar a permeabilidade transversal μ_t e não a circunferencial. Neste caso, a solução é:

$$Z = R_{dc} \frac{kt}{2} \cot\left(\frac{kt}{2}\right) \quad (51)$$

Identificando nestas duas últimas expressões “ a ” e “ t ” como sendo o raio do cilindro e a espessura do filme, respectivamente. O termo “ k ” é definido com sendo

$$k = \sqrt{\frac{\sigma \omega \mu}{2\pi}} = \frac{1+i}{\delta_m} \quad (52)$$

onde μ na expressão (52) pode ser a permeabilidade transversal ou circunferencial, dependendo da simetria da amostra. δ_m é a conhecida profundidade de penetração da corrente. Na Figura 2-11 está representado o comportamento da corrente na seção transversal da amostra para frequências moderadas, caracterizando o efeito skin.

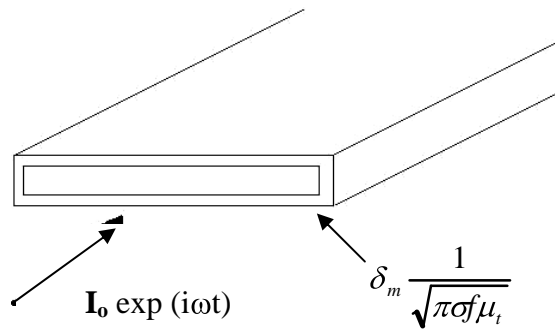


Figura 2-11 Representação do efeito pele em um filme ferromagnético, mostrando a dependência da profundidade de penetração com relação a frequência da corrente e do campo magnético externo (intrínseco na permeabilidade)

A descrição teórica exposta acima descreve bem alguns resultados experimentais de GMI. A chave para o entendimento do efeito GMI está na descrição do comportamento da permeabilidade magnética em função dos campos aplicados. Devido a relação não linear entre o campo magnético e a indução magnética, cálculos exatos são difíceis de realizar. Em muitas situações, a anisotropia da amostra não é uniaxial, tornando a descrição de μ_t complicada por se tratar de uma quantidade tensorial. Este fato se agrava ainda mais quando os materiais estudados são ferromagnetos amorfos, devido a alta permeabilidade e a anisotropia aleatória intrínseca.

Quando se trabalha com frequências menores que 500 kHz, as principais contribuições para a variação da permeabilidade são os movimentos das paredes de domínios associadas à rotação dos momentos [46]. Para frequências mais elevadas, o efeito pele torna-se mais acentuado e o movimento das paredes de domínios é fortemente amortecido pelas chamadas “*eddy currents*”, e as rotações dos momentos tornam-se mais importante no processo.

2.5.2.3 Magnetoimpedância e Ressonância Ferromagnética

A configuração necessária para a medida do efeito magnetoimpedância favorece o fenômeno da ressonância ferromagnética e a torna mensurável quando a corrente entra na faixa de centenas de MHz a GHz. A FMR (*ferromagnetic resonance*) surge ao submeter uma amostra ferromagnética simultaneamente a um campo magnético uniforme \vec{H} e um campo magnético alternado na frequência de microondas perpendicular à direção de \vec{H} . Este campo gera o alinhamento parcial dos momentos magnéticos acarretando assim um movimento de precessão com uma frequência característica f proporcional ao campo. Quando a frequência do campo alternado iguala-se a f , o sistema entra em ressonância e uma queda aguda na potência de microondas transmitida é verificada. Na Figura 2-12 (a) pode-se observar a configuração utilizada para medida de FMR. Já na Figura 2-12 (b) está representado o espectro obtido para uma amostra de MnSO_4 extraída de [47]

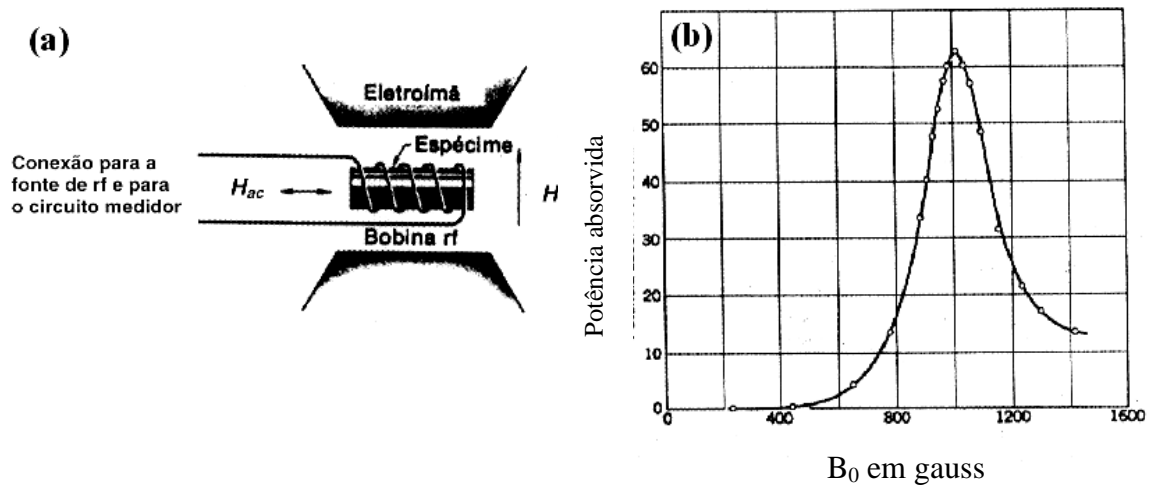


Figura 2-12 (a) montagem experimental típica para medidas de FMR. (b) espectro de absorção para amostra de MnSO_4 para uma frequência de 2,75 GHz. Figura extraída da referência [47].

A relação experimental entre GMI e FMR foi lembrada por Yelon *et al* em 1996 [43]. O trabalho de Ménard *et al* [48] apresentou características peculiares no estudo de GMI e FMR nos cálculos teóricos, entre elas a passagem da parte imaginária pelo zero quando a parte real da impedância tem seu máximo. A Figura 2-13 mostra exatamente

esta característica observada para um filme de 50 bicamadas de Finemet (100 Å)/Cu (10 Å) a uma frequência de 906 MHz. O filme foi produzido para o presente trabalho.

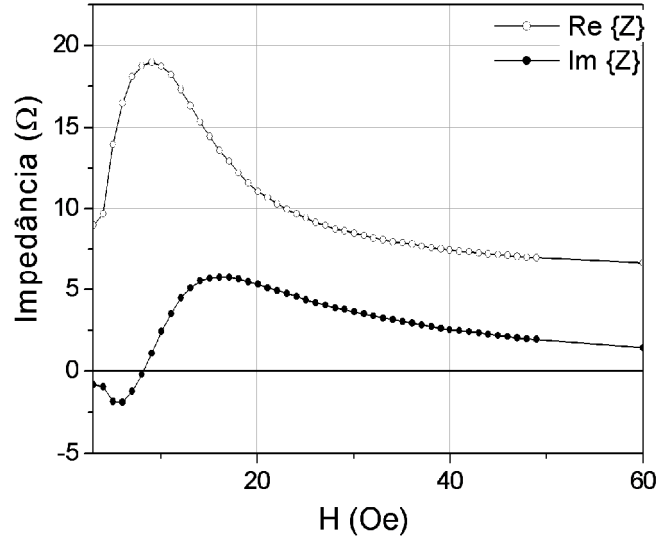


Figura 2-13 Medida da impedância de uma multicamada Finemet (100 Å)/Cu(10Å) x 50 mostrando a passagem pelo zero da perde reativa enquanto a parte resistiva passa pelo máximo.

De acordo com Kittel [49] a equação para a dinâmica da magnetização, como já mencionada anteriormente (sem atenuações) tem a forma

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma_0 \vec{M} \times \vec{H} \quad (53)$$

onde o campo magnético leva em consideração o campo efetivo atuante na amostra e um campo variável devido a corrente alternada imposta $\vec{H} = \vec{H}_{ef} + \vec{H}(t)$. Da mesma forma, a magnetização tem a contribuição do campo externo e do campo oscilatório $\vec{M} = \vec{M}_s + \vec{M}(t)$.

A ressonância ferromagnética pode ser tratada microscopicamente com um Hamiltoniano de spin que inclui termos para o efeito Zeeman, dipolo-dipolo e interações de troca, bem como um para a energia de anisotropia magnetocristalina.

As equações do movimento são então obtidas pelo procedimento usual calculando o comutador do Hamiltoniano de Spin e do momento angular de spin acarretando na expressão (53). Nesta equação o campo magnético é o resultante do

campo aplicado, desmagnetizante, anisotropia cristalina e qualquer outro campo que possa estar presente no sistema. Para uma amostra na forma de um elipsóide o campo resultante pode ser escrito como

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H} + \vec{H}_1(t) - \hat{D} \cdot \vec{M} + H_K \quad (54)$$

onde \vec{H} é o campo magnético estático, $\vec{H}_1(t)$ o campo magnético alternado, $-\hat{D} \cdot \vec{M}$ o campo desmagnetizante e H_K o campo de anisotropia. \hat{D} é o tensor de desmagnetização da amostra.

Em um material cristalino, este campo depende das constantes de anisotropia K_1 , K_2 . Uma forma de escrever o campo de anisotropia é

$$\vec{H}_K = -\hat{D}_K \cdot \vec{M} \quad (55)$$

onde para simplificar \hat{D}_K é assumido com as componentes sobre os eixos do sistema cartesiano de forma que \vec{H}_K pode ser escrito como sendo

$$\vec{H}_K = -D_{Kx} M_x \hat{i} - D_{Ky} M_y \hat{j} - D_{Kz} M_z \hat{k} \quad (56)$$

Considerando o campo DC na direção do eixo Z (principal de um elipsóide) e o campo alternado na perpendicular a este o tensor \hat{D} , que deveria ser um tensor com muitos termos, passa a ser um tensor diagonal. Escrevendo então $\vec{M} = \vec{M}_S + \vec{M}_1(t)$ onde \vec{M}_S está na direção do campo \vec{M} e $\vec{M}_1 = \vec{M}_1 e^{i\omega t}$ e substituindo na expressão (53), pode-se encontrar a relação entre a magnetização e o campo magnético desenvolvendo termo a termo do rotacional e da derivada temporal.

Considerando que o campo $H_{1x} = H_{1y} = 0$, o que é condição para que M_{1x} e M_{1y} tenha solução não trivial, tem-se que

$$\begin{aligned} -\frac{i\omega}{\gamma} M_{1x} + M_{1y} [H + (D_y + D_{ky} - D_z - D_{Kz}) M_S] &= 0 \\ \frac{i\omega}{\gamma} M_{1y} + M_{1x} [H + (D_x + D_{Kx} - D_z - D_{Kz}) M_S] &= 0 \end{aligned} \quad (57)$$

Na forma matricial estas expressões ficam

$$\begin{vmatrix} \frac{i\omega_r}{\gamma} & H + (D_y + D_{Ky} - D_z - D_{Kz})M_s \\ H + (D_x + D_{Kx} - D_z - D_{Kz})M_s & \frac{i\omega_r}{\gamma} \end{vmatrix} = 0 \quad (58)$$

Resolvendo o sistema (58) encontra-se a relação

$$\omega_r^2 = \gamma \left\{ \left[H + (D_y + D_{Ky} - D_z - D_{Kz})M_s \right] \times \left[H + (D_x + D_{Kx} - D_z - D_{Kz})M_s \right] \right\} \quad (59)$$

Como pode ser verificado na expressão acima a frequência de ressonância depende diretamente dos fatores desmagnetizantes. Para um cilindro, por exemplo, tem-se que

$$D_x = D_y = 2\pi, \quad D_z = 0$$

No caso em que a anisotropia cristalina é pequena comparada com a anisotropia de forma fazendo com que

$$D_{Kx} = D_{Ky} = D_{Kz} = 0$$

Desta forma substituindo estes termos em (59) a frequência de ressonância pode ser encontrada tomando

$$f_r = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{(H_{eff} + H_k)M_s} \quad (60)$$

Analisando a expressão acima, podem-se tomar dois limites que trazem informações importantes sobre a amostra estudada.

Quando $\vec{H}_{eff} \gg \vec{H}_K$ (onde H_K é o campo de anisotropia) pode-se desprezar H_K na expressão (60) restando apenas

$$f_r^2 = \left(\frac{\gamma\mu_0}{2\pi} \right)^2 M_s H \quad (61)$$

Desta pode-se obter a magnetização de saturação da amostra, tomando a inclinação da reta resultante de $f_r^2 \times H$, no caso de materiais amorfos.

Quando $\vec{H}_{eff} \approx \vec{H}_K$, a expressão para $f_r^2 \times H$ não é mais linear, apresentando um mínimo. Para a anisotropia da amostra é uniaxial e perpendicular ao campo magnético externo dc este mínimo apresenta-se agudo, localizado sobre o campo de anisotropia \vec{H}_K , como pode ser visto na Figura 2-14. Na mesma figura são apresentadas as relações de dispersão para ângulos levemente diferentes de 90° .

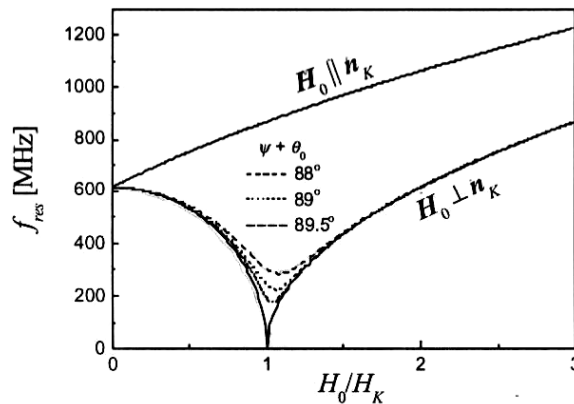


Figura 2-14 Frequência de ressonância de um filme mono-domínio com anisotropia uniaxial no plano, com $H_K = 6$ Oe. Figura retirada da referência [49].

2.5.3 Magnetoimpedância em Multicamadas Ferromagneto / Metal

A magnetoimpedância em filmes na forma de tri-camada, onde a camada interna é um metal normal, necessita uma descrição teórica um pouco diferente do apresentado nas seções anteriores. Os cálculos aqui apresentados foram desenvolvidos por Panina, *et al* [37] e estão baseados inteiramente na solução de problemas de contorno da eletrodinâmica clássica.

Na Figura 2-15 (a) está representada a estrutura de tri-camada estudada por Panina *et al*, com os parâmetros importantes para o desenvolvimento dos cálculos da impedância. A tri-camada com largura $2b$ (eixo y) e comprimento l (eixo z), contém uma camada metálica (M) com espessura $2d_1$ e duas outras camadas ferromagnéticas (F) de espessura d_2 .

Submetendo esta estrutura, simultaneamente, a uma corrente ac na forma $I = I_0 \exp(-i\omega t)$ na direção do eixo z e a um campo magnético externo H_{ex} aplicado paralelamente a corrente, fatores como as dimensões d_1 , d_2 e b passam a ser importantes para determinar a sensibilidade da impedância do filmes. Considerando o comprimento l do filme grande, se comparado com a espessura do filme, este pode ser tratado como sendo infinito na direção z , tornando os campos variáveis apenas as coordenadas x e y .

Assumindo que as camadas magnéticas tenham apenas anisotropia transversal e uniaxial na direção y e a estrutura das paredes de domínios seja como a representada na Figura 2-15 (b), os resultado referente da MI mostram-se mais sensíveis ao campo magnético externo H_{ex} . Por outro lado, esta forma de magnetização na direção y não causa uma grande energia magnetostática no plano para filmes finos.

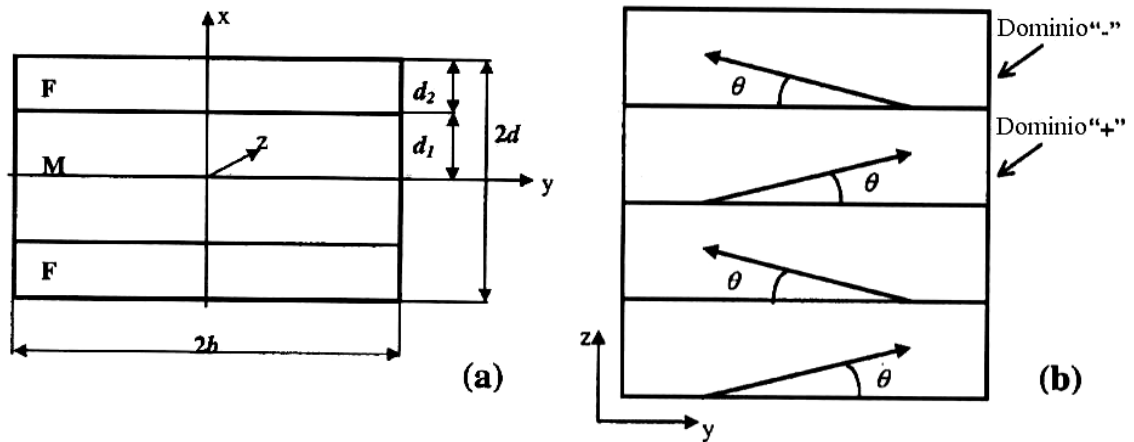


Figura 2-15 Estrutura de um filme tri-camada (a) seção transversal x-y (b) representação da estrutura magnética no plano y-z do filme. Figura retirada da referência [37]

Se a voltagem V nas extremidades do filme é fixa, a impedância Z na estrutura é definida como

$$Z = \frac{V}{I}, \text{ onde} \tag{62}$$

$$I = \int_{x=-d}^{x=d} \int_{y=-b}^{y=b} j(x, y) dx dy$$

e $j(x, y)$ é a distribuição da densidade de corrente. Para o desenvolvimento dos cálculos posteriores é conveniente escrever a densidade de corrente em termos dos potenciais vetor \vec{A} e escalar φ , tomando as equações de Maxwell para o campo elétrico \vec{E} e o campo magnético \vec{H} , lembrando da expressão $\vec{j} = \sigma \vec{E}$

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}\varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \tag{63}$$

$$\hat{\mu} \vec{H} = \vec{\nabla} \times \vec{A}, \quad \vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{j} \tag{64}$$

onde σ é a condutividade e $\hat{\mu}$ é o tensor permeabilidade.

Em uma aproximação linear, o vetor magnetização \vec{M} é representado com sendo $\vec{M} = \vec{M}_0 + \vec{m}(t)$, onde \vec{M}_0 é magnetização estática direcionada de um ângulo θ e $\pi - \theta$ com relação ao eixo y , como representado na Figura 2-15 (b) e $\vec{m}(t)$ é a mesma representação utilizada na seção anterior que foi representada por $\vec{M}_1(t)$. A magnetização variável $\vec{m}(t)$ é uma função linear do campo \vec{H} associado à corrente I .

$$\vec{m} = \hat{\chi} \cdot \vec{H} \tag{65}$$

Nesta expressão, $\hat{\chi}$ é o tensor susceptibilidade. Para frequências suficientemente altas, o principal processo de magnetização é a rotação dos momentos. Neste caso, $\hat{\chi}$ é determinado pela solução da equação de Landau-Lifshitz linearizada. Depois de tomar a média sobre todos os domínios (Figura 2-15), devido à anisotropia, resta a forma quase diagonal para o tensor permeabilidade.

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_1 & \mu_a & 0 \\ -\mu_a & \mu_2 & 0 \\ 0 & 0 & \mu_3 \end{pmatrix} \quad (66)$$

Onde tomou-se $\hat{\mu} = 1 + 4\pi\hat{\chi}$. Das equações (63) e (63), a seguinte equação para $A_z = A_1$ é obtida para a camada condutora

$$\frac{\partial^2 A_1}{\partial x^2} + \frac{\partial A_1}{\partial y^2} = k_1^2 A_1 - \frac{4\pi}{c} J_1 \quad (67)$$

onde

$$k_1 = \frac{1+i}{\delta_1}, \quad \delta_1 = \frac{c}{\sqrt{2\pi\omega\sigma_1}}, \quad J_1 = -\sigma_1 \frac{\partial\varphi}{\partial z} = \sigma_1 \frac{V}{l} \quad (68)$$

e σ_1 é a condutividade da camada metálica. No caso das camadas magnéticas, $A_z = A_2$, a expressão é na forma

$$\eta_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2} + \eta_1 \frac{\partial^2 A_2}{\partial y^2} = -k_2^2 A_2 - J_2 \quad (69)$$

onde

$$k_2 = \frac{1+i}{\delta_2}, \quad \delta_2 = \frac{c}{\sqrt{2\pi\omega\sigma_2}}, \quad J_2 = \sigma_2 \frac{\partial\varphi}{\partial z} = \sigma_2 \frac{V}{l} \quad (70)$$

Nesta última, σ_2 é a condutividade das camadas magnéticas. Os parâmetros η_1 e η_2 são as componentes correspondentes do tensor permeabilidade inverso $\hat{\eta}_1 = \hat{\mu}^{-1}$.

A condição de continuidade para as componentes tangenciais de \vec{E} e \vec{H} na interface metal/ferromagneto ($x=d_1$) é

$$\frac{\partial A_1}{\partial x}(d_1, y) = \eta_a \frac{\partial A_2}{\partial y}(d_1, y) + \eta_2 \frac{\partial A_2}{\partial x}(d_1, y) \quad (71)$$

$$A_1(d_1, y) = A_2(d_1, y) \quad (72)$$

$$\frac{\partial A_1}{\partial y}(d_1, y) = \frac{\partial A_2}{\partial y}(d_1, y) \quad (73)$$

As condições de contorno na superfície externa $x = d$ e $y = \pm b$ requerem aproximações. Na análise das tricamadas metal/ferromagnético, é provado que o fluxo magnético ac na superfície externa é pequeno e pode ser negligenciado [50]. Isto implica que $b_y = (\hat{\mu}H)_y$ calculado sobre a meia espessura torna-se nula para $y = \pm b$. Assim

$$\int_{-d}^0 b_y(x, \pm b) dx = \int_0^d b_y(x, \pm b) dx \quad (74)$$

Em termos do potencial vetor e levando em conta a simetria, a equação anterior torna-se

$$A_2(d, b) = A_1(0, b) \quad (75)$$

O fluxo magnético normal através da superfície externa $x=d$ é também considerado pequeno e pode ser negligenciado, ou seja, permitido para $d \ll b$ (que é o caso de filmes finos). Isto significa que a componente x da indução magnética é zero em $x = d$ ou $A_2(d, y) = \text{constante}$. Esta constante pode ser encontrada considerando-se a relação entre a voltagem e o valor do campo elétrico na superfície [51]

$$E_{z_2}(d, y) = \frac{V}{l} + \frac{i\omega L_e I}{c^2 l} \quad (76)$$

onde L_e é a indutância externa, dependente somente da geometria do filme. Comparando as equações (72) e (73), a última condição de contorno é obtida

$$A_2(d, y) = \frac{L_e I}{lc} \quad (77)$$

As soluções gerais das equações (75) e (77), considerando as condições de simetria e a independência de y em $x = d$ são

$$A_1 = D_1 \sin \lambda_1 x \cdot \sinh \beta_1 y + D_2 \cos \lambda_1 x \cdot \cosh \beta_1 y + D_3 \cosh ik_1 x - \frac{1}{k_2^2} J_2 \quad (78)$$

$$A_2 = \sin \lambda_2 (d - x) \cdot (C_1 \sinh \beta_2 y + C_2 \cosh \beta_2 y + C_3 \sinh i\tilde{k}_2 x - \frac{1}{k_2^2} J_2) \quad (79)$$

onde as constantes de propagação são relacionadas por

$$-\beta_1^2 + \lambda_1^2 = k_1^2 \quad (80)$$

$$-\beta_2^2 \eta_1 + \lambda_2^2 \eta_2 = k_2^2, \quad \tilde{k}_2 = \frac{k_2}{\sqrt{\eta_2}} \quad (81)$$

A dependência de A_I em relação à “y” implica na existência de um fluxo magnético *ac* normal a camada metálica.

Calculando a distribuição de corrente no filme, negligenciando a parte associada com a indutância externa, Z é escrita na forma [37]

$$Z = R \frac{f_1(x_1, x_2)(ix_1 + x_2)}{x_2(f_1(x_1, x_2) - 4)g(b) + f_2(x_1, x_2)} \quad (82)$$

onde $R = \frac{l}{4b}(\sigma_1 d_1 + \sigma_2 d_2)$ é a resistência *dc*,

$$f_1(x_1, x_2) = \cosh x_1 \cosh x_2 + \nu \sinh x_1 \sinh x_2 \quad (83)$$

$$f_2(x_1, x_2) = \cosh x_1 \sinh x_2 + \nu \sinh x_1 \cosh x_2 \quad (84)$$

$$g(b) = \frac{\tan \beta b}{\beta b} \left(\frac{\sigma_1 d_1}{\sigma_2 d_2} \cdot \frac{\sin \lambda_1 d_1}{\lambda_1 d_1} + \frac{\tan \left(\frac{\lambda_2 d_2}{2} \right)}{\lambda_2 d_2} \cdot \cos \lambda_1 d_1 \right) \quad (85)$$

e finalmente

$$x_1 = ik_1 d_1, \quad x_2 = i\tilde{k}_2 d_2, \quad \nu = \frac{k_1}{\tilde{k}_2 \eta_2} = \sqrt{\frac{\sigma_1}{\sigma_2 \eta_2}} \quad (86)$$

Os parâmetros de propagação λ_1 e λ_2 são encontrados a partir da equação de dispersão

$$\begin{aligned}
2\eta_2\lambda_1\lambda_2 \tan \lambda_2 d_2 + (\eta_2^2\lambda_2^2 - (\eta_a^2\beta^2 + \lambda_1^2) \tan^2 \lambda_2 d_2) \times \tan 2\lambda_1 d_1 &= 0 \\
\lambda_2^2\eta_2 &= k_2^2 + (\lambda_1^2 - k_1^2)\eta_1
\end{aligned}
\tag{87}$$

Analisando as expressões acima, em particular a expressão para $g(b)$, pode-se perceber que para $\beta b \gg 1$ a mesma tende a zero e a equação para a impedância se reduz a conhecida expressão para um filme infinito [31].

Este modelo descrito por Panina *et al* possibilita uma descrição qualitativa no que se refere ao comportamento das maiores variações percentuais na magnetoimpedância quando a liga ferromagnética (no caso dos filmes deste trabalho multicamadas Finemet/Cu) apresentam uma condutividade elétrica comparável a condutividade do núcleo sanduichado (Cu). De acordo com o modelo quando estes dois elementos apresentam uma razão entre as condutividades próximas da unidade, as maiores variações na MI(%) acontecem para faixas de frequências maiores (centenas de MHz) além de apresentarem uma redução considerável na magnitude do efeito.

Estes fatos serão utilizados para a descrição dos resultados obtidos para as amostras sanduichadas. Porém este modelo não possibilita uma quantificação detalhada do efeito, devido a geometria adotada e a configuração de domínios serem idealizados. O que não acontece em uma amostra real, onde a estrutura de domínios é bastante complexa e a camada metálica não apresenta a extensão apresentada na modelagem.