



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

**MAGNETOIMPEDÂNCIA COMO FERRAMENTA
PARA A CARACTERIZAÇÃO MAGNÉTICA DE
MICROFIOS AMORFOS**

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

Kelly Daiane Sossmeier

Santa Maria, RS, Brasil

2006



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

MAGNETOIMPEDÂNCIA COMO FERRAMENTA PARA A CARACTERIZAÇÃO MAGNÉTICA DE MICROFIOS AMORFOS^{*}

por

Kelly Daiane Sossmeier

Dissertação realizada sob a orientação do Prof. Marcos A. Carara, 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

2006

^{*} Trabalho Parcialmente financiado pela FAPERGS/CNPq

©2006

Todos os direitos reservados a Kelly Daiane Sossmeier. A reprodução de parte ou do todo deste trabalho só poderá ser com autorização por escrito da autora.

Endereço: Rua Doutor Alberto Pasqualini, n. 34, apt. 32. Santa Maria, RS, 97015-010.

Fone-(55)8408-6325 Email: kelly@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 Dissertação de Mestrado

**MAGNETOIMPEDÂNCIA COMO FERRAMENTA
PARA A CARACTERIZAÇÃO MAGNÉTICA DE
MICROFIOS AMORFOS**

elaborada por
Kelly Daiane Sossmeier

como requisito parcial para obtenção do grau de
Mestre em Física

COMISSÃO EXAMINADORA:

Marcos A. Carara, Dr.
(Presidente/Orientador)

Gilberto Luiz Ferreira Fraga, Dr. (UFRGS)

Sergio Garcia Magalhães, Dr. (UFSM)

Santa Maria, 22 de setembro de 2006.

A minha família e ao Paulo, com carinho.

AGRADECIMENTOS

Agradecer é momento de refletir sobre o caminho trilhado e lembrar de todos aqueles que contribuíram para que pudéssemos chegar a etapa final. Porém, agradecimentos são delicados, por vezes esquecemos de alguém. Corrirei este risco e espero que os que forem esquecidos me perdoem.

Ao professor Marcos Carara um agradecimento especial pelo tempo dedicado, incentivo e interesse demonstrado como orientador deste trabalho.

Ao Prof. Rubem Sommer, que me acolheu como membro do LMMM.

Aos professores Schelp e Aguinaldo por suas contribuições ao trabalho e auxílio em inúmeros momentos.

Ao Marcelo, pela ajuda na montagem e manutenção de equipamentos e também pela amizade, por ouvir e contar histórias.

Ao Alexandre (Zero) pelas discussões que muito contribuíram ao trabalho.

Aos colegas do LMMM: Felipe, Claudiosir, João, Ricardo, Marcio, Matheus, Callegari, Luciana, Daiene, Antônio Marcos (Teco), Sabrina, Rafael, Gündel, Lúcio, Jeferson, Fábio, Thiago, Gilberto e Elói que, de uma forma ou de outra, contribuíram com sua amizade e com sugestões para a realização deste trabalho.

A Saionara, sempre disposta a ajudar.

Ao Paulo que agüenta meu mau humor e minhas reclamações. Pelo incentivo e pelo carinho.

Ao Ervino e a Luiza que me tratam como filha e torcem por mim.

A minha família: Mãe, Pai, Mano e Thaís, a quem palavras não bastam para expressar todo o meu amor.

RESUMO

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

MAGNETOIMPEDÂNCIA COMO FERRAMENTA PARA A CARACTERIZAÇÃO MAGNÉTICA DE MICROFIOS AMORFOS

AUTORA: KELLY DAIANE SOSSMEIER

ORIENTADOR: MARCOS A. CARARA

Santa Maria, 22 de setembro de 2006.

A possibilidade de explorar as propriedades magnéticas de microfios amorfos em aplicações tecnológicas tem atraído a atenção da comunidade científica nos últimos anos. Além disso, a magnetoimpedância foi estabelecida como uma ferramenta poderosa para estudar estas propriedades. Neste trabalho apresentamos um estudo das propriedades magnéticas de microfios amorfos, CoFeSiB, recobertos por vidro, tratados termicamente e sob aplicação de tensão. A tensão modifica a anisotropia e a estrutura de domínios presente na amostra de tal maneira que podem ser estudadas a partir das medidas de magnetoimpedância e da relação de dispersão de FMR (Ressonância Ferromagnética) extraída delas. Foi estabelecido um método para a determinação da permeabilidade a partir de medidas de magnetoimpedância, válido para uma ampla faixa de frequências. A partir do estudo dessas curvas de permeabilidade pode-se determinar, por exemplo, parâmetros relativos à dinâmica de paredes de domínios. Do ajuste das relações de dispersão de FMR foram obtidos o valor e a orientação do campo de anisotropia transversal, bem como uma estimativa da estrutura de domínios dos microfios. Destes estudos, concluiu-se que a anisotropia longitudinal domina o comportamento magnético do micro fio sem aplicação de tensão. Aplicando-se tensão aos microfios, verificou-se a presença de um núcleo interno com anisotropia longitudinal envolto por uma casca externa com anisotropia circunferencial. Estas configurações magnéticas podem ser explicadas em termos da tensão residual que surge no processo de produção do fio e da tensão adicional aplicada.

Palavras-chaves: microfios amorfos, impedância, ressonância ferromagnética, estrutura de domínios, aquecimento Joule.

ABSTRACT

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

MAGNETOIMPEDANCE AS A TOOL TO INVESTIGATE THE MAGNETIC PROPERTIES OF MICROWIRES

AUTORA: KELLY DAIANE SOSSMEIER

ORIENTADOR: MARCOS CARARA

Santa Maria, 22 de setembro de 2006.

The possibility of exploring the magnetic properties of amorphous microwires in technological applications has attracted the attention of the scientific community in the last years. Beyond, the magnetoimpedance effect has been established as a powerful tool to study these properties. In this work we show a study of the magnetic properties of Joule heated glass-covered amorphous microwires, CoFeSiB, under applied stress. The stress modifies the anisotropy and the domain structure of the sample being studied by the magnetoimpedance measurements and the FMR dispersion relations. It was established a method to determine the permeability from the magnetoimpedance measurements, valid for a wide frequency range. From the study of the permeability curves parameters associated to the domain walls dynamic can be determined. From the FMR dispersion relations, the value and the direction of the transverse anisotropy field, as well as an estimative of the magnetic domain structure in these microwires were obtained. It can be concluded that the longitudinal anisotropy has the main role in the magnetic behavior of the microwire without stress. Also, it was verified the presence of an inner core with longitudinal anisotropy surrounded by an outer shell with circumferential anisotropy under applied stress. These magnetic configurations can be explained in terms of the frozen stress in the production process of the wire and the additional applied stress.

Keywords: amorphous microwires, impedance, ferromagnetic resonance, domain structure, Joule heating.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	9
2	MI COMO FERRAMENTA NO ESTUDO DE MICROFIOS.....	11
2.1	CÁLCULO DA IMPEDÂNCIA PARA UM CONDUTOR CILÍNDRICO	11
2.2	MAGNETOIMPEDÂNCIA E PERMEABILIDADE	15
2.2.1	Regime de baixas frequências.	17
2.2.2	Regime de frequências intermediárias.....	19
2.2.2.1	H_0 perpendicular ao eixo fácil ($H_0 \parallel x$)	21
2.2.2.2	H_0 paralelo ao eixo fácil ($H_0 \parallel y$)	24
2.2.3	Regime de frequências altas	24
2.3	FMR E SUA RELAÇÃO DE DISPERSÃO.	30
3	MATERIAIS AMORFOS.....	35
3.1	TÉCNICA DE FABRICAÇÃO DE MICROFIOS REVESTIDOS POR VIDRO.....	36
3.2	ANISOTROPIAS MAGNÉTICAS EM MATERIAIS AMORFOS	38
3.2.1	Anisotropia magnetoelástica	39
3.2.2	Anisotropia de forma	41
3.3	ESTRUTURA DE DOMÍNIOS E DISTRIBUIÇÃO DE TENSÕES INTERNAS EM AGCW.....	42
4	APARATO EXPERIMENTAL.....	45
4.1	TRATAMENTO TÉRMICO.....	45
4.1.1	Aparato experimental utilizado para tratamento térmico	48
4.2	SISTEMA DE MEDIDAS DE IMPEDÂNCIA	49
4.2.1	Calibração e compensação do sistema.....	51
4.2.2	Porta amostras	52
5	RESULTADOS E DISCUSSÕES	54
5.1	TRATAMENTOS TÉRMICOS	54
5.2	MAGNETIZAÇÃO E INDUÇÃO	55
5.3	MEDIDAS DE IMPEDÂNCIA	58
5.4	RELAÇÃO DE DISPERSÃO DE FMR	63
5.5	AJUSTE DA RELAÇÃO DE DISPERSÃO DE FMR	68
6	CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	73
	REFERÊNCIAS	75

1 INTRODUÇÃO

O tema magnetoimpedância (MI) tem atraído a atenção da comunidade científica nos últimos anos devido a perspectiva de sua aplicação em elementos sensores. De fato, já existem no mercado equipamentos que se valem do efeito MI como sensor de campos. Apesar de os primeiros trabalhos que relatam o efeito datarem de 1935, [1,2], o efeito MI ganhou notoriedade em 1994 com o trabalho de Machado e colaboradores [3] onde foi verificada uma grande variação da resistência ac em um fio amorfo a base de Cobalto, com a aplicação de campos magnéticos. A correta interpretação para o fenômeno, no entanto, foi dada em 1994 nos trabalhos de Beach e Berkowitz [4] e de Panina e Mohri [5] em termos da profundidade de penetração de um campo alternado em um condutor (“skin effect”). A grande variação da MI (que pode alcançar, em alguns casos, mais de 800%) com pequenos valores de campos magnéticos e em frequências relativamente baixas (MHz) é a origem do interesse no fenômeno. Por outro lado a forte dependência da impedância com a permeabilidade faz com que seja possível usá-la como ferramenta para o estudo das propriedades magnéticas dos materiais.

A aplicação da MI como ferramenta para o estudo de materiais magnéticos é especialmente útil e adequada em frequências onde efeitos como relaxação do deslocamento de paredes de domínios, relaxação dos processos rotacionais e a ressonância ferromagnética podem ser observados. Esses fenômenos são refletidos na permeabilidade do material de modo que, se forem conhecidas as relações entre impedância e permeabilidade, eles podem ser estudados via medidas de impedância. Para tanto, deve-se fazer a correta descrição da magnetoimpedância, o que requer que sejam resolvidas, simultaneamente, as equações de Maxwell e a equação de movimento dos momentos magnéticos (Landau-Lifshitz). A solução exata destas equações é muito difícil uma vez que se trata de equações acopladas e não lineares. No entanto, para geometrias bem definidas e linearizando a equação de Landau-Lifshitz pode-se chegar a uma relação relativamente simples para a impedância em função da frequência.

O que se propõe nesta dissertação é usar a magnetoimpedância como ferramenta para o estudo de indução de anisotropias em materiais magnéticos, utilizando microfios amorfos recobertos por vidro. Esse material atende aos requisitos geométricos para a aplicação de aproximações no tratamento formal das equações para a impedância e as altas tensões internas

armazenadas durante o processo de fabricação do fio permitem que se faça um estudo de modificações na anisotropia induzida. Além disso, a faixa de variação de impedância dos microfios, aproximadamente 100Ω para baixas frequências, situa-se na região ótima do aparato experimental utilizado, 50Ω . Parâmetros como campos de anisotropia e sua orientação com o eixo do fio podem ser extraídos da relação de dispersão de FMR (ressonância ferromagnética) obtida das curvas de impedância a diferentes campos aplicados somado a um ajuste das curvas experimentais com modelos bem estabelecidos. Processos dinâmicos da magnetização, como relaxação de paredes de domínios e relaxação da rotação, também puderam ser verificados a partir do estudo das curvas de permeabilidade.

A presente dissertação está disposta da seguinte forma: O capítulo dois apresenta as bases teóricas necessárias para o entendimento do efeito MI. É feita uma descrição de modelos teóricos bem estabelecidos que classificam o fenômeno da MI conforme o regime de frequências em que se trabalha. Neste capítulo apresentamos também uma relação entre MI, FMR e permeabilidade.

O capítulo três é dedicado aos materiais estudados. São descritos o processo de fabricação dos microfios amorfos cobertos por vidro, a indução de anisotropias e a distribuição de tensões no material. A estrutura de domínios do material, esperada pelos cálculos das tensões internas, também é apresentada.

O capítulo quatro é dedicado ao trabalho experimental. São descritos os tratamentos térmicos realizados e o aparato experimental necessário para sua realização. É apresentada também uma descrição do sistema de medida de impedância bem como a calibração e as compensações necessárias.

O capítulo cinco traz os resultados obtidos e as discussões a respeito dos mesmos. São fundamentadas as observações de indução de anisotropia em microfios amorfos frente a aplicação de tensão mecânica e a estrutura de domínios deste material. Apresentamos uma comparação entre as amostras submetidas a diferentes correntes de tratamento.

No capítulo seis apresentamos as conclusões as quais nos levam este trabalho e lançamos idéias de possibilidades de continuação do trabalho.

2 MI COMO FERRAMENTA NO ESTUDO DE MICROFIOS

A Magnetoimpedância (MI) é caracterizada por uma grande variação da impedância elétrica de um material devido à aplicação de um campo magnético. Essa variação surge da modificação da profundidade de penetração, que por sua vez depende da permeabilidade magnética e da frequência de medida da impedância. A permeabilidade *ac* depende do campo aplicado. A resposta do material em termos da impedância (Z) terá um termo real (R) e outro imaginário (X), associados a efeitos dissipativos e à modificação do fluxo magnético no material, respectivamente.

Explicamos o efeito MI em termos de mudanças na impedância complexa $Z = R + iX$ dos materiais utilizando fundamentalmente a eletrodinâmica clássica. De modo geral, a impedância é determinada pela razão entre os campos elétrico (\mathbf{E}) e magnético (\mathbf{B}) no material. Portanto, a fim de se obter uma expressão para a impedância, devemos determinar preliminarmente esses dois campos.

2.1 CÁLCULO DA IMPEDÂNCIA PARA UM CONDUTOR CILÍNDRICO

O efeito da passagem de uma corrente elétrica, (I), através do fio é a produção de um campo magnético circular que pode magnetizar o material segundo essa direção. Por esse motivo, para calcular a impedância de um condutor na forma de fio vamos fazer a seguinte aproximação:

$$\mathbf{B}_\phi = \mu_\phi \mathbf{H}_\phi . \quad (2-1)$$

Esta aproximação é válida se considerarmos $H_\phi \cong 0$ ou, no caso da medida de Z , para corrente (I) baixa o suficiente. Assim, tal campo terá simetria cilíndrica e nos permitirá trabalhar apenas com a permeabilidade circunferencial do material, μ_ϕ .

O procedimento descrito abaixo é baseado nos cálculos apresentados originalmente no livro de Landau e Lifshitz [6], onde a impedância de um fio percorrido por uma corrente osci-

latória de amplitude I_0 e frequência f é calculada através das equações de Maxwell para o eletromagnetismo:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2-2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2-3)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}, \text{ (desprezando a corrente de deslocamento)} \quad (2-4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0, \text{ (condutor descarregado)} \quad (2-5)$$

além da lei de Ohm:

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}. \quad (2-6)$$

Nas expressões acima \mathbf{E} é o campo elétrico e \mathbf{B} a indução magnética, no interior do material. \mathbf{H} é o campo magnético associado à \mathbf{J} , a densidade de corrente de medida e σ é a condutividade do material.

Tomando-se o rotacional de (2-2), considerando (2-1) e (2-4) chega-se a:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\mu_\phi \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t}. \quad (2-7)$$

Fazendo uso da seguinte identidade vetorial:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \nabla \cdot (\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} \quad (2-8)$$

obtem-se a seguinte expressão para o campo elétrico:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \sigma \mu_\phi \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (2-9)$$

Considerando o comprimento da amostra como sendo $l \ll \lambda (=c/f)$, onde λ é a onda associada à frequência da corrente de sonda, mas grande o suficiente para desprezar efeitos de bordas podemos afirmar que:

$$E_r = E_\phi = 0 \quad (2-10)$$

e

$$E_z = E_z(r). \quad (2-11)$$

Considerando que \mathbf{E} está associado à corrente de medida I , periódica e de frequência angular ω :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{-i\omega t}, \quad (2-12)$$

chegamos a

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial r} \right) + i \sigma \mu_\phi \omega \mathbf{E} = 0. \quad (2-13)$$

Definindo as quantidades:

$$k^2 = i\sigma\omega\mu_\phi = \frac{i}{\delta_m^2} \quad (2-14)$$

e

$$\delta_m = \frac{1}{\sqrt{\sigma\omega\mu_\phi}}, \quad (2-15)$$

onde δ_m é chamado profundidade de penetração e representa a região da amostra na qual flui a corrente I . Resta-nos então resolver a seguinte equação:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial r} \right) + k^2 \mathbf{E} = 0, \quad (2-16)$$

reconhecida como a equação de Bessel de ordem zero e cuja solução geral é:

$$\mathbf{E}(kr) = A J_0(kr) e^{-i\omega t}, \quad (2-17)$$

onde A é uma constante a ser determinada através das condições de contorno e J_0 é a função de Bessel de ordem zero.

Como o campo magnético é aquele associado a corrente de medida, $H = H_\phi$, através da lei de Faraday (2-2) chegamos a seguinte representação:

$$(\nabla \times \mathbf{E})_\phi = -\mu_\phi \frac{\partial H}{\partial t} = \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial r}. \quad (2-18)$$

Logo:

$$-\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial r} = i\mu_\phi H_\phi, \quad (2-19)$$

Sabendo que

$$\frac{\partial J_0}{\partial u} = -\frac{\partial J_1}{\partial u}, \quad (2-20)$$

chega-se a

$$H_\phi(kr) = -i \frac{Ak}{\mu_\phi \omega} J_1(kr) e^{-i\omega t}. \quad (2-21)$$

Para determinarmos a constante A basta aplicarmos a lei de Ampère ao fio, isto é:

$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = I. \quad (2-22)$$

Sendo a o raio do fio, em sua superfície teremos:

$$H_\phi = \frac{I}{2\pi a}. \quad (2-23)$$

Finalmente, o campo pode ser reescrito como:

$$E_z = i \frac{\omega \mu_\phi I}{2\pi a k} \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)}. \quad (2-24)$$

Agora temos todos os argumentos necessários para calcular a impedância do fio. Sabemos que a força eletromotriz está relacionada à corrente que flui através do fio na forma:

$$\varepsilon = Z(\omega)I, \quad (2-25)$$

onde $Z(\omega)$ é a impedância do fio medida a frequência ω .

Pela lei da conservação da energia sabemos que a potência dissipada no interior do condutor deve ser igual ao fluxo total, em módulo, do vetor de Poyting através da superfície do material, ou seja:

$$\varepsilon I = E_z H_\phi 2\pi a l, \quad (2-26)$$

onde l é o comprimento da amostra. Obtemos então:

$$\varepsilon = \frac{2\pi a l}{I} E_z H_\phi, \quad (2-27)$$

e, substituindo (2-23) em (2-27) temos:

$$\varepsilon = E_z l = Z(\omega)I, \quad (2-28)$$

de onde obtemos:

$$Z(\omega) = \frac{E_z l}{I}. \quad (2-29)$$

Substituindo as expressões para os campos, (2-24) e (2-23) em (2-29), temos:

$$Z(\omega) = i \frac{\omega \mu_\phi l}{2\pi a k} \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)} = \frac{1}{2\pi a \sigma} \frac{kl J_0(ka)}{J_1(ka)}. \quad (2-30)$$

Como a resistência de um material está relacionada com sua resistividade ($\rho = 1/\sigma$) e às dimensões da amostra, ou seja, $R_{DC} = \frac{l}{\pi a^2 \sigma}$, podemos obter a expressão final para a impedância de um fio, medida a uma dada frequência, ω :

$$Z = \frac{1}{2} R_{DC} ka \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)}. \quad (2-31)$$

De modo geral, para uma permeabilidade independente da frequência, essa expressão mostra que para frequências baixas, enquanto $\text{Re}\{Z\}$ é praticamente constante $\text{Im}\{Z\}$ cresce linearmente com a frequência. Já para frequências suficientemente altas ambas componentes de Z crescem proporcionalmente a \sqrt{f} , como se vê na FIGURA 2-1.

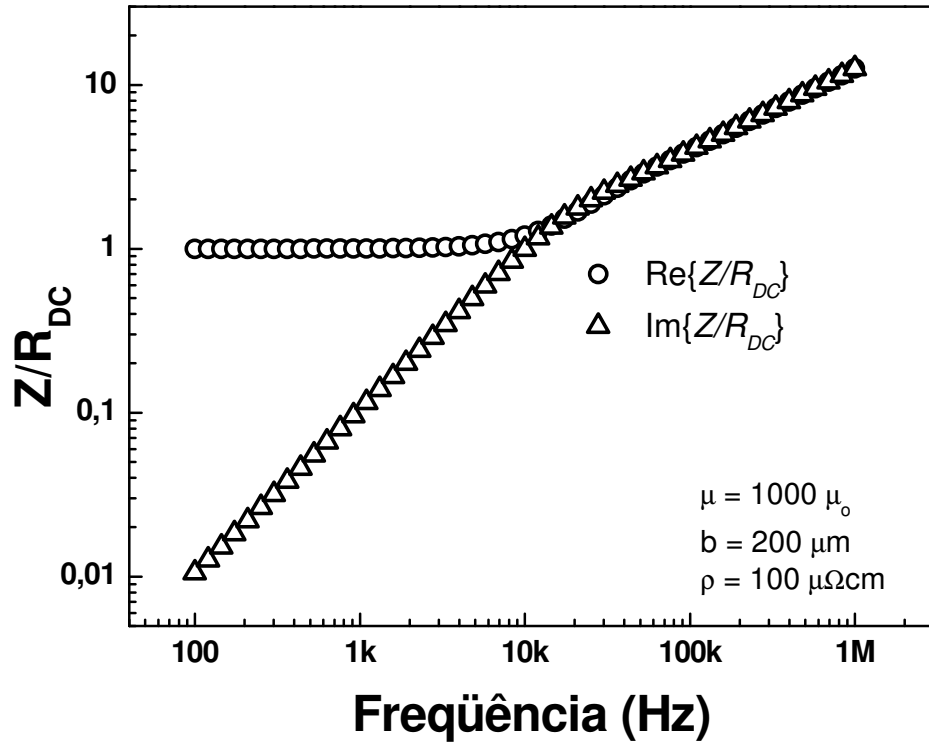


FIGURA 2-1: Evolução das partes real e imaginária da impedância com a frequência.

A idéia deste trabalho é utilizar a MI como ferramenta de estudo, ou seja, medindo-se a impedância da amostra podemos obter sua permeabilidade através da relação inversa a (2-31) e fazendo uso desta podemos caracterizar magneticamente o material.

2.2 MAGNETOIMPEDÂNCIA E PERMEABILIDADE

Um desafio adicional para os cálculos teóricos em que se quer encontrar uma expressão para a permeabilidade que descreva determinado sistema é introduzir processos de magnetização na definição de μ_ϕ , levando em conta o movimento de paredes de domínios, a rotação dos momentos magnéticos, relaxações e fenômenos de ressonância.

Para um material ferromagnético, a dependência da permeabilidade com o campo externo aplicado é o principal mecanismo que controla a MI. Sendo assim, o desafio de explicar a resposta da impedância de uma determinada amostra a um campo externo é equivalente ao problema de entender a dependência de sua permeabilidade magnética com este campo magnético. De modo geral, a permeabilidade pode ser escrita como um tensor complexo que de-

pende não apenas da frequência e do campo externo mas também de outros parâmetros, tais como a amplitude da corrente de medida, anisotropias magnéticas presentes, distribuição de tensões internas e externas e da microestrutura particular da amostra. O efeito da temperatura também deve ser considerado, uma vez que ela exerce forte influência em todos os termos da expressão para a energia livre magnética da amostra. Uma descrição teórica da MI é bastante útil para entender dados experimentais e para o desenvolvimento de novos materiais com alto efeito MI. Vários modelos teóricos de MI já foram desenvolvidos. A principal função da teoria é encontrar uma expressão apropriada para descrever a permeabilidade circunferencial efetiva que descreva bem a resposta da estrutura de domínios particular percorrida por uma corrente *ac*.

Como dito anteriormente, o movimento de paredes de domínio e a rotação dos momentos podem contribuir para a permeabilidade. Modelos quase estáticos, que incluem estes dois termos, já foram apresentados por Atkinson e Squire, [7], Machado e Rezende, [8], e Chen e colaboradores, [9]. Estes modelos, no entanto, não contemplam efeitos dinâmicos como a FMR, sendo portanto, válidos para frequências relativamente baixas.

Os estudos de MI com base na permeabilidade concentram-se nos efeitos de sua variação com a anisotropia, como, por exemplo, indução de anisotropias por recozimentos [10] e por aplicação de tensões mecânicas, [11]. A permeabilidade também tem dependência com a intensidade da corrente de sonda, [12], e de sua frequência, *f*. Assim, o campo magnético associado à corrente de sonda pode promover uma magnetização no material reduzindo dessa forma sua permeabilidade, mas, de acordo com a frequência dessa corrente, diferentes processos de magnetização podem ser excitados, o que altera também de forma diferente a permeabilidade.

A influência do amortecimento produzido por correntes parasitas (correntes de Foucault ou “eddy-current”) no movimento de paredes de domínios, na MI, foi estudado por Panina e Mohri, [5], e por Chen e colaboradores, [9]. Com o aumento da frequência as correntes parasitas aumentam, aumentando desta forma o amortecimento das paredes de domínios e então a contribuição da rotação dos momentos passa a ser dominante, [18].

A observação da estrutura de domínios revela que para frequências acima de 1 MHz, quando um alto efeito de MI é observado, as paredes de domínios estão completamente estáticas, [13]. Assumindo paredes de domínios rígidas e considerando apenas a rotação dos momentos, a teoria para MI em altas frequências pode ser simplificada.

Das observações feitas até agora pode-se notar que modelos distintos são necessários para representar os efeitos observados em diferentes faixas de frequências. Como já dito an-

tes, a profundidade de penetração magnética depende da frequência da corrente usada para excitar a amostra, além da permeabilidade. Para frequências muito baixas a profundidade de penetração calculada pode se tornar maior do que as dimensões transversais da amostra até mesmo se o material possuir uma alta permeabilidade magnética. Por outro lado, para frequências muito altas a corrente fluirá por uma região muito próxima da superfície do fio e, neste caso, a impedância passa a depender muito fortemente de efeitos de superfície. Devido a esse fato classificamos o efeito da MI de acordo com o regime de frequências no qual se realizam as medidas. No entanto, esse tipo de classificação pode ser bastante alterado visto que a frequência que limita cada regime depende principalmente das dimensões do material e do campo magnético externo. Assim, vamos considerar três regimes de frequências: (i) *Regime de baixas frequências* ($\delta_m \gg a$). Neste regime de frequências o efeito magnetointutivo é predominante e ocorrem processos de magnetização devido ao movimento de paredes de domínios e a rotação dos momentos magnéticos. (ii) *Regime de frequências intermediárias* ($\delta_m \sim a$). Nesta faixa de frequências alguns processos de magnetização desaparecem. Ocorre uma sensível variação na profundidade de penetração da amostra associada a fortes mudanças na permeabilidade magnética em função de um campo magnético aplicado. É neste regime que a MI é em geral estudada. (iii) *Regime de altas frequências* ($\delta_m \ll a$). Basicamente caracterizado pela presença de ressonância ferromagnética, que ocasiona grandes variações na impedância da amostra em virtude de variações na permeabilidade. A rotação da magnetização domina completamente os processos de magnetização.

2.2.1 Regime de baixas frequências.

Para frequências muito baixas a profundidade de penetração calculada torna-se muito maior do que as dimensões transversais da amostra e, neste caso, a maior variação na impedância é devido a sua componente imaginária. Nesta situação, o efeito é muitas vezes chamado de magneto-indutivo, [14].

Vamos considerar um fio percorrido por uma corrente ac , $I = I_0 e^{-i\omega t}$. A corrente gera um campo magnético circular H_ϕ que magnetiza o fio na direção circular. O processo de magnetização transversal do fio, nesse regime de frequência, pode ocorrer tanto através do movi-

mento das paredes de domínios quanto através da rotação dos momentos magnéticos. Assim, é preciso considerar as duas contribuições para a permeabilidade magnética circular total:

$$\mu_\phi = \mu_\phi^{DW} + \mu_\phi^{rot}, \quad (2-32)$$

onde μ_ϕ^{DW} e μ_ϕ^{rot} são, respectivamente, a contribuição de parede de domínios e rotação dos momentos para a permeabilidade circunferencial. A aplicação de um campo magnético externo (H_L) paralelo à direção da corrente e ao eixo do fio, $H_L > H_K$, onde H_K é o campo de anisotropia, dificulta o processo de magnetização circular diminuindo assim a permeabilidade magnética circular do material. Por outro lado, com $H_L < H_K$, o aumento da frequência de excitação provoca o amortecimento gradativo do movimento das paredes devido ao aparecimento das correntes microscópicas (“eddy currents”) de modo que para um dado valor de frequência a contribuição para a permeabilidade total devido ao movimento das paredes de domínios é muito pequena. Para o caso do fio magnético sendo percorrido por uma corrente alternada de baixa frequência a permeabilidade magnética efetiva do fio pode ser escrita da seguinte forma,

$$\mu_\phi = \mu_\phi^0 + i\chi_{DW}^0 \frac{\omega}{\omega_{DW}}, \quad (2-33)$$

onde μ_ϕ^0 e χ_{DW}^0 são a permeabilidade e a susceptibilidade estáticas e ω_{DW} é uma frequência para a qual ocorre um grande amortecimento do movimento das paredes de domínios.

Em frequências baixas, quando o efeito skin é insignificante, podemos escrever simplesmente, [15]:

$$V = RI + \langle E_z \rangle l, \quad (2-34)$$

onde R é a resistência e $\langle E_z \rangle$ é o campo elétrico médio devido a mudança na magnetização circular causado por $H_\phi = Ir / 2\pi a^2$:

$$E_z(r) = -i \frac{\omega I}{4\pi_0} \int_0^r \frac{2r' dr'}{a^2} \mu_\phi(r'), \quad r \leq a \quad (2-35)$$

onde a é o raio do fio. Calculando a média da equação (2-35) e utilizando a equação, (2-34) na forma padrão, $V = Z(\omega)I$, a impedância do fio assume a forma:

$$Z = R - i\omega L_i \quad (2-36)$$

onde L_i é a impedância interna do fio, com:

$$L_i = \frac{l}{2\pi} \left\langle \int_0^r \mu_\phi r' dr' / a^2 \right\rangle. \quad (2-37)$$

Para materiais homogêneos onde a permeabilidade circunferencial, μ_ϕ , é independente da posição, a expressão para L_i , é reduzida para a forma padrão: $L_i = \mu_\phi l / 2$. Percebe-se que para frequências relativamente baixas a dependência da impedância com o campo é atribuída a um termo indutivo que é proporcional a permeabilidade circunferencial. Além disso, neste regime de frequências a parte imaginária da impedância (X) cresce linearmente com a frequência em conformidade com o caso geral (2-31) e como apresentado na FIGURA 2-1.

2.2.2 Regime de frequências intermediárias.

As mudanças na impedância complexa da amostra neste regime de frequências são identificadas como efeito magnetoimpedância gigante (GMI). As mudanças drásticas da impedância são interpretadas em termos do efeito “skin” clássico em um condutor com permeabilidade magnética escalar, em consequência da mudança na profundidade de penetração da corrente ac provocada por um campo magnético externo. A impedância complexa Z de um condutor cilíndrico é dada pela equação (2-31). Nossa intenção é obter uma expressão para a permeabilidade transversal que descreva de forma satisfatória a resposta de uma estrutura de domínios particular mediante a passagem de uma corrente ac e aplicação de um campo externo. Neste regime, as paredes de domínio e a rotação dos momentos contribuem à permeabilidade circunferencial efetiva, que será dada pela expressão (2-32). Neste regime de frequências é preciso ressaltar que o comportamento de ambas as contribuições é diferente conforme a faixa considerada. Para frequências relativamente baixas, onde o termo “baixas” depende do material, ambas as contribuições, movimento de paredes de domínios e rotação de momentos, estão inclusas na permeabilidade. Para frequências mais altas o movimento de paredes de domínios passa a ser fortemente amortecido por correntes microscópicas (“eddy currents”) e a rotação da magnetização domina o processo de magnetização. A rotação da magnetização também sofre processo de relaxação, mas em frequências mais altas.

A dependência da permeabilidade com a frequência, incluindo tais processos de relaxação, pode ser obtida considerando-se a parede de domínio sob ação do campo alternado, como um oscilador harmônico amortecido e forçado, descrito por:

$$m_p q'' + \beta q' + qy = 2\mu_0 M_s H \quad (2-38)$$

onde m_p é sua massa efetiva, β é seu coeficiente de atenuação viscoso e q' e q'' são a primeira e a segunda derivada do deslocamento da parede. Sabendo que o deslocamento da parede e a permeabilidade são proporcionais, $q(t) = \frac{\mu H(t)\alpha}{M_s}$, a solução do problema deste oscilador harmônico é dada por, [16]:

$$\mu'(\omega) = \mu_{DW} \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_{DW}}\right)^2} + \mu_{rot} \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_{rot}}\right)^2} \quad (2-39)$$

e

$$\mu''(\omega) = \mu_{DW} \frac{\omega/\omega_{DW}}{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_{DW}}\right)^2} + \mu_{rot} \frac{\omega/\omega_{rot}}{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_{rot}}\right)^2}, \quad (2-40)$$

onde μ_{DW} e μ_{rot} são as componentes estáticas da permeabilidade relativas a paredes de domínio e rotação dos momentos e ω_{DW} e ω_{rot} são as frequências de relaxação de cada um dos processos. Os termos relativos ao movimento da parede e à rotação da magnetização são obtidos separadamente utilizando-se o procedimento descrito acima.

As referências [17] e [18] apresentam modelos que descrevem a susceptibilidade. Apresentamos uma descrição destes modelos.

Para uma teoria mais exata de GMI uma relação apropriada entre \mathbf{M} e \mathbf{H} deve ser utilizada. O comportamento dinâmico de um material ferromagnético contínuo pode ser melhor descrito pela equação fenomenológica do movimento de Landau-Lifshitz:

$$\dot{\mathbf{M}} = \gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{ef} - \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M} \times \dot{\mathbf{M}}, \quad (2-41)$$

onde γ é o fator giromagnético, \mathbf{M} a magnetização de saturação, \mathbf{H}_{ef} o campo efetivo e α o parâmetro de amortecimento de Gilbert. Esta equação pode descrever todos os processos de magnetização, desde os movimentos das paredes de domínios ou as rotações da magnetização em frequências baixas até, por exemplo, as ondas de spin das experiências da ressonância ferromagnética.

O campo efetivo pode ser calculado com uma densidade de energia livre apropriada. Os termos mais importantes da energia livre são: energia de Zeeman, a energia magnetostática, energia de anisotropia e energia da troca.

$$\mathbf{H}_{ef} = \mathbf{H} + \mathbf{H}_a + \frac{2A}{\mu_0 M_s} \nabla^2 \mathbf{M} \quad (2-42)$$

onde \mathbf{H} é o campo magnético interno (a soma de campo aplicado e do campo desmagnetizante), \mathbf{H}_a é o campo de anisotropia e A é a constante de troca.

Num experimento de FMR ou de MI superpõe-se um campo alternado, \mathbf{h} , ao campo aplicado, \mathbf{H}_0 , o que dá origem a uma pequena variação na magnetização. Considera-se portanto $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}$ e $\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}$, e a equação (2-41) pode ser escrita como:

$$\dot{\mathbf{m}} = \gamma \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{ef} + \gamma \mathbf{M}_0 \times \mathbf{h}_{ef} - \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M} \times \dot{\mathbf{m}} \quad (2-43)$$

As equações de Maxwell e a equação de Landau-Lifshitz são não-lineares. Sua solução pode, entretanto, ser substancialmente simplificada se uma aproximação linear for usada. Para uma excitação senoidal $\dot{\mathbf{m}} = i\omega \mathbf{m}$ a equação do movimento pode ser linearizada na forma:

$$i \frac{\omega}{\gamma} \mathbf{m} = \mathbf{m} \times \left(\mathbf{H}_{ef0} + i \frac{\alpha\omega}{\gamma M_s} \mathbf{M}_0 \right) + \mathbf{M}_0 \times \mathbf{h}_{ef}. \quad (2-44)$$

A permeabilidade transversal pode ser calculada de (2-43), fazendo-se $\dot{\mathbf{m}} = 0$. Este procedimento é equivalente a minimização da energia livre.

A aproximação quase estática, ($\omega = 0$), será apresentada aqui para uma geometria como a ilustrada na FIGURA 2-2, com anisotropia uniaxial no plano. A energia livre pode ser escrita como, [19]:

$$U = U_1 + U_2 + U_w, \quad (2-45)$$

onde U_1 e U_2 são as energias livres dos domínios 1 e 2 e U_w é a energia da parede de domínio:

$$U_w = \frac{1}{2} \beta \left(\frac{u}{d} \right)^2, \quad (2-46)$$

e β é o parâmetro de amortecimento das paredes de domínios. Para simplificar vamos considerar somente \mathbf{H}_0 perpendicular ou paralelo ao eixo fácil. Um campo *ac* uniforme, \mathbf{h} , é suposto perpendicular ao campo DC, \mathbf{H}_0 .

2.2.2.1 \mathbf{H}_0 perpendicular ao eixo fácil ($\mathbf{H}_0 \parallel x$)

Neste caso:

$$U_{1,2} = \left(\frac{1}{2} \pm \frac{u}{d} \right) \left(-\mu_0 M_s H_0 \cos \theta_{1,2} + K \cos^2 \theta_{1,2} \mp \mu_0 M_s h \sin \theta_{1,2} \right) \quad (2-47)$$

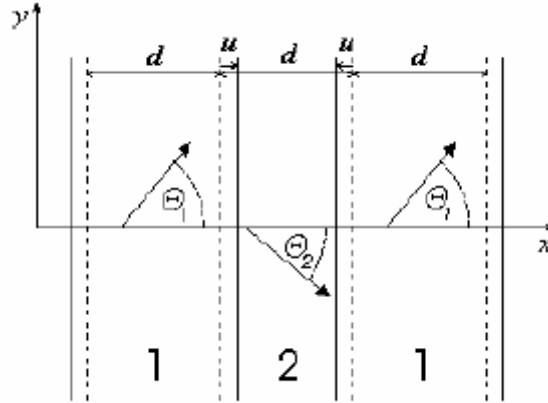


FIGURA 2-2: Estrutura de domínios para um filme uniaxial com direção fácil ao longo do eixo y. θ_1 e θ_2 são as orientações da magnetização nos domínios 1 e 2, $2d$ é a periodicidade da estrutura de domínios e u é o deslocamento das paredes de domínios de suas posições de equilíbrio.

Os campos desmagnetizantes induzidos por cargas magnéticas nas paredes, que surgem quando $\theta_1 \neq \theta_2$, são negligenciados. A orientação da magnetização de equilíbrio, \mathbf{M}_0 nos domínios é dada por $\cos \theta_1 = \cos \theta_2 = \cos \theta_0 = H_0 / H_K$ para $(H_0 \leq H_K)$, onde $H_K = 2K / \mu_0 M_s$. Minimizando U com relação aos parâmetros θ_1 , θ_2 e u a permeabilidade transversal pode ser calculada. Se as paredes de domínios se movem livremente, então o movimento de paredes de domínios domina o processo de magnetização e a rotação da magnetização pode ser negligenciada. Mantendo-se $\theta_1 = \theta_2 = \theta_0$ constante e minimizando a energia livre com relação a u , obtém-se $u/h = 2d\mu_0 M_s \sin \theta_0 / \beta$ e a susceptibilidade transversal:

$$\chi_{tDW} = \frac{2u}{dh} M_s \sin \theta_0 = \frac{4\mu_0 M_s^2}{\beta} \left(1 - \frac{H_0^2}{H_K^2} \right). \quad (2-48)$$

A dependência de χ_{tDW} com o campo está representada pela curva (a) na FIGURA 2-3. Se as paredes forem completamente fixas ($u = 0$) a susceptibilidade transversal χ_{trot} pode ser obtida pela minimização da energia livre, (2-45) com relação a θ_1 e θ_2 . Usando a solução da equação do movimento linearizada no limite quase estático ($\omega = 0$):

$$\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{ef0} - \mathbf{h}_{ef0} \times \mathbf{M}_0 = 0 \quad (2-49)$$

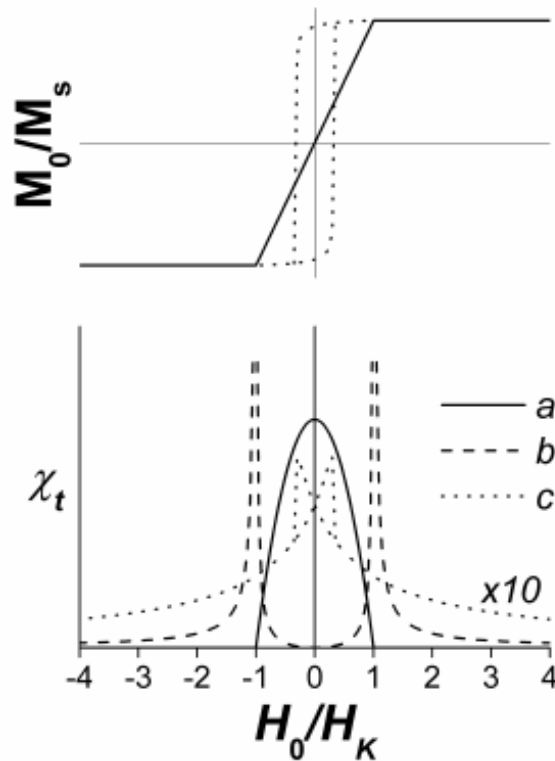


FIGURA 2-3: Susceptibilidade transversal calculada para um filme uniaxial: (a) $\mathbf{H}_0 \perp$ ao eixo fácil: movimento de paredes de domínios, (b) $\mathbf{H}_0 \perp$ ao eixo fácil: rotação da magnetização, (c) $\mathbf{H}_0 \parallel$ ao eixo fácil, [17].

Os campos efetivos nos domínios 1 e 2 são dados por $\mathbf{H}_{efi} = -(1/\mu_0)\partial U/\partial \mathbf{M}_i$, isto é:

$$\mathbf{H}_{ef1,2} = \mathbf{H}_0 \pm H_K \sin \theta_0 \mathbf{e}_y + \mathbf{h} + \frac{H_K}{M_s} m_{1,2y} \mathbf{e}_y. \quad (2-50)$$

Assim podemos escrever a expressão para a susceptibilidade transversal:

$$\chi_{trot} = \frac{M_s \cos^2 \theta_0}{H_0 \cos \theta_0 - H_K \cos 2\theta_0}. \quad (2-51)$$

A dependência da susceptibilidade rotacional com o campo apresenta singularidades em $H_0 = \pm H_K$ (curva b na FIGURA 2-3), onde o torque da anisotropia na magnetização é compensado pelo campo DC e então a rotação livre dos momentos magnéticos é permitida.

2.2.2.2 \mathbf{H}_0 paralelo ao eixo fácil ($\mathbf{H}_0 \parallel y$)

Como neste caso o campo ac é perpendicular às paredes de domínios, ele não exerce torque sobre elas e a magnetização transversal ocorre somente por rotações da magnetização. A susceptibilidade transversal pode ser obtida diretamente das equações (2-49) e (2-50).

$$\chi_{trot} = \frac{M_s}{H_K} \left(1 - \frac{M_0}{M_s} \frac{H_0}{H_K} \right) \left/ \left(1 - \frac{H_0^2}{H_K^2} \right) \right., \quad (2-52)$$

onde $M_0 = 2M_s u/d$ é a magnetização DC total. A dependência da susceptibilidade transversal com o campo, calculada para um laço de histerese $M_0(H_0)$ mostrado na parte superior da FIGURA 2-3 (linha pontilhada), é mostrada pela curva (c).

Para valores de campo \mathbf{H}_0 bem acima da força coerciva, onde a amostra está saturada, obtemos $\chi_{trot} = 2M_s / (H_0 + H_K)$. A histerese, em campos baixos, é refletida também nas curvas de GMI.

2.2.3 Regime de frequências altas

No regime de altas frequências, onde ocorre somente a rotação da magnetização, o procedimento conhecido da teoria de ressonância ferromagnética é apropriado para a solução das equações de Maxwell e da equação de Landau-Lifshitz (Yelon et al, [20]). Portanto, a teoria da FMR pode ser usada para descrever a GMI. Dois fenômenos, que puderam ser negligenciados no modelo quase estático, tornam-se muito importantes em altas frequências. São eles a relaxação ferromagnética e o efeito giromagnético. A relaxação ferromagnética, que é descrita pelo último termo da equação (2-43), causa o amortecimento da rotação da magnetização. O efeito giromagnético, que está relacionado ao momento de inércia da magnetização, é descrito pelo termo a esquerda na equação (2-44). Os modelos para altas frequências são divididos em duas categorias, modelo eletromagnético e modelo para condutividade de troca. Vamos descrever o modelo eletromagnético, que descreve de forma satisfatória os efeitos observados no sistema com o qual trabalhamos. Neste modelo as interações de troca podem ser negligenciadas.

Se a interação da troca for negligenciada a equação de Landau-Lifshitz linearizada:

$$\nabla^2 \mathbf{h} - \frac{2i}{\delta_0^2} \mathbf{h} = \frac{2i}{\delta_0^2} \mathbf{m} - \nabla \nabla \cdot \mathbf{m}, \quad (2-53)$$

pode ser facilmente resolvida e a magnetização no lado direito da equação acima pode ser substituída por $\mathbf{m} = \hat{\chi}(\mathbf{r})\mathbf{h}$, onde $\hat{\chi}(\mathbf{r})$ é o tensor susceptibilidade local. Na expressão acima δ_0 é o efeito skin não magnético, dado por: $\delta_0 = \sqrt{2\rho / \omega\mu_0}$.

Existem dois problemas: (i) a estrutura magnética, $\mathbf{M}_0(\mathbf{r})$, mesmo para materiais ideais não é trivial; (ii), mesmo se a estrutura magnética for conhecida o tensor susceptibilidade não pode ser facilmente calculado. Para simplificar a solução a média espacial do tensor susceptibilidade sobre o volume da amostra é feita através de uma aproximação média efetiva.

Uma ilustração simples do modelo eletromagnético será mostrada para um monodomínio na forma de filme planar infinito, como ilustrado na FIGURA 2-4. Os campos \mathbf{H}_0 e o eixo fácil da anisotropia uniaxial encontram-se no plano do filme. Assim, o tensor susceptibilidade é constante no volume da amostra.

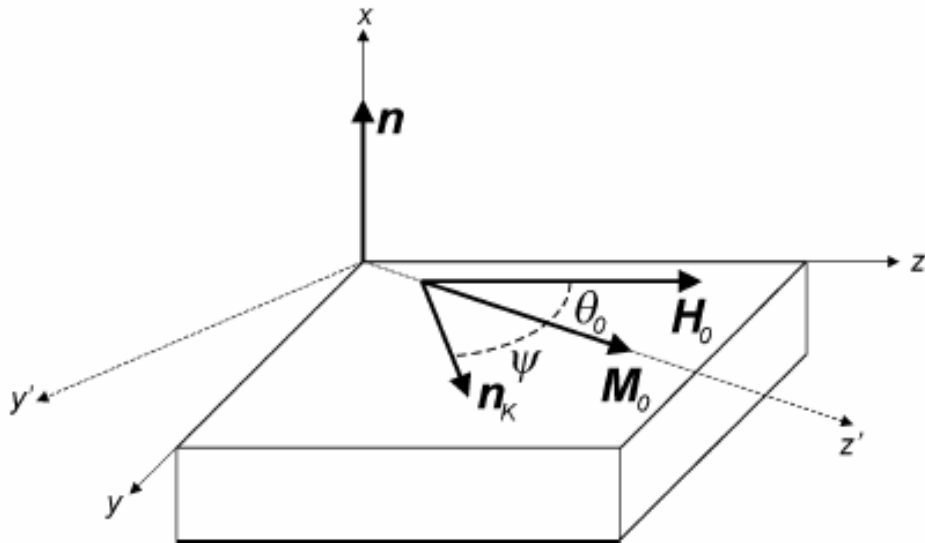


FIGURA 2-4: Sistema de coordenadas em um filme planar em forma de monodomínio.

Para um eixo fácil ao longo do vetor unitário \mathbf{n}_K o campo de anisotropia \mathbf{H}_a é:

$$\mathbf{H}_a = \frac{H_K}{M_s} \mathbf{n}_K (\mathbf{n}_K \cdot \mathbf{M}). \quad (2-54)$$

O ângulo de equilíbrio θ_0 é dado pela equação:

$$H_0 \sin \theta_0 - \frac{1}{2} H_K \sin 2\psi = 0. \quad (2-55)$$

A componente DC do campo efetivo é:

$$H_{ef0} = H_0 \cos \theta_0 + H_K \cos^2 \psi. \quad (2-56)$$

A equação (2-53) pode ser simplificada se \mathbf{h} e \mathbf{m} forem assumidos dependentes somente da coordenada x , perpendicular ao filme, o que faz com que o campo interno ac que satisfaz as condições de contorno seja:

$$\mathbf{h} = \mathbf{h}_{ex} - m_x \mathbf{n}, \quad (2-57)$$

onde o \mathbf{h}_{ex} é o campo externo ac (devido à corrente) e \mathbf{n} é um vetor normal à superfície. O tensor susceptibilidade efetiva, $\hat{\chi}$, que relaciona a magnetização ac com o campo externo ac , é então:

$$\hat{\chi} = \frac{1}{1 + \chi_{xx}} \begin{vmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy'} & 0 \\ \chi_{xy'} & \chi_{y'y'}(1 + \chi_{xx}) + \chi_{xy'}^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}. \quad (2-58)$$

A susceptibilidade transversal efetiva é:

$$\chi_t = \frac{M_s \cos^2 \theta_0 (\Omega + M_s + H_K \cos^2 \psi)}{(\Omega + H_K \cos 2\psi)(\Omega + M_s + H_K \cos^2 \psi) - (\omega/\gamma)^2}, \quad (2-59)$$

onde $\Omega = H_0 \cos \theta_0 + i\alpha \frac{\omega}{\gamma}$, e α é o parâmetro de amortecimento de Gilbert. De (2-59) pode-se calcular a dependência do efeito “skin”, δ , com o campo e com a frequência. A relação entre GMI e FMR também pode ser demonstrada nesta expressão. A susceptibilidade transversal apresenta comportamento típico da ressonância, isto é, um máximo em χ_t'' e uma mudança no sinal de χ_t' na ressonância. A condição de ressonância da FMR pode ser obtida tomando-se a parte real do denominador da equação (2-59) igual a zero. Para um amortecimento fraco, ($\alpha \ll 1$):

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = (H_0 \cos \theta_0 + H_K \cos 2\psi)(H_0 \cos \theta_0 + M_s + H_K \cos^2 \psi). \quad (2-60)$$

A fim de examinar o comportamento de Z em uma escala larga de frequências, é necessário usar técnicas de microondas. Uma relação entre MI e FMR é mostrada no trabalho de Yelon et al, [20]. A FIGURA 2-5 apresenta a relação de dispersão de FMR para diferentes ângulos entre \mathbf{H}_0 e \mathbf{n} .

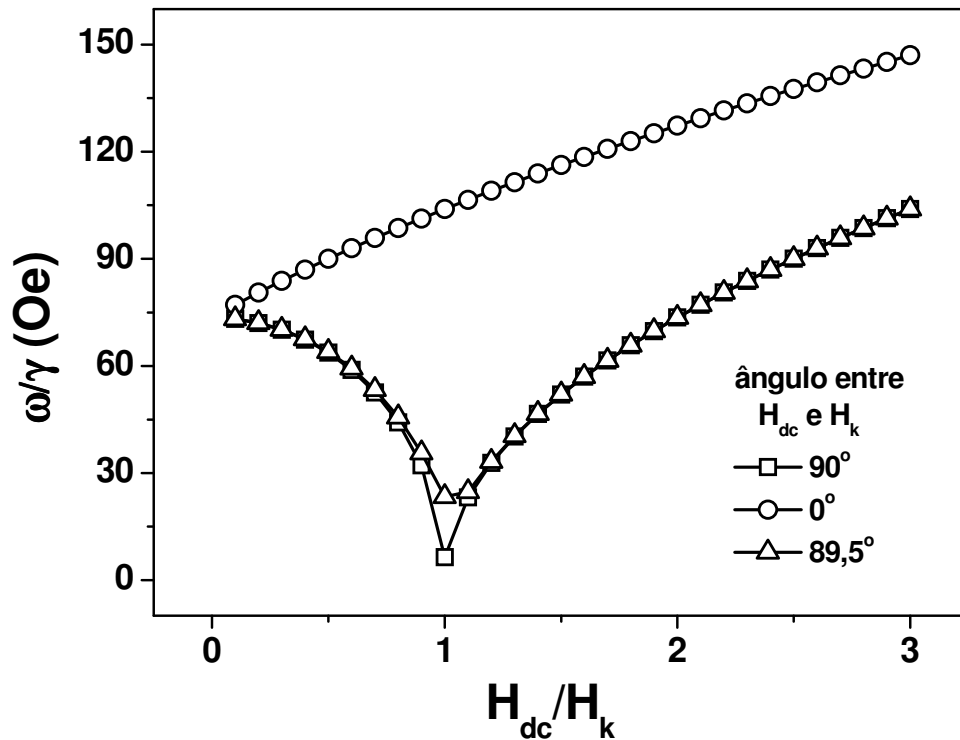


FIGURA 2-5: Frequência de ressonância em função do campo aplicado ao longo de diferentes direções relativas ao eixo fácil.

Os modelos citados acima permitem encontrar a impedância da amostra quando se conhece sua permeabilidade. É importante observar, como descrito pela equação (2-59), que na FMR, enquanto a componente real da permeabilidade cruza por zero a componente imaginária é máxima. Isso é refletido na magnetoimpedância permitindo que seja determinada experimentalmente a relação de dispersão de FMR de uma amostra. Como a quantidade mensurável é a impedância complexa, mas a quantidade interessante do ponto de vista da análise dos materiais é a permeabilidade, utiliza-se a relação entre ambas para extrair a permeabilidade de uma medida de impedância. Isso é feito avaliando que em uma medida de Z_{xf} com campo DC fixo a única quantidade que varia, além da própria frequência, é a permeabilidade. Logo, a derivada de Z com relação à f deverá ser proporcional à μ . Pode-se demonstrar isto na forma que segue:

Seja a equação (2-31) válida para a impedância de um condutor cilíndrico no limite de

$$I_{ac} \rightarrow 0 \text{ e } l \ll \lambda: \quad Z = \frac{1}{2} R_{DC} ka \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)}.$$

$$\frac{dZ}{d\omega} = \frac{dZ}{dka} \frac{dka}{d\omega} \quad (2-61)$$

onde

$$\frac{dZ}{dka} = R_{DC} \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)} - \frac{R_{DC}ka}{2} \frac{J_0'(ka)}{J_1(ka)} - \frac{1}{2} R_{DC}ka \frac{J_0(ka)}{J_1^2(ka)} J_1'(ka). \quad (2-62)$$

Sabendo que $J_0'(ka) = -J_1(ka)$ e $J_1'(ka) = 1/2(J_0(ka) - J_2(ka))$, tem-se:

$$\frac{dZ}{dka} = R_{DC} \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)} - \frac{R_{DC}ka}{2} - \frac{1}{2} R_{DC}ka \frac{J_0^2(ka)}{J_1^2(ka)} \quad (2-63)$$

e

$$\frac{dka}{d\omega} = \frac{ka}{2\omega}. \quad (2-64)$$

Substituindo (2-63) e (2-64) em (2-61) temos:

$$\frac{dZ}{d\omega} = R_{DC} \frac{ka}{2\omega} \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)} - (ka)^2 \frac{R_{DC}}{4\omega} - (ka)^2 \frac{R_{DC}}{4\omega} \left(\frac{J_0(ka)}{J_1(ka)} \right)^2, \quad (2-65)$$

que pode ser reduzido a:

$$\frac{dZ}{d\omega} = \frac{Z}{\omega} \left(1 - \frac{Z}{R_{DC}} \right) - \frac{il\mu}{4\pi} = \frac{1}{2\pi} \frac{dZ}{df}. \quad (2-66)$$

Assim, uma expressão para a permeabilidade poder ser obtida:

$$\mu = -\frac{4\pi}{il} \left[\frac{dZ}{d\omega} - \frac{Z}{\omega} \left(1 - \frac{Z}{R_{DC}} \right) \right]. \quad (2-67)$$

Sendo $Z = R + iX$ podemos separar a expressão (2-67) em duas, que representarão as componentes real e imaginária da permeabilidade:

$$\mu' = \frac{4\pi}{l} \left[-\frac{dX}{d\omega} + \frac{X}{\omega} - \frac{2XR}{\omega R_{DC}} \right] \quad (2-68)$$

$$\mu'' = \frac{4\pi}{l} \left[\frac{dR}{d\omega} - \frac{R}{\omega} + \frac{(R^2 - X^2)}{\omega R_{DC}} \right] \quad (2-69)$$

onde $\mu = \mu_r \mu_0$ e μ_r é a permeabilidade relativa.

O espectro em frequências da permeabilidade pode ser determinado a partir da derivada do espectro em frequências da impedância com um campo fixo, conforme ilustrado na FIGURA 2-6. O ajuste sobre os dados experimentais da componente real da permeabilida-

de está representando a contribuição do movimento das paredes de domínios. Na FIGURA 2-6, mesmo considerando uma aproximação para obter a permeabilidade complexa, são observados três processos distintos na dinâmica da magnetização: relaxação das paredes de domínios (linha I), relaxação da rotação da magnetização (linha II) e ressonância ferromagnética (linha III).

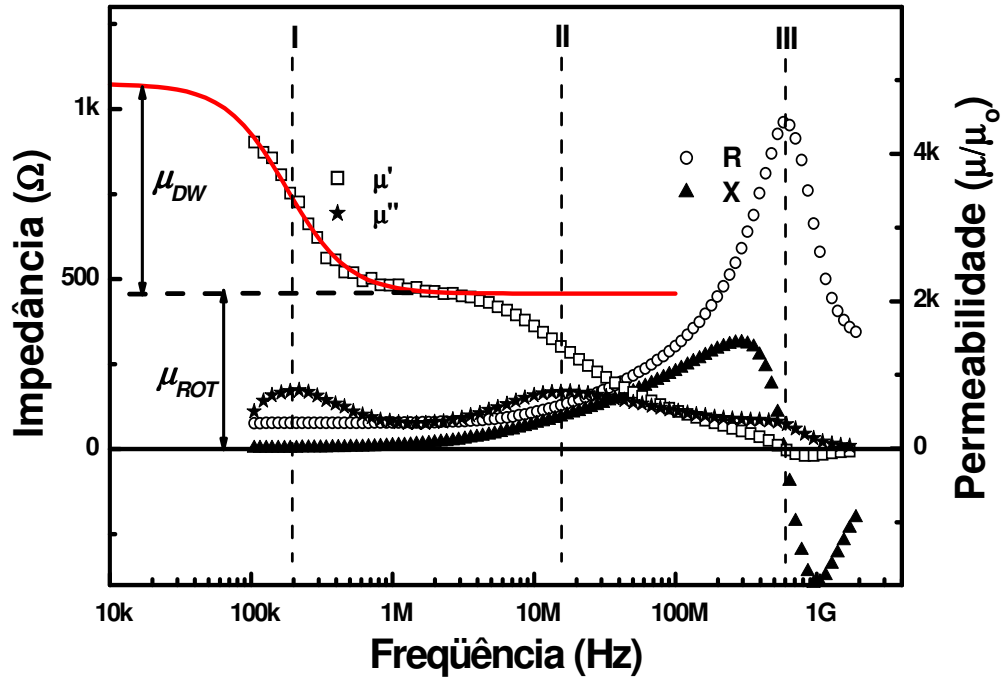


FIGURA 2-6: Espectro de impedância em função da frequência e respectiva permeabilidade extraída dos mesmos. Amostra tratada com corrente *ac* (100 Hz), $\sigma = 36$ MPa e $H = 4.75$ Oe.

As expressões (2-68) e (2-69) permitem que se obtenha a permeabilidade a partir da medida de Z e de sua derivada com relação à frequência, que são quantidades mensuráveis. Elas são válidas desde que $I \rightarrow 0$, e $\lambda \ll l$. Para o caso das amostras aqui estudadas, com $l \sim 16$ mm, a frequência superior seria $f \sim 10$ GHz.

Para comparação, existem na literatura aproximações que são válidas para baixas e altas frequências, equações (2-70), [21], e (2-71), [22], respectivamente. É interessante notar em (2-68) e (2-69) que para baixas frequências o termo relevante seria o segundo (similar a (2-70)) enquanto que o terceiro termo é relevante para altas frequências (similar a (2-71)).

$$\left. \begin{aligned} \mu' &= \frac{8\pi X}{\omega l} \\ \mu'' &= \frac{8\pi(R - R_{DC})}{\omega l} \end{aligned} \right\} \text{ para baixas frequências} \quad (2-70)$$

$$\left. \begin{aligned} \mu' &= \frac{8}{l\omega} \frac{RX}{R_{DC}} \\ \mu'' &= \frac{4}{l\omega} \frac{R^2 - X^2}{R_{DC}} \end{aligned} \right\} \text{ para altas frequências.} \quad (2-71)$$

2.3 FMR E SUA RELAÇÃO DE DISPERSÃO.

Entende-se por ressonância ferromagnética a absorção de radiação eletromagnética por um material ferromagnético. Esta absorção ocorre na presença de um campo magnético em torno do qual o momento magnético total do material precessiona. A absorção ressonante ocorre quando a frequência desta precessão coincide com a frequência do campo de radiação eletromagnética.

Na FIGURA 2-7 apresentamos um material ferromagnético na presença de um campo externo H_0 . Os momentos magnéticos, μ , sofrem um torque devido a presença do campo e passam a precessionar em torno de H_0 , de acordo com a equação:

$$\frac{d\boldsymbol{\mu}}{dt} = -\gamma[\boldsymbol{\mu} \times \mathbf{H}_0]. \quad (2-72)$$

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

O elétron, em um material ferromagnético, pode assumir uma órbita preferencial, gerando assim uma direção preferencial para seu momento magnético. Se esta direção de alguma forma for perturbada, um torque age no elétron de forma a trazê-lo à sua posição original de mínima energia. Este torque, da mesma forma que o campo magnético externo, produz um movimento de precessão do momento magnético. Assim, as diferentes interações no material ferromagnético podem ser tratadas assumindo-se que os spins, responsáveis pelo ferromagnetismo, precessionam com frequência ω_0 não em torno do campo externo, H_0 , mas sim em torno de um campo efetivo, H_{ef} , conforme foi mostrado por Landau e Lifshitz.

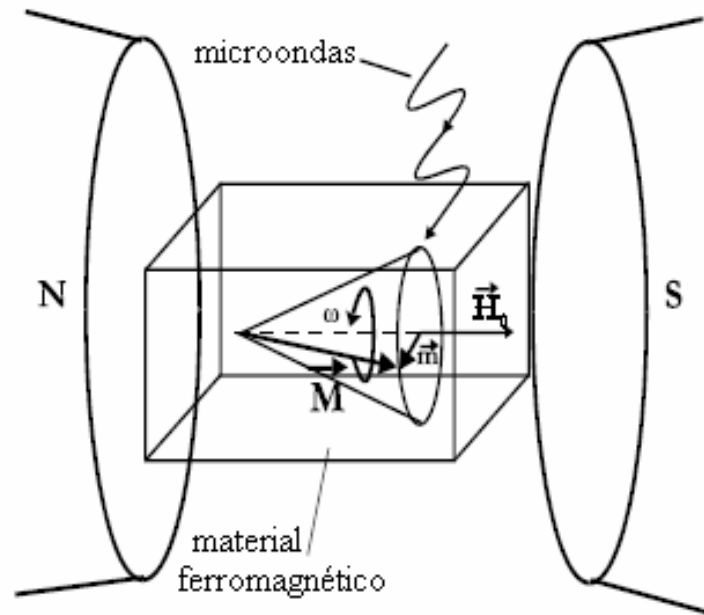


FIGURA 2-7: Material ferromagnético na presença de um campo externo H_0 e de um campo oscilante $\mathbf{h}(t)$. A magnetização precessa em torno de H_0 com uma frequência ω .

Se o material estiver na presença de um campo oscilante fraco $\mathbf{h}(t)$, de alta frequência, tal que este seja muito menor que o campo externo, a magnetização terá então uma componente oscilante podendo ser expressa por $\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}(t)$ com $|\mathbf{m}(t)| \ll \mathbf{M}_0$. Isto é representado graficamente na FIGURA 2-8. A ressonância poderá ocorrer quando a frequência deste campo oscilante for igual à frequência de precessão de Larmor, ω_0 .

Devido a interações intrínsecas ao sistema de spins no material ferromagnético, como por exemplo: interações entre os próprios spins (interação dipolar), interações dos spins com os elétrons de condução, deve-se incluir na equação (2-72) um termo de relaxação que descreva um amortecimento na precessão da magnetização. Substituindo μ pela magnetização total, \mathbf{M} , obtém-se:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{ef}) + R. \quad (2-73)$$

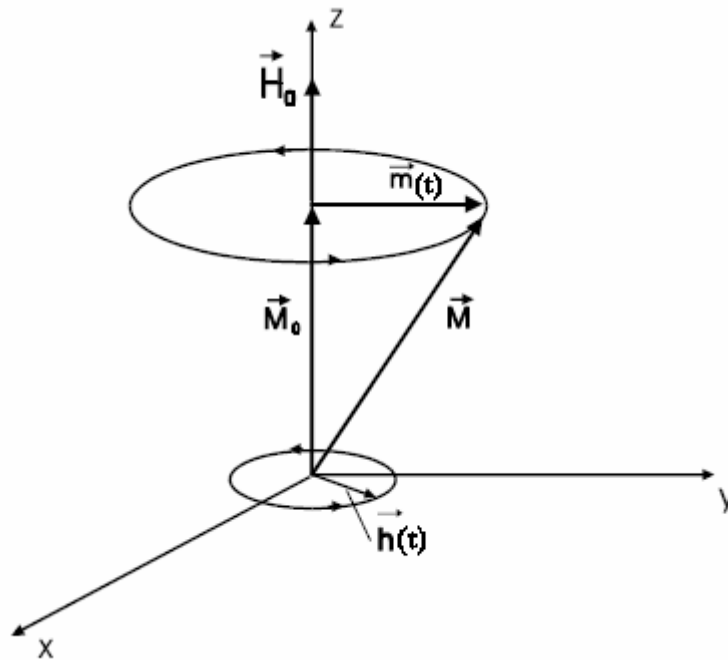


FIGURA 2-8: Precessão do vetor magnetização em torno do campo estático, \mathbf{H}_0 e do campo magnético de alta frequência $\mathbf{h}(t)$.

A equação para o movimento de precessão amortecido, proposta por Landau e Lifshitz é:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{ef}) - \alpha \frac{\gamma}{M} [\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{ef})]. \quad (2-74)$$

Na FIGURA 2-9 está representado o vetor da magnetização \mathbf{M} desenvolvendo uma precessão amortecida em torno do campo efetivo e na ausência do campo de alta frequência.

Consideremos o sistema de coordenadas mostrado na FIGURA 2-10. A função densidade de energia apropriada para um determinado sistema deve ser escrita contendo os termos necessários. Aqui, para exemplificar, vamos considerar um sistema com estrutura uniaxial, conforme a referência [23].

$$E = -H_s M \sin \theta \cos(\varphi_H - \varphi) + \frac{1}{2} 4\pi M^2 \sin^2 \theta \sin^2 \varphi - K \sin^2 \theta \sin^2 \varphi. \quad (2-75)$$

Em (2-75) o primeiro termo representa a energia Zeeman, o segundo a energia magnetostática, e o último termo está relacionado a energia de anisotropia uniaxial, K , que é a constante de anisotropia em primeira ordem. Sendo xz o plano da amostra e estando o campo DC aplicado no plano xy , a posição de equilíbrio estático da magnetização é dada por $\theta_{eq} = \pi/2$ e φ_{eq} é dado pela relação:

$$M_s H \sin(\varphi_H - \varphi_{eq}) = (4\pi M^2 - 2K) \sin \varphi_{eq} \cos \varphi_{eq}. \quad (2-76)$$

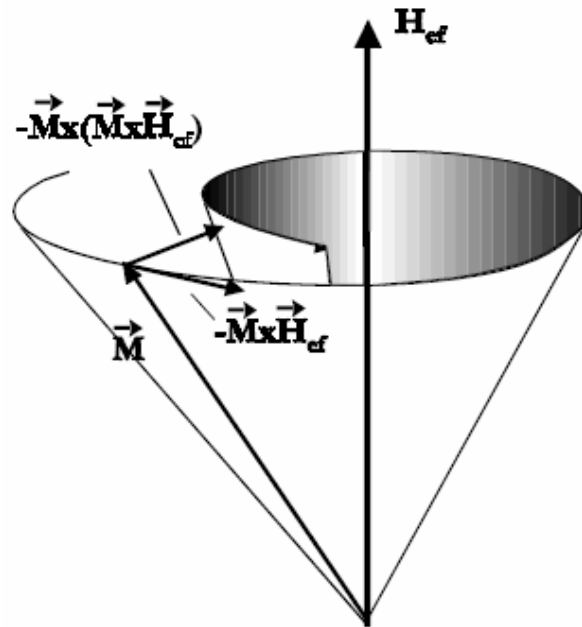


FIGURA 2-9: Precessão amortecida do vetor magnetização em torno do campo efetivo, na ausência do campo de alta frequência.

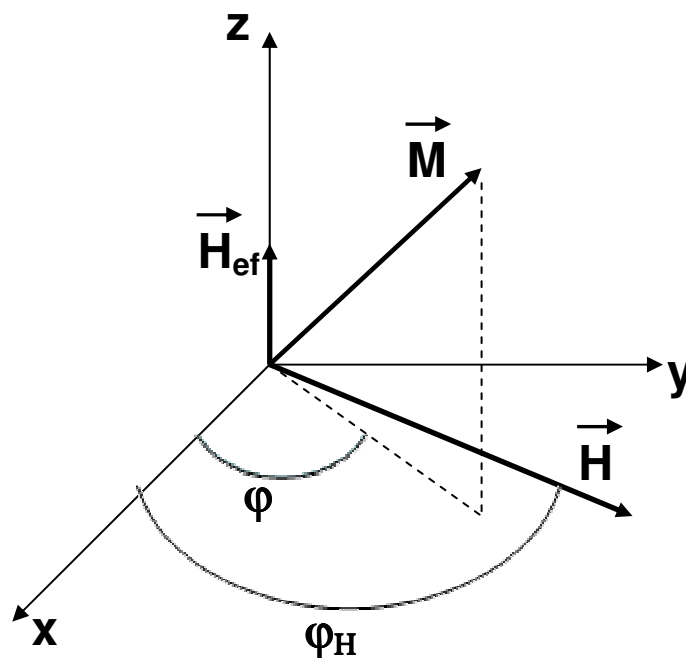


FIGURA 2-10: Orientação do campo magnético DC, H , e da magnetização, M .

O campo de ressonância pode ser obtido usando-se a equação geral derivada por Smit e Beljers, [24]:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{M^2 \sin^2 \theta} \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \frac{\partial^2 E}{\partial \phi^2} - \left[\frac{\partial^2 E}{\partial \theta \partial \phi} \right]^2 \right). \quad (2-77)$$

As segundas derivadas presentes na expressão (2-76) são efetuadas para os ângulos de equilíbrio θ_{eq} e ϕ_{eq} . Fazendo isto obtêm-se a expressão:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left[H \cos(\phi_H - \phi_{eq}) + (4\pi M - H_K) \cos^2 \phi_{eq} \right] \times \left[H \cos(\phi_H - \phi_{eq}) - (4\pi M - H_K) \sin^2 \phi_{eq} \right] \quad (2-78)$$

onde $H_K = 2K / M$.

3 MATERIAIS AMORFOS

Materiais amorfos se caracterizam pela ausência de ordem topológica (translacional) de longo alcance. No entanto, podem existir unidades que apresentem ordem de curto alcance, orientadas aleatoriamente. Como consequência da ausência de ordem cristalina estes materiais em geral apresentam comportamento magnético macio, isto é, têm alta permeabilidade magnética, baixa coercividade e baixas perdas por histerese magnética. Estas propriedades têm importantes aplicações tecnológicas pois o material apresenta uma rápida resposta ao estímulo de campos magnéticos. As aplicações de materiais amorfos são baseadas em características como:

- Ausência de anisotropia magnetocristalina: tal anisotropia, associada com a simetria cristalina não aparece no estado amorfo. Esta característica está relacionada à permeabilidade magnética elevada e força coerciva pequena;
- Preparação relativamente fácil de ligas com magnetostricção zero, em diferentes composições;
- Resistividade elétrica mais elevada do que a dos materiais cristalinos, o que reduz as perdas por correntes microscópicas;
- Dureza e rigidez mecânica elevadas.

Fios amorfos revestidos por vidro, AGCW (amorphous glass covered wires), foram preparados pela primeira vez em 1974 por Wiesner e Schneider, [25], utilizando o método “glass-coated melt spinning”. A FIGURA 3-1 ilustra esquematicamente um AGCW.

Pesquisas relacionadas à preparação e as propriedades dos microfios amorfos são realizadas desde 1980. Em 1981, Ohnaka propôs o novo método “in-rotating-water quenching” para a preparação de fios amorfos. Um segundo estágio de pesquisa relacionado aos AGCW começou em 1994 e prossegue até hoje uma vez que há muitas propriedades a serem investigadas. Nestas pesquisas o foco é dado aos aspectos relacionados às propriedades magnéticas, ao comportamento dos AGCW e a suas possibilidades de aplicação. Muitos resultados novos foram publicados e alguns protótipos de sensores magnéticos baseados nos AGCW foram desenvolvidos e apresentados, [26] e [27].

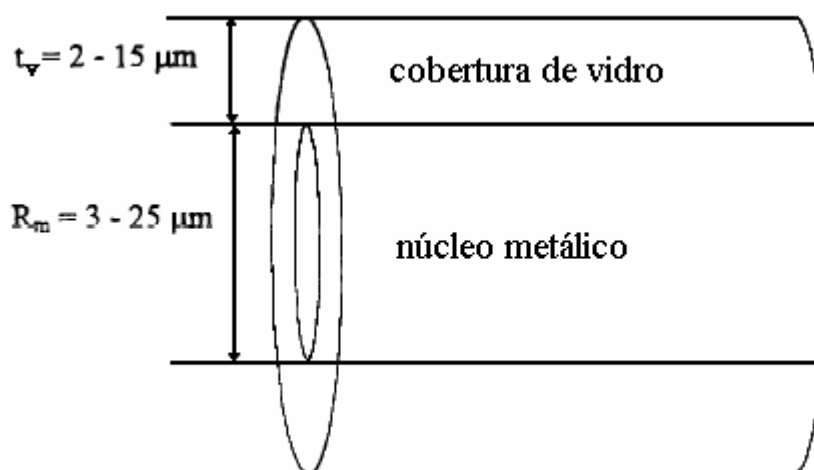


FIGURA 3-1: Vista esquemática de um AGCW com as dimensões típicas indicadas.

3.1 TÉCNICA DE FABRICAÇÃO DE MICROFIOS REVESTIDOS POR VIDRO.

Microfios amorfos revestidos por vidro são fabricados utilizando o método Taylor-Ulitovski, [28], também conhecido por “glass-coated melt spinning”. Neste método, esquematizado na FIGURA 3-2, os constituintes metálicos que irão formar o núcleo metálico do microfio são colocados no interior de um tubo de vidro “pyrex” com uma das extremidades fechadas. Uma bobina indutora produz um alto campo, a frequência elevada, que funde quase simultaneamente o metal e o vidro. Através de um sistema mecânico, o fio é extraído e em seguida resfriado por um jato de água que solidifica o material fundido na fase amorfa, formando um fio muito fino composto por um núcleo metálico revestido por uma camada de vidro. A fim de impedir a oxidação do material, durante a fusão o interior do tubo de vidro é mantido em vácuo ou atmosfera de gás inerte (argônio, em geral). O revestimento de vidro garante isolamento elétrico e impede a corrosão do núcleo metálico.

A estabilidade inicial do metal derretido é essencial para a estabilidade e a continuidade do processo. A massa da liga metálica e a espessura do tubo de vidro são importantes do ponto de vista das dimensões finais e das propriedades do AGCW. O diâmetro do metal depende principalmente da velocidade com que o fio é feito, sendo maior quando a velocidade diminui. A espessura do vidro depende principalmente da velocidade do deslocamento do tubo.

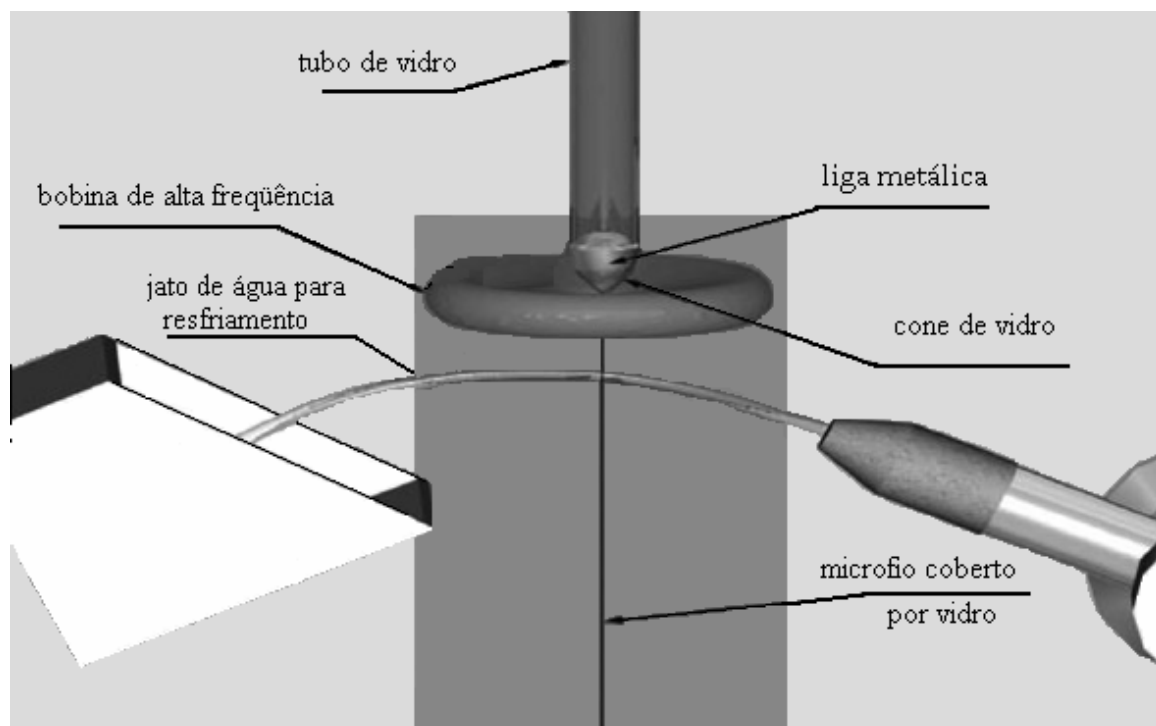


FIGURA 3-2: Representação do método Taylor – Ulitovski utilizado para a fabricação de microfios amorfos.

Para uma dada composição de liga metálica e vidro, as dimensões características e as propriedades do AGCW obtido são determinadas pela temperatura de fusão da liga metálica, viscosidade da liga na temperatura em que se trabalha, tensão de superfície da liga nesta temperatura, reações químicas entre a liga metálica e o vidro nesta escala de temperatura, reações químicas entre a liga, o vidro e a atmosfera dentro do tubo.

As características do AGCW são influenciadas também por propriedades básicas do vidro, como sua temperatura de fusão. Ainda, o vidro não deve cristalizar-se durante a operação, isto é, a temperatura da cristalização do vidro deve ser muito mais elevada do que a temperatura de trabalho.

Do ponto de vista da correlação entre as propriedades do metal do vidro, há três fatores que devem ser considerados:

1. O coeficiente de expansão térmica do vidro deve ser aproximadamente igual ou ligeiramente menor que o do metal, caso contrário às tensões térmicas geradas durante o resfriamento podem ser tão altas que o vidro se fragmenta e então não se consegue a produção de um fio contínuo.

2. A viscosidade do revestimento de vidro deve alcançar um valor alto antes da solidificação do metal. Se o metal for solidificado e o vidro continuar a se estender, o fio metálico poderá se romper.
3. As reações químicas entre o metal e o vidro, assim como as reações entre o metal e a atmosfera dentro do tubo de vidro, devem ser insignificantes.

3.2 ANISOTROPIAS MAGNÉTICAS EM MATERIAIS AMORFOS

Uma característica importante dos materiais magnéticos amorfos é a possibilidade de manipulação de suas propriedades magnéticas através da indução de anisotropias específicas ou através de tratamentos térmicos em fornos convencionais ou por aquecimento Joule. A estrutura de domínios da amostra está associada à distribuição de direções preferenciais locais na amostra, as anisotropias, representadas por suas energias correspondentes. A minimização da soma destas energias resulta na formação dos domínios presentes no material.

Em materiais amorfos a ausência de ordem de longo alcance permite desprezar a anisotropia magnetocristalina. Em materiais onde existe um acoplamento elástico entre tensões ou torções aplicadas por um agente externo ou que são inerentes do processo de fabricação, temos a chamada anisotropia magnetoelástica, também conhecida como anisotropia magnetostrictiva.

Os tratamentos térmicos têm como objetivo diminuir as tensões internas induzidas durante o processo de fabricação. Além disso, no caso do aquecimento Joule, o campo magnético circular gerado pela passagem da corrente pode promover a indução de uma anisotropia circular. Contudo, o tratamento térmico realizado com corrente DC (aquecimento Joule) não é homogêneo ao longo do comprimento da amostra. Nas regiões próximas aos contatos elétricos esse problema é ainda maior. Uma outra maneira de induzir anisotropias é através da aplicação de uma tensão mecânica ou torção. Essa tensão ou torção mecânica também pode ser aplicada durante o tratamento térmico com o objetivo de induzir uma anisotropia circular ou helicoidal permanente.

Outras fontes de energia magnética também podem dar contribuições significativas. Podemos citar a energia magnetostática resultante do acúmulo de pólos magnéticos nas extremidades de uma amostra saturada, as anisotropias induzidas por tratamentos térmicos cita-

das acima, e as energias associadas às paredes de domínios. Assim, o processo de magnetização depende fortemente das características do material estudado. Segue uma breve descrição dos termos mais importantes na formação da estrutura de domínios da amostra.

3.2.1 Anisotropia magnetoelástica

A magnetostricção é um fenômeno relacionado à variação das dimensões do material em função de sua magnetização. O coeficiente de magnetostricção, λ , é definido como a variação do comprimento da amostra magnetizada dividida pelo seu comprimento quando não magnetizada:

$$\lambda = \frac{\Delta l}{l} \quad (3-1)$$

Se a deformação magnetostrictiva ocorre na presença de uma tensão aplicada, σ , a energia relacionada a ela pode ser derivada. Seja o sistema representado na FIGURA 3-3, e seja \mathbf{M}_s inicialmente paralelo a tensão. Em seguida, \mathbf{M}_s é afastado de sua posição inicial por um ângulo θ .

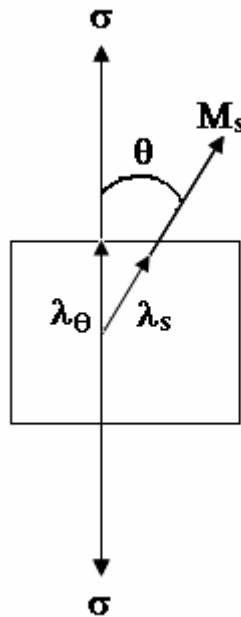


FIGURA 3-3: Esquema representativo para o cálculo da energia magnetoelástica.

Como pode ser visto em [29], λ_θ , que é a magnetostricção de saturação medida a um ângulo θ da direção da magnetização, é menor que λ_s , que é a magnetostricção de saturação medida na direção da magnetização, uma vez que é dado por:

$$\lambda_\theta = \frac{3}{2} \lambda_s \left(\cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right). \quad (3-2)$$

Como λ_θ é menor que λ_s o material se contrai com a aplicação da tensão, no caso de λ_s ser positivo. Esta contração, na presença de uma tensão, significa que o trabalho é realizado sobre o material. Este trabalho é armazenado na forma de energia magnetoelástica no material e dado por $dE_{me} = -\sigma d\lambda$ para uma rotação infinitesimal de \mathbf{M}_s . Assim:

$$\int_0^{E_{me}} dE_{me} = -\sigma \int_{\lambda_s}^{\lambda_\theta} d\lambda, \quad (3-3)$$

$$E_{me} = -\sigma \left[\frac{3}{2} \lambda_s \left(\cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right) - \lambda_s \right], \quad (3-4)$$

$$E_{me} = \frac{3}{2} \lambda_s \sigma \sin^2 \theta. \quad (3-5)$$

onde θ é o ângulo entre a tensão aplicada e a magnetização. A aplicação de tensões externas pode aumentar ou diminuir a elongação do material, dependendo do sinal da mesma. Portanto, quando o material possui $\lambda_s > 0$ ele apresentará um aumento de tamanho ao ser magnetizado enquanto que se o material possui $\lambda_s < 0$ ele irá se contrair durante o processo de magnetização. A FIGURA 3-4 ilustra a magnetostricção. Sabe-se que o processo de fabricação de fios amorfos induz uma função distribuição radial de tensões mecânicas, $\sigma = \sigma(\lambda)$ e conseqüentemente de anisotropias magnetoelásticas.

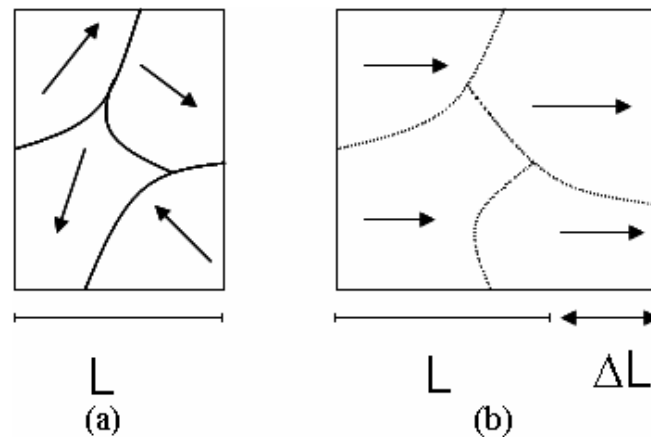


FIGURA 3-4: Ordenamento de domínios desde um estado desmagnetizado ($H = 0$), (a), até a saturação, (b). Neste caso $\lambda > 0$.

A forma como o material responde a uma tensão externa aplicada depende do sinal do produto $\lambda_s \sigma$. Considerando a representação da FIGURA 3-5 pode-se observar que a aplicação de tensão a um material inicialmente desmagnetizado induz uma anisotropia que, no caso do produto $\lambda_s \sigma$ ser positivo, está orientada na direção de aplicação desta tensão. No caso do produto $\lambda_s \sigma$ ser negativo a anisotropia induzida pela tensão é transversal direção de aplicação.

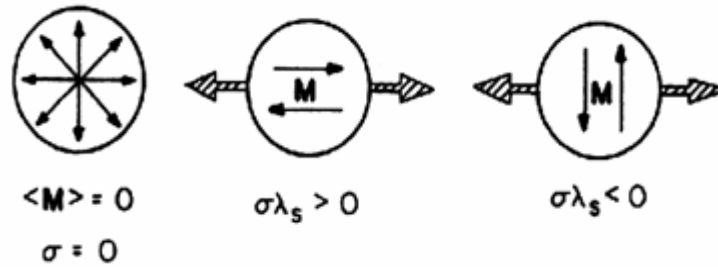


FIGURA 3-5: Indução de anisotropia no material conforme o sinal do produto $\lambda_s \sigma$.

3.2.2 Anisotropia de forma

A anisotropia de forma deve-se ao campo desmagnetizante e sua dependência com a forma e dimensões da amostra. O campo desmagnetizante é gerado por pólos magnéticos que aparecem na extremidade da amostra e se opõem a magnetização no interior da mesma: $\mathbf{H}_D = -N_D \mathbf{M}$. Aqui, N_D é o fator desmagnetizante e depende da geometria da amostra. A energia que está associada a este campo desmagnetizante é a energia magnetostática, que pode ser escrita como:

$$E_{ms} = \frac{1}{8\pi} \int H_D^2 dv, \quad (3-6)$$

onde dv é um elemento de volume e a integração é feita sobre todo o material. Esta expressão se resume a forma seguinte, equação (3-7), quando \mathbf{H}_D é antiparalelo a \mathbf{M} :

$$E_{ms} = -\frac{1}{2} \mathbf{H}_D \cdot \mathbf{M}. \quad (3-7)$$

A expressão acima nada mais é que a área do triângulo OCD na curva de magnetização apresentada na FIGURA 3-6. \mathbf{M} é a magnetização no ponto C .

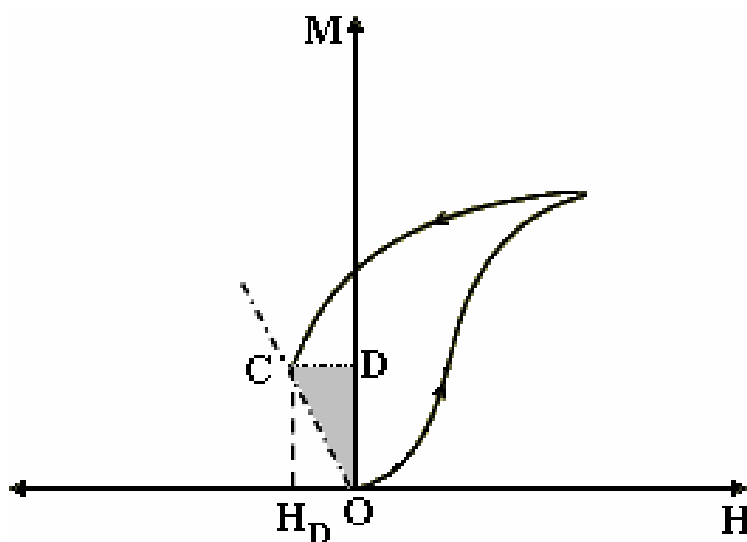


FIGURA 3-6: Energia magnetostática de um material magnetizado em campo aplicado nulo.

3.3 ESTRUTURA DE DOMÍNIOS E DISTRIBUIÇÃO DE TENSÕES INTERNAS EM AGCW.

Apresentamos abaixo uma descrição da estrutura de domínios em microfios amorfos como prevista por Chiriac e Óvári, [30]. A energia total, cuja minimização determina a formação da estrutura de domínios magnética, é dada por:

$$E = E_{me} + E_d, \quad (3-8)$$

onde E_{me} é a energia magnetoelástica e E_d uma energia de desmagnetização. Para fios suficientemente longos pode-se negligenciar o segundo termo da energia sendo a estrutura de domínios determinada somente pela minimização de E_{me} , que é dado pelo acoplamento entre as tensões internas induzidas durante a preparação e a magnetostricção. Assim, o conhecimento da distribuição das tensões internas torna-se necessário para estabelecer a estrutura de domínios nos fios.

A tensão total em microfios pode ser considerada como a soma das tensões devido (i) à solidificação da liga metálica e do vidro e (ii) a diferença entre os coeficientes de expansão térmica do vidro e do metal. Além disso, durante o processo de fabricação, o microfio é submetido continuamente a uma tensão axial considerável. No trabalho de revisão de Chiriac e

Óvari, [30], e também na referência [39] podem ser encontrados detalhes sobre o cálculo da distribuição de tensões nos microfios recobertos por vidro. Como um exemplo, a FIGURA 3-7 apresenta a distribuição de tensões calculada para um microfio a base de Ferro com núcleo metálico de $3,65 \mu\text{m}$ de diâmetro e espessura de vidro de $7,50 \mu\text{m}$. São apresentadas as componentes axial (σ_{zz}), radial (σ_{rr}) e circunferencial ($\sigma_{\phi\phi}$) em função do raio do microfio. Pode-se perceber que a componente da tensão axial (σ_{zz}) predomina até aproximadamente $r = 3,0 \mu\text{m}$ gerando uma anisotropia axial.

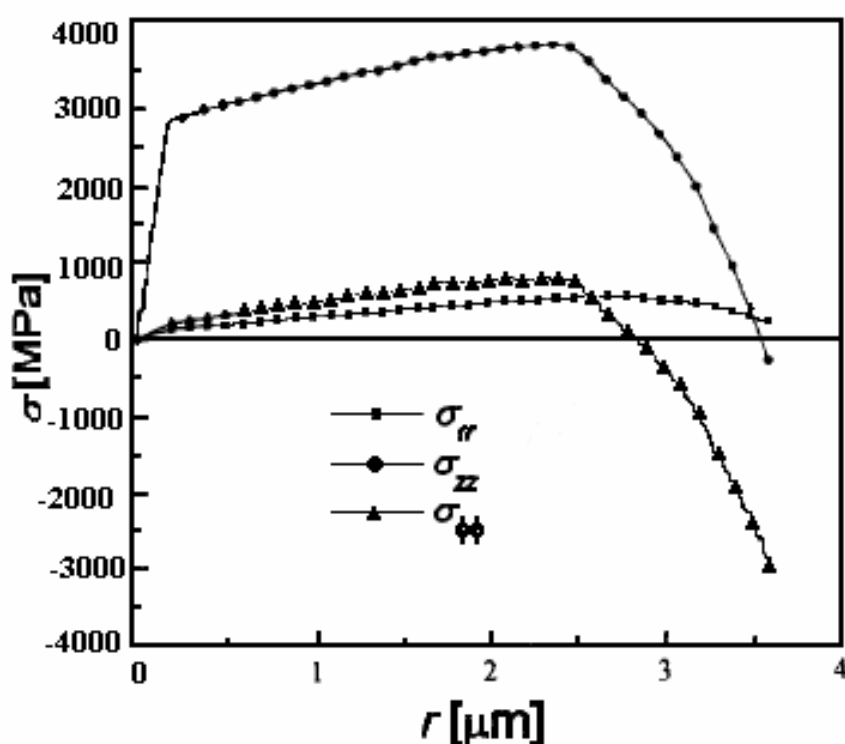


FIGURA 3-7: Cálculo das componentes axial (σ_{zz}), radial (σ_{rr}) e circunferencial ($\sigma_{\phi\phi}$) das tensões internas do microfio recoberto por vidro, de composição $\text{Fe}_{77,5}\text{Si}_{7,5}\text{B}_{15}$, e diâmetro metálico de $3,65 \mu\text{m}$. Figura retirada de [30].

Uma distribuição de tensões acoplada com uma magnetostricção positiva conduz a uma estrutura de domínios com um núcleo interno magnetizado axialmente e uma casca externa magnetizada radialmente, como mostra a FIGURA 3-8 (a). A grande energia desmagnetizante que surgiria de uma casca externa magnetizada radialmente é reduzida por domínios de fechamento axiais na superfície e próximo ao núcleo. A anisotropia magnética em ambas as regiões da estrutura de domínios é de origem magnetoelástica e o valor da constante de

anisotropia é diretamente proporcional ao produto entre a constante de magnetostricção e as componentes do tensor que representa a tensão interna em um dado ponto do raio do fio.

Assim, o sinal e o valor da magnetostricção e dos componentes do tensor das tensões internas são importantes não somente do ponto de vista da formação da estrutura de domínios, mas também para o comportamento e as propriedades magnéticas do fio.

No exemplo de um fio com magnetostricção negativa, o acoplamento entre a magnetostricção e as tensões internas conduz a uma energia magnetoelástica cuja minimização determinaria uma estrutura de domínios com um núcleo interno magnetizado radialmente e uma casca exterior magnetizada circumferencialmente. Porém, a magnetização radial do núcleo interno conduziria a uma energia magnetostática elevada e a interações de troca que desfavorecem esta configuração, conseqüentemente, a magnetização nesta região também é axial. A FIGURA 3-8 (b) mostra a estrutura de domínios para o fio com magnetostricção negativa.

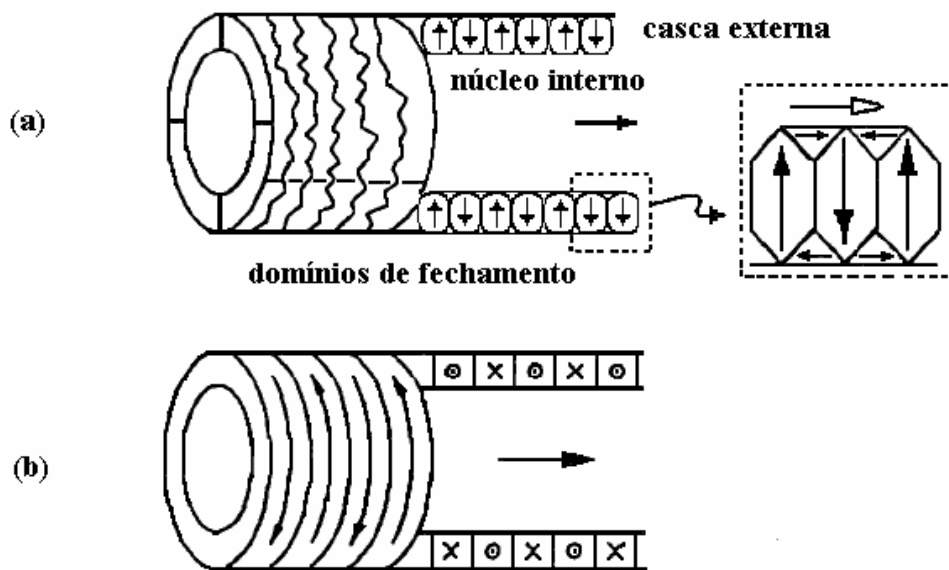


FIGURA 3-8: Diagrama simplificado do modelo de domínios núcleo-casca para (a) fio amorfo convencional com magnetostricção positiva, e (b) fio amorfo convencional com magnetostricção negativa.

4 APARATO EXPERIMENTAL

Esta seção experimental será dividida em duas. A primeira parte será dedicada aos tratamentos térmicos realizados e a segunda às medidas de MI.

4.1 TRATAMENTO TÉRMICO

No século XIX o físico inglês James P. Joule observou que todo material metálico, quando submetido à ação de uma corrente elétrica, libera uma quantidade de calor que é proporcional a sua resistência elétrica e ao quadrado da corrente aplicada. Este efeito, que passou a ser conhecido por efeito Joule em homenagem ao seu descobridor, tem muitas aplicações já que uma grande parte do calor gerado é convertida em energia térmica, o que aumenta a temperatura dos condutores. Hoje, os tratamentos térmicos convencionais usam o efeito Joule para promover os mais variados comportamentos físicos: transições estruturais, elétricas, magnéticas, químicas, e mecânicas. Devido a sua simplicidade e baixo custo, a técnica de aquecimento mais difundida na produção de novos materiais é justamente o aquecimento Joule. Ela é particularmente adequada para tratamentos térmicos em fios AGCW pois não é necessário que o tratamento seja feito em ambiente inerte.

Como já foi citado anteriormente, nossas amostras são microfios amorfos revestidos por vidro e, portanto, não apresentam anisotropia magnetocristalina significativa, sendo as anisotropias de origem magnetoelástica as de papel mais importante. As tensões induzidas devido ao acoplamento vidro-metal se combinam com a magnetostricção, mesmo que muito pequena, definindo a estrutura de domínios do fio. Esta estrutura de domínios pode ser alterada mediante aplicação de tensão mecânica e/ou tratamentos térmicos apropriados. Uma das dificuldades encontradas no método de aquecimento por efeito Joule é a obtenção da homogeneidade volumétrica na temperatura e o controle preciso da temperatura de tratamento.

Em 1993, Allia e colaboradores, [31], apresentaram um modelo teórico simples que permite estimar a temperatura de um material metálico, em forma de fita, durante o tratamento por aquecimento Joule. Em 1995, Knobel e colaboradores, [32] apresentaram os mesmos cálculos para fios. Em seguida, Chiriac e colaboradores, [33] e [34], apresentaram os cálculos

para a distribuição radial da temperatura em fios amorfos e também em microfios amorfos revestidos por vidro. Neste trabalho, a temperatura equivalente a uma dada corrente foi calculada com base nas informações desta última referência.

A análise termodinâmica do aquecimento Joule prevê que uma parte do calor liberado pelo efeito Joule, aumenta a temperatura da amostra e outra parte é dissipada. A taxa de aumento da temperatura da amostra é função de sua capacidade calorífica. Em amostras como as utilizadas neste trabalho, que possuem uma alta razão superfície volume, perdas por radiação podem ser modeladas pela teoria de Stefan-Boltzmann para a radiação de corpo negro, ou seja, a taxa de emissão de calor aumenta com a quarta potência da temperatura do corpo. Assim, vamos considerar um microfio amorfo revestido por vidro com núcleo metálico de raio a e raio total (metal + vidro) b , como mostra FIGURA 4-1. Para simplificar, assumiremos que a transferência de calor relevante ocorre apenas na direção radial.

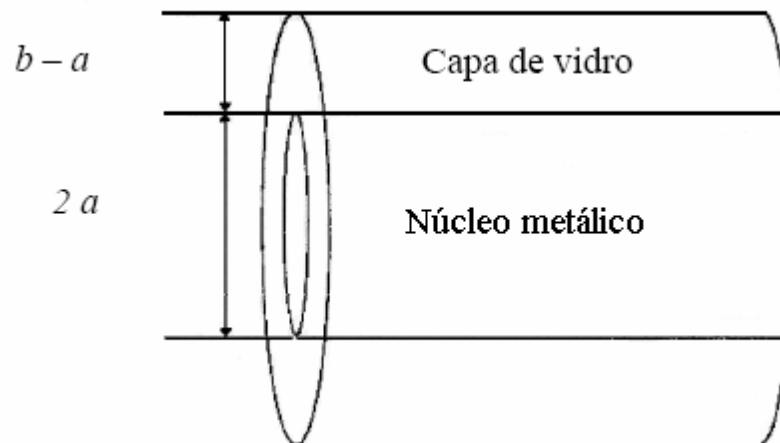


FIGURA 4-1: Diagrama esquemático de um microfio amorfo coberto por vidro: a é o raio do núcleo metálico e b é o raio total do microfio (metal + vidro).

A equação de condução de calor de Fourier para ambas as regiões do fio (metal e vidro) são dadas por:

- Para o metal ($0 \leq r \leq a$):
$$\frac{dT_m(r)}{dr} = -\frac{1}{2} \frac{j^2 \rho}{K} r \quad (4-1)$$

- Para o vidro ($a \leq r \leq b$):
$$\frac{dT_g(r)}{dr} = \frac{B}{r} \quad (4-2)$$

Onde o índice m se refere ao núcleo metálico e g à capa de vidro, j é a densidade de corrente no fio metálico, ρ é sua resistividade e K sua condutividade térmica. B é um coefici-

ente que depende do calor gerado no microfio devido ao efeito Joule. As soluções gerais para as duas regiões são dadas por:

$$T_m(r) = C - \frac{1}{4} \frac{j^2 \rho}{k} r^2 \quad (\text{metal}), \quad (4-3)$$

$$T_g(r) = A + B \ln r \quad (\text{capa de vidro}), \quad (4-4)$$

onde A, B e C são coeficientes determinados a partir das condições de contorno, conforme segue:

O calor na interface metal-vidro deve ser contínuo,

$$k \frac{dT_m}{dr} = k_g \frac{dT_g}{dr}. \quad (4-5)$$

Na interface metal-vidro, a temperatura em ambas as regiões devem ser iguais:

$$T_m(a) = T_g(a). \quad (4-6)$$

Na superfície externa do fio ocorrem apenas perdas de calor por radiação:

$$\left. \frac{dT_g}{dr} \right|_{r=b} = -\frac{\sigma \varepsilon}{k_g} (T^4(b) - T_0^4), \quad (4-7)$$

onde σ é a constante de Stefan-Boltzmann, ε é a emissividade e T_0 é a temperatura ambiente. Após algum desenvolvimento, cujos detalhes podem ser encontrados na referência [34], tem-se as seguintes soluções:

$$T_m(r) = \frac{1}{4} \frac{I^2 \rho}{\pi^2 a^2 k} \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 + 2 \frac{k}{k_g} \ln \left(\frac{b}{a} \right) \right] + \left(T_0^4 + \frac{1}{2\pi^2 a^2 b} \frac{I^2 \rho}{\sigma \varepsilon} \right)^{1/4}, \quad (4-8)$$

$$T_g(r) = \frac{1}{2} \frac{I^2 \rho}{\pi^2 a^2 k_g} \ln \left(\frac{b}{r} \right) + \left(T_0^4 + \frac{1}{2\pi^2 a^2 b} \frac{I^2 \rho}{\sigma \varepsilon} \right)^{1/4}, \quad (4-9)$$

onde $I = j \pi a^2$.

Usando (4-8) e (4-9), podemos encontrar a distribuição radial de temperatura em um AGCM para um dado valor de corrente I . A FIGURA 4-2 ilustra esta distribuição para $I = 17,8$ mA, no caso de um microfio de $\text{Fe}_{77,5}\text{Si}_{7,5}\text{B}_{15}$ com $a = 9$ μm e $b = 18$ μm . Os parâmetros utilizados pelos autores nos cálculos foram: $\kappa = 30$ $\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$, $\kappa_g = 1,177$ $\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$, $\rho = 1,3 \times 10^{-6}$ Ωm , $T_0 = 0^\circ\text{C}$.

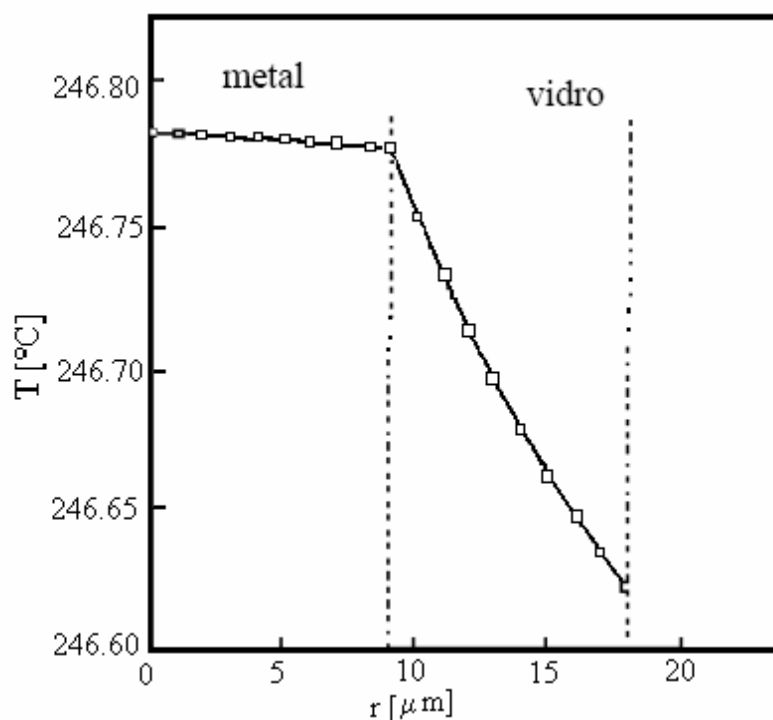


FIGURA 4-2: Distribuição radial de temperatura calculada para um micro fio amorfo revestido por vidro de Fe-SiB com $a = 9 \mu\text{m}$ e $b = 18 \mu\text{m}$. O valor da corrente de tratamento é 17.8 mA. Figura extraída de [34].

Do gráfico percebe-se que a temperatura é praticamente homogênea ao longo do raio do fio e também varia pouco na região do vidro. Convém lembrar que as perdas de calor nos contatos elétricos feitos para realizar o aquecimento não foram levadas em conta. Certamente existe um gradiente de temperatura nos extremos do fio, mas é desprezível.

4.1.1 Aparato experimental utilizado para tratamento térmico

A realização dos tratamentos térmicos deu-se com as amostras coladas no porta amostras. Os contatos elétricos são feitos com cola prata, após remoção do vidro nas extremidades do micro fio. Os tratamentos foram realizados em atmosfera ambiente, uma vez que a cobertura de vidro evita problemas de possíveis oxidações. O tempo de tratamento foi de 20 minutos, tempo suficiente para estabilizar eventuais relaxações produzidas pela temperatura.

Para a realização do tratamento DC, uma fonte de corrente de 10 mA, com controle externo, foi utilizada. A amplitude e a forma do sinal de controle determinam a intensidade da

corrente e o tipo de tratamento, respectivamente. A FIGURA 4-3 representa um esquema deste aparato.

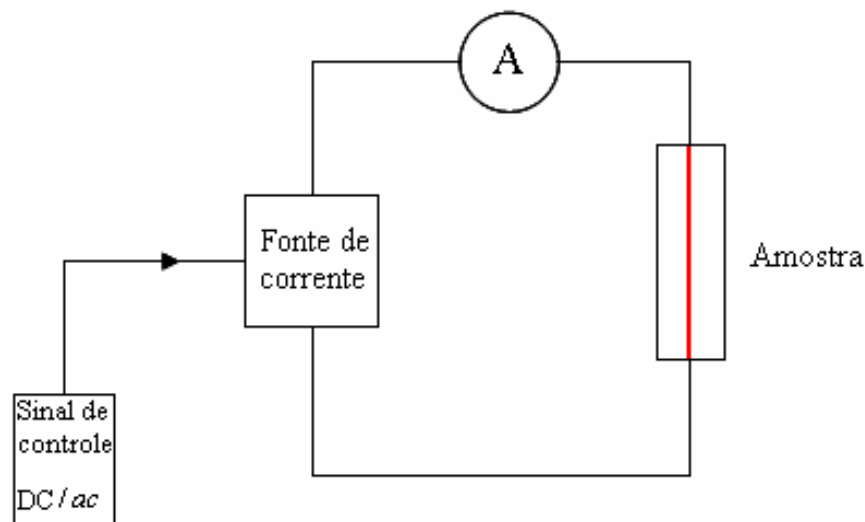


FIGURA 4-3: Aparato experimental utilizado para a realização de tratamento térmico.

4.2 SISTEMA DE MEDIDAS DE IMPEDÂNCIA

As medidas de impedância apresentadas neste trabalho foram realizadas utilizando-se um analisador de espectro HP 4396B, associado a um *kit* de impedância HP 4396A1 e uma cavidade de microondas coaxial. A FIGURA 4-4 apresenta o diagrama de blocos do sistema experimental utilizado.

O HP4396B é um instrumento que funciona como analisador de rede, de espectro ou de impedância. Neste trabalho utilizamos a opção 010 do HP4396B, a qual adiciona a função medida de impedância ao HP4396B. Instalando esta opção no analisador pode-se medir diretamente parâmetros de impedância (Z , R , X , Y , G , B , T_c ...) em frequências de 100 kHz até 1.8 GHz. O HP 4396A1 é um acessório utilizado pelo HP4396B para medidas de impedância. Ele utiliza o método de medida I-V (corrente/tensão) para determinar a impedância desconhecida de uma amostra. O porta amostras, formado por uma cavidade de microondas, é conectada a porta de saída deste acessório, a qual deve ser calibrada com elementos padrões a fim de possibilitar uma medida da impedância da amostra.

Um conversor digital-analógico de 16 bits, controlado pelo PC, envia sinais de tensão para um amplificador de corrente que, por sua vez, fornece a corrente necessária ao solenóide para a produção do campo magnético DC longitudinal, determinado pelos parâmetros de medida configurados no PC. O solenóide, que possui 8 cm de altura por 2,5 cm de diâmetro e é capaz de fornecer até 450 Oe.

O programa utilizado para controlar os parâmetros da medida e adquirir os dados foi feito em linguagem de programação HPVVEE específica para instrumentos da HP. A comunicação do PC com o conversor e com o analisador é feita por uma interface paralela IEEE488. Através do programa determinam-se os valores de campo nos quais as medidas serão realizadas. O computador adquire simultaneamente os parâmetros mostrados na tela do analisador. Parâmetros como tipo de varredura em frequência (linear ou logarítmica) e tempo de medida são determinados diretamente no painel do HP4396B.

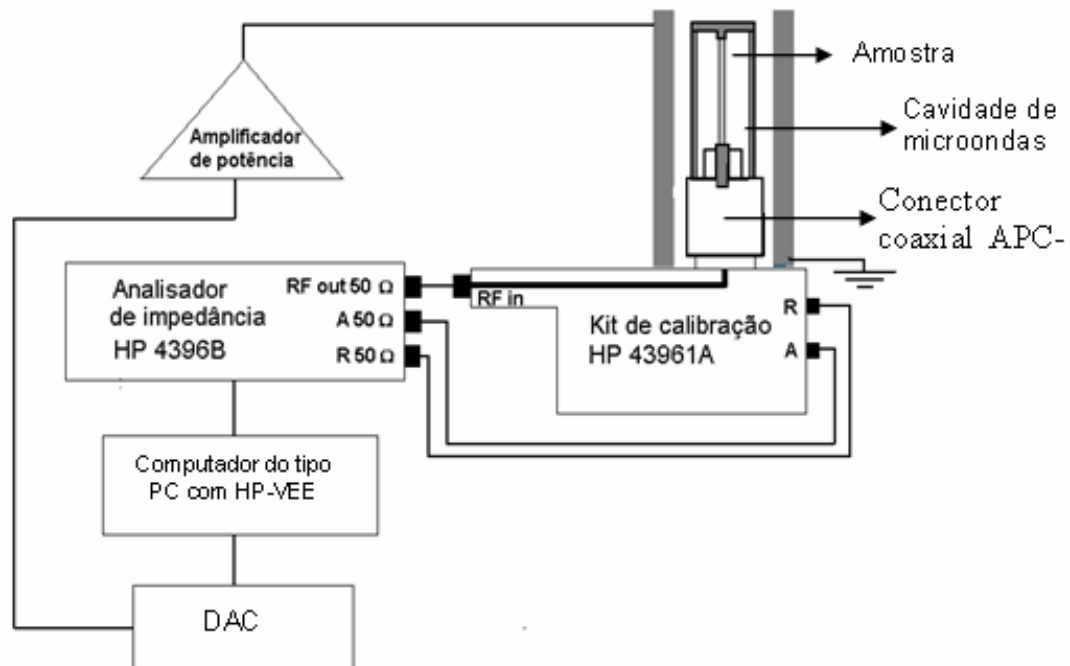


FIGURA 4-4: Representação do sistema utilizado para medidas de impedância.

Para a realização das medidas de impedância o sistema utiliza o método de medida I-V (corrente/tensão). Neste método a impedância de uma amostra pode ser calculada a partir de medidas dos valores de tensão e corrente sobre ela. A corrente é calculada usando-se a medida

da tensão sob um resistor R , conhecido e de baixa resistência. Na prática, um transformador de baixas perdas é usado no lugar da resistência para prevenir os efeitos causados pelo resistor no circuito. Entretanto, o transformador limita o valor mínimo de frequência aplicável na medida. A maior vantagem deste método é que os erros de medida não dependem da impedância da amostra, uma vez que ela é calculada diretamente da razão entre tensão e corrente medidas pelo sistema. A FIGURA 4-5 mostra o diagrama de blocos do método de medida I-V.

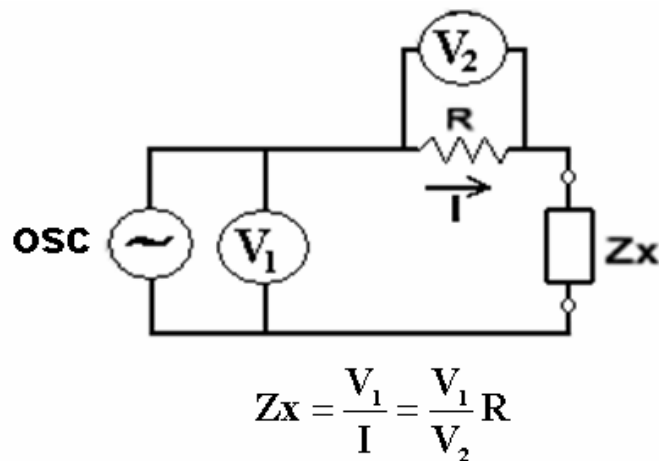


FIGURA 4-5: Método de medida de impedância RF I-V utilizado pelo adaptador HP4396A1.

4.2.1 Calibração e compensação do sistema

Antes da realização de qualquer medida utilizando-se o método I-V é necessário calibrar a porta de saída a fim de estabelecer parâmetros nos quais o instrumento irá trabalhar. Para realizar-se tal calibração, elementos padrões de aberto, curto e carga (50 ohms) são conectados à porta de saída e cada um dos padrões é medido no intervalo de frequência determinado. Os dados referentes a esta calibração são armazenados na memória do instrumento e usados para calcular e remover erros instrumentais. A calibração define um plano de referência na qual a precisão da medida é otimizada. Entretanto, a amostra não pode ser conectada ao plano de calibração (porta de saída), pois ela necessita estar presa aos terminais de um porta amostras. A introdução do porta amostras requer que o plano de calibração seja deslocado

para a posição da amostra. Esse deslocamento é feito usando o próprio porta amostras. Faz-se uma medida da admitância, $(1/Z)$, dele, sem amostra conectada. Idealmente, o resultado desta medida deveria ser nulo em toda a faixa de frequências. Estendendo a calibração da porta, (opção do instrumento) estabelece-se a admitância mínima possível.

Alguns critérios devem ser obedecidos para que a compensação do porta amostra possibilite a realização de medidas confiáveis. São eles:

1. A impedância do porta amostras com os terminais abertos deve ser 100 vezes maior do que a impedância da amostra.
2. A impedância dos terminais do porta amostras em curto deve ser menor do que $1/100$ vezes a impedância da amostra.
3. O valor da impedância da carga utilizada para compensação deve ser conhecido e próximo do valor da impedância da amostra.
4. A carga padrão deve ser estável sob condições de variação de temperatura, fluxo magnético e de frequência.

4.2.2 Porta amostras

O porta amostras é conectado à porta de saída do analisador que, por sua vez, deve ser calibrada como descrito anteriormente. Ele pode ser dividido em dois sistemas: o sistema de medida e o sistema de aplicação de tensões.

O sistema de medidas é uma cavidade de microondas desenvolvida com o objetivo de fornecer um meio de medirmos a impedância característica dos microfios. Ela funciona como uma linha de transmissão coaxial, onde o condutor central é substituído pela amostra e o dielétrico entre a amostra e as paredes externas da cavidade é o ar. O pino de contato entra a amostra e o conector é centrado por uma peça de teflon de aproximadamente 4 mm de altura. O teflon é um material adequado por ter permissividade elétrica constante para os valores de frequências trabalhados. O sistema para aplicação de tensão consta de uma peça móvel, a qual é presa uma das extremidades da amostra. A esta peça móvel conectamos uma mola, devidamente calibrada, que por sua vez é conectada a um micrômetro. A tensão aplicada é calculada através da relação entre a força aplicada e a seção transversal da amostra, incluindo o revestimento de vidro. A FIGURA 4-6 representa o porta amostras com os dois sistemas integrados.

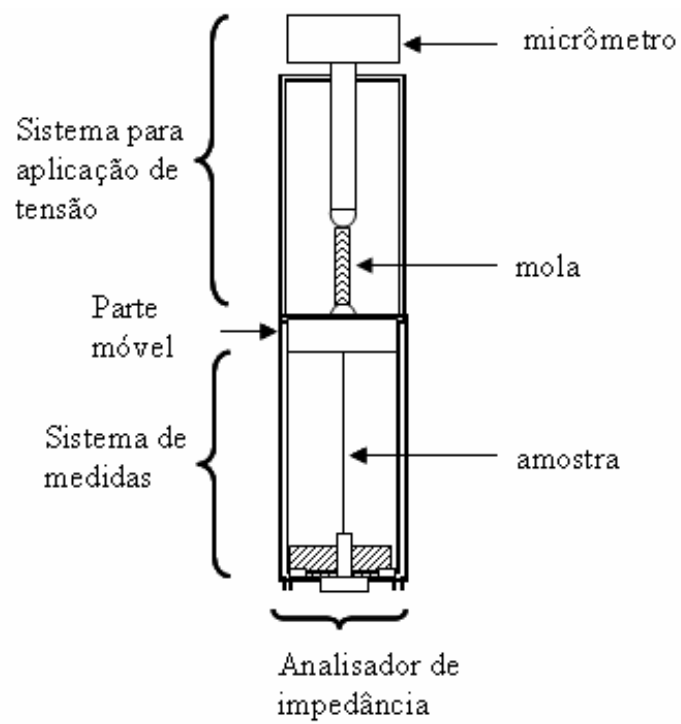


FIGURA 4-6: Porta amostras utilizado para medidas de impedância. Este sistema permite a aplicação de tensão mecânica às amostras durante a realização das medidas.

5 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste capítulo serão apresentados e discutidos os resultados experimentais obtidos através das medidas de impedância e magnetização.

5.1 TRATAMENTOS TÉRMICOS

As amostras foram tratadas por aquecimento Joule com correntes de 27.3mA rms *ac* e DC por 20 minutos. Os tratamentos com corrente *ac* foram feitos em frequências de 100 e 500 Hz. Os tratamentos são feitos com o objetivo de induzir uma mudança na anisotropia, em relação às amostras como feitas. A temperatura de recozimento foi estimada como sendo 250°C. Para esta estimativa utilizou-se o procedimento de cálculo descrito em seção 4.1. O tratamento térmico por aquecimento Joule implica na presença de um campo circunferencial. Ao fazermos tratamento com corrente alternada (campo alternado) avaliamos eventuais modificações na dinâmica dos domínios em relação ao tratamento com campo contínuo. Na superfície do fio o campo ao qual as amostras são submetidas é estimado, pela lei de Ampère, em 4 Oe. Este campo seria alto o suficiente para saturar o material na direção longitudinal e possivelmente magnetizar uma camada externa da amostra na direção circunferencial.

As temperaturas de tratamento foram escolhidas de forma a manter a estrutura amorfa do material. O tratamento térmico acima de uma temperatura crítica promove o reordenamento dos átomos e, em geral, a ordem cristalina é privilegiada. Sabendo-se que a resistividade do material na fase amorfa é maior que na fase cristalina, espera-se uma redução na resistência quando ocorrer a transição de fase. Na FIGURA 5-1 observa-se que a resistência aumenta com a corrente e conseqüentemente, com a temperatura, o que é típico para a maioria dos metais. No detalhe, observa-se uma pequena queda no valor da resistência indicando o reordenamento dos átomos, isto é, a cristalização do material, o que ocorre em torno de 550°C, valor próximo ao verificado na temperatura, [33]. Esta observação nos permite considerar que a amostra, após o tratamento térmico, mantém-se na fase amorfa.

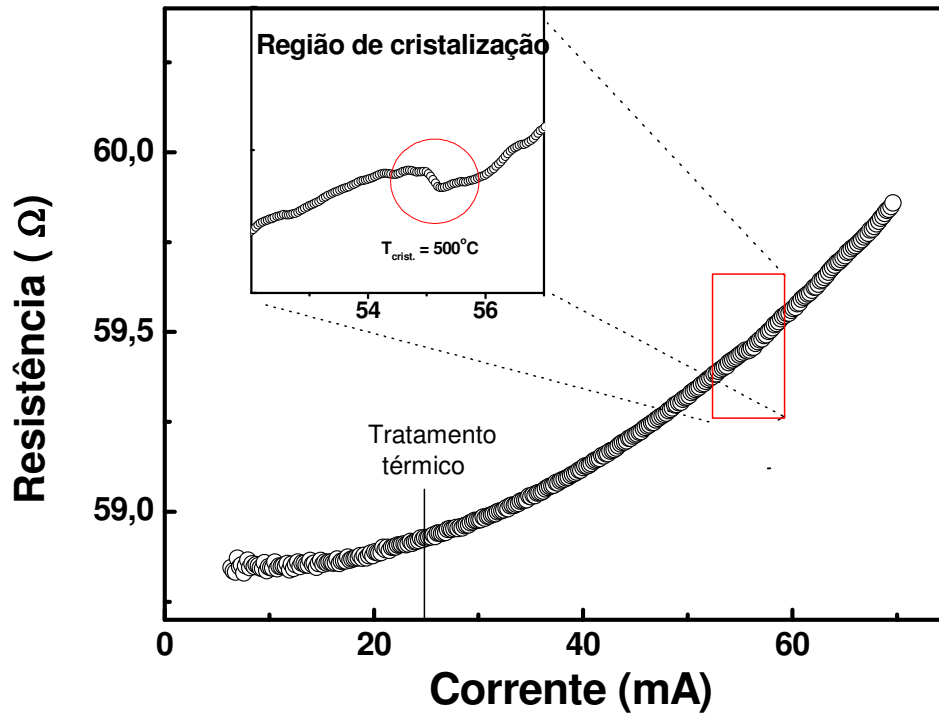


FIGURA 5-1: Curva de resistência *versus* corrente (temperatura) que determina a região de cristalização da amostra. Os tratamentos térmicos realizados estão bem abaixo desta região.

5.2 MAGNETIZAÇÃO E INDUÇÃO

Na Figura 5-2 apresentamos as curvas de magnetização realizadas para a amostra como feita, tratada com corrente de 27.3 mA DC, 27.3 mA rms *ac* com frequência de 100 Hz e 500 Hz, sendo que todos os tratamentos térmicos foram realizados sem tensão aplicada. Observando-se a forma das curvas de magnetização verifica-se que elas indicam a presença de uma anisotropia longitudinal predominante. Para valores de campo entre 0.2 e 3 Oe pode-se afirmar, das curvas de magnetização, que os processos de magnetização são devidos à rotação dos momentos locais (rotação da magnetização) da amostra. Estes processos podem ocorrer pela existência de domínios de fechamento e/ou domínios circunferenciais.

As FIGURAS 5-3, 5-4 e 5-5 apresentam o ramo ascendente das curvas de magnetização das amostras como feita, tratada DC e ac (100 Hz) para diferentes tensões aplicadas. Essas curvas foram obtidas pela integração numérica dos dados de $d\phi/dt$ medidos pelo método

indutivo. O campo coercivo dessas curvas, (H_C), não pode ser comparado diretamente com aquelas da figura 5-2. As primeiras foram obtidas para um campo longitudinal variando a 1 Hz, gerando um H_C maior que aquele medido pelo um método quasi-estático (VSM) caso da figura 5-2.

De modo geral as curvas possuem duas inclinações, a primeira grande e próxima do campo coercivo seguida de outra menor. Enquanto que a primeira pode ser associada ao núcleo com magnetização longitudinal a segunda está associada à casca externa transversal. É possível observar a indução da anisotropia transversal e o aumento de volume da casca externa com o aumento da tensão aplicada. Isso será confirmado com as medidas de magnetoimpedância a seguir.

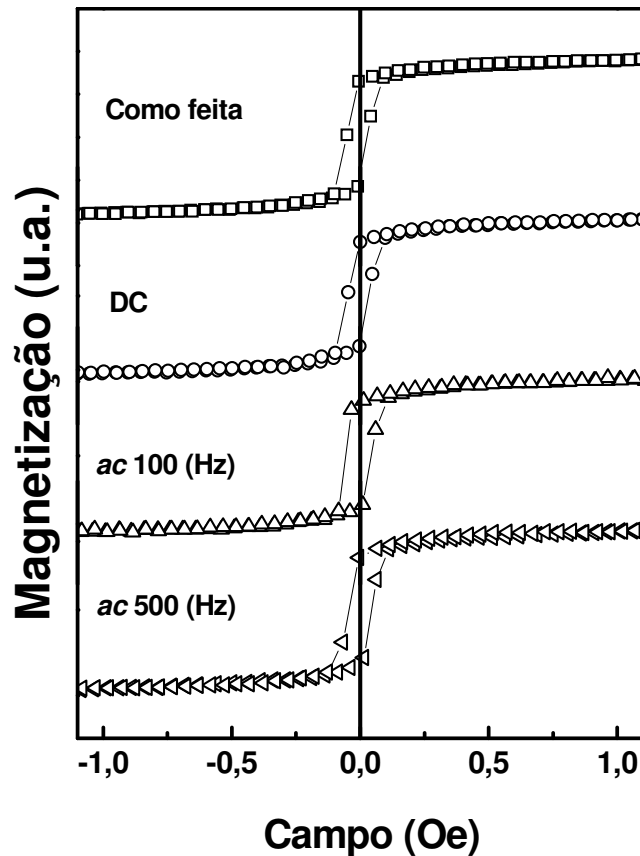


FIGURA 5-2: Laço de histerese da magnetização para a amostra como feita e submetida a diferentes correntes de tratamento: 27.3 mA rms DC, 27.3 mA rms ac (100 Hz), 27.3 mA rms ac (500 Hz). Curvas obtidas em um magnetômetro de amostra vibrante (VSM).

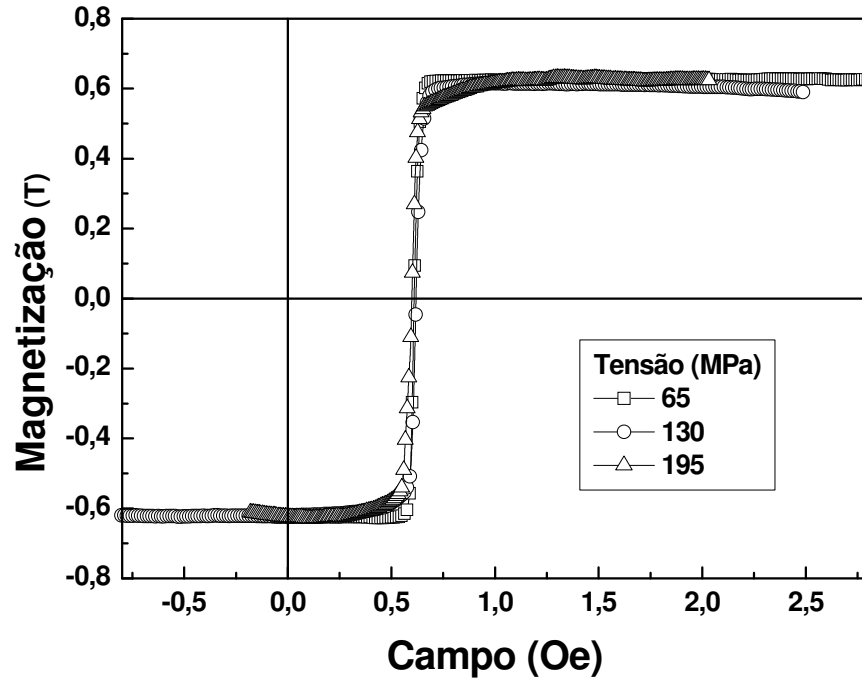


FIGURA 5-3: Medidas de magnetização dinâmica. É apresentada a evolução com a tensão para a amostra como feita, método indutivo e frequência de medida de 1 Hz.

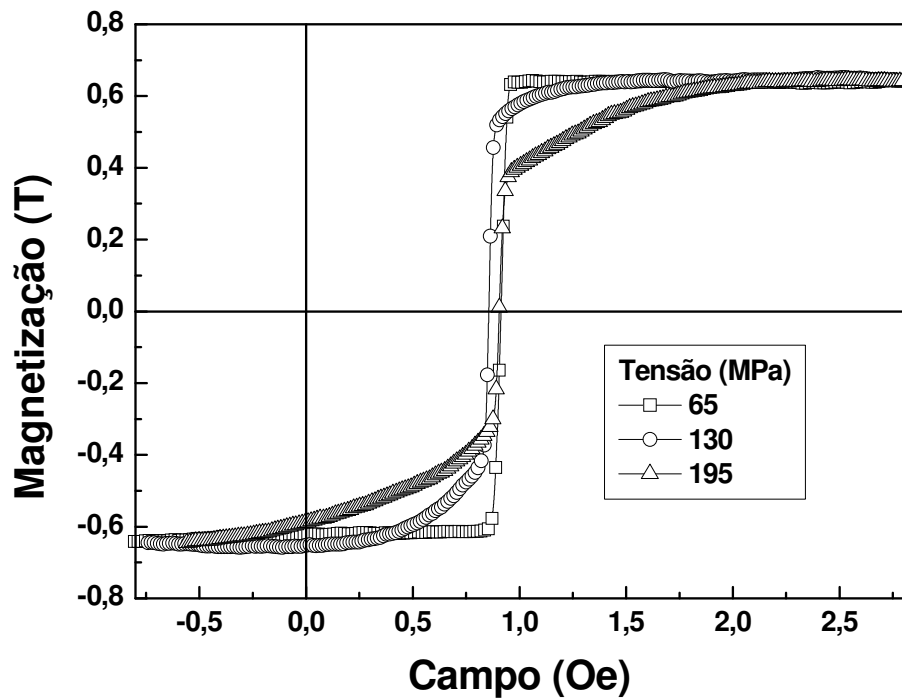


FIGURA 5-4: Medidas de magnetização dinâmica. É apresentada a evolução com a tensão para a amostra tratada com corrente DC, método indutivo e frequência de medida de 1 Hz. Observa-se a indução de anisotropia devido a aplicação da tensão mecânica.

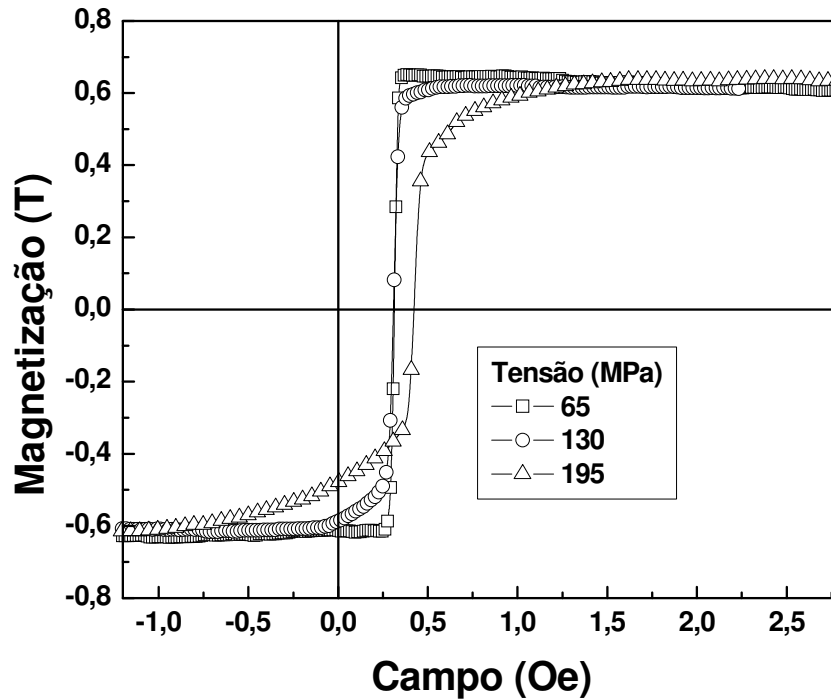


FIGURA 5-5: Medidas de magnetização dinâmica. É apresentada a evolução com a tensão para a amostra tratada com corrente *ac* (100 Hz), método indutivo e frequência de medida de 1 Hz. Observa-se a indução de anisotropia devido a aplicação da tensão mecânica.

5.3 MEDIDAS DE IMPEDÂNCIA

O espectro de impedância, $Z(f, H)$, foi medido no analisador de impedância HP4396B descrito anteriormente no intervalo de frequência de $100\text{kHz} \leq f \leq 1.8\text{GHz}$. Uma potência constante de 0 dBm (1 mW) foi aplicada a cada amostra, enquanto uma bobina fornecia um campo magnético paralelo ao comprimento do fio, na faixa de $-400 \leq H \leq +400$ Oe. A corrente de sonda é estimada em 10 μA para as frequências mais baixas e em 1 μA a 1 GHz. Apesar da variação da corrente a relação linear entre B_ϕ e H_ϕ da equação (2-1) continua válida.

As amostras usadas para as medidas têm 16 mm de comprimento e foram submetidas a tensões mecânicas que variam num intervalo de $0 \leq \sigma \leq 200$ MPa. A frequência de ressonância foi obtida para cada campo aplicado a partir do espectro de impedância ($Z(f)$).

Os fenômenos MI e FMR são governados pela permeabilidade da amostra, o que permite a determinação da frequência de ressonância através do espectro de impedância, [35]. Na frequência de ressonância, os componentes reais e imaginários da permeabilidade são nulos e máximos, respectivamente, [36]. Como os componentes reais e imaginários da permeabilidade estão relacionados aos componentes imaginários e reais da impedância, respectivamente, a frequência de ressonância é determinada por um máximo em R acompanhado por um cruzamento em zero de X . Um exemplo da determinação de f_r está na FIGURA 5-6 que apresenta espectros de impedância, mostrado para dois valores de campo. A relação de dispersão, $(f_r(H))$, pode ser construída a partir deste conjunto de curvas. Da relação de dispersão com ajustes apropriados pode-se obter informações da anisotropia presente no fio, em termos do campo de anisotropia e sua direção com relação ao eixo do fio.

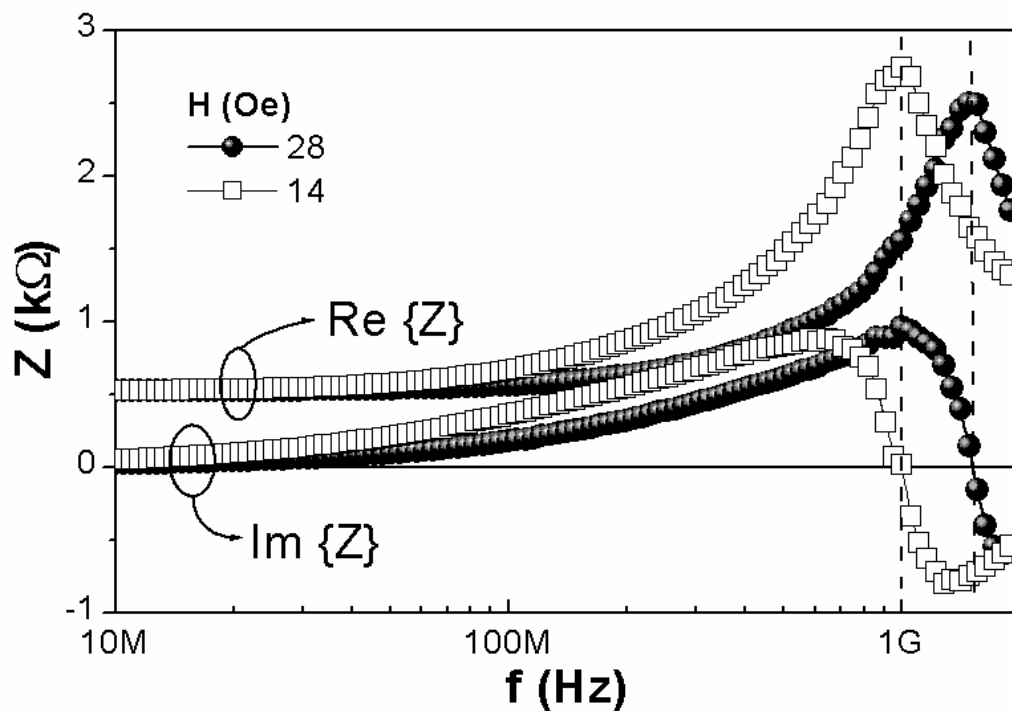


FIGURA 5-6: Espectro de impedância medido para os valores de campo indicado. As linhas tracejadas indicam a frequência de ressonância para cada campo.

Na FIGURA 5-7 apresentamos curvas de magnetoimpedância para a amostra como feita e para os diferentes tratamentos térmicos. São mostradas as curvas para tensão zero, 36 MPa e 90 MPa, sendo que todas foram obtidas para frequência de 11.5 MHz, frequência sufi-

cientemente baixa para desprezar o efeito skin. Pode-se observar a variação da impedância com o campo aplicado.

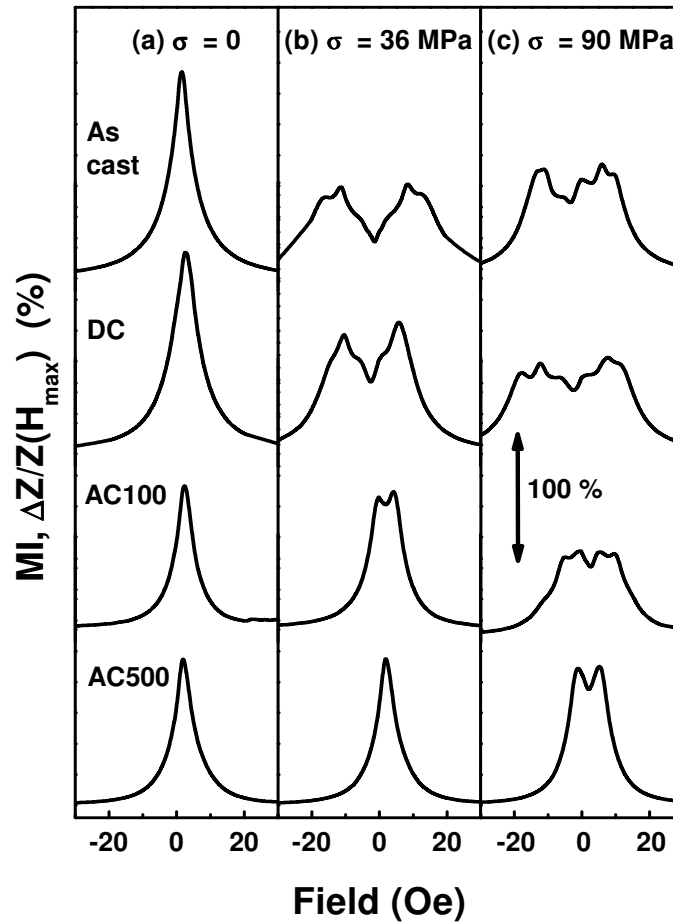


FIGURA 5-7: Curvas de magnetoimpedância das amostras estudadas medidas a frequência de 11.5 MHz. Apresentamos a evolução da MI com a aplicação de tensão para os diferentes tratamentos térmicos.

Quando não se aplica tensão, FIGURA 5-7 (a), as amostras apresentam um comportamento muito similar, com estrutura de pico único, típico de um material com anisotropia longitudinal. Materiais com anisotropia longitudinal apresentam as curvas de MI com estrutura de pico único em frequências abaixo da frequência de ressonância ferromagnética, como é o caso da FIGURA 5-7(a) e conforme discutido na seção 2.3. Outra observação a ser feita é que a amplitude relativa da MI diminui com o tratamento térmico, o que ocorre devido a diminuição da permeabilidade circunferencial.

Quando a tensão é aplicada, FIGURA 5-7 (b) e FIGURA 5-7 (c), o comportamento da MI muda drasticamente. A tensão mecânica induz o aparecimento de uma anisotropia transversal, o que se observa tanto na amostra como feita como nas amostras submetidas a trata-

mento. Esta indução de uma anisotropia transversal é observada pela evolução da estrutura de pico único para uma estrutura de pico duplo nas curvas de MI quando da aplicação de tensão mecânica.

As curvas mostradas na FIGURA 5-7 foram feitas para um valor de frequência que é alto o suficiente para podermos desprezar o movimento das paredes de domínios, logo os picos em MI estão associados ao campo de anisotropia, conforme discutido em 2.3. Para a mesma tensão aplicada, observa-se que H_K diminui com o tratamento térmico comparando com a amostra como feita. Para um mesmo tratamento o campo de anisotropia aumenta com o aumento da tensão axial, o que é esperado para um valor de magnetostricção negativo. Este resultado também pode ser verificado nas medidas de FMR.

Com a indução da anisotropia transversal deve-se esperar o surgimento de domínios circunferenciais. A presença destes domínios também pode ser inferida da evolução da curva de MI com a frequência, ou seja, pico único para frequências baixas, quando $\mu_{DW} \gg \mu_{rot}$, e pico duplo para frequências acima da frequência de relaxação das paredes dos domínios circunferenciais. Isto está exemplificado na FIGURA 5-8 onde é apresentada a amostra sem tensão, ou seja, com anisotropia longitudinal e na FIGURA 5-9 onde observa-se a indução de anisotropia circunferencial pela aplicação da tensão.

Isso pode ser confirmado a partir de uma curva das componentes estáticas da permeabilidade, ou seja, se extrairmos da curva de permeabilidade as componentes de parede de domínio (μ_{DW}) e de rotação (μ_{rot}) para cada campo aplicado e fizermos uma curva dessas componentes em função do campo, conforme a FIGURA 5-10, podemos verificar que μ_{DW} apresenta um máximo para $H \sim 0$ e μ_{rot} máximos no campo de anisotropia.

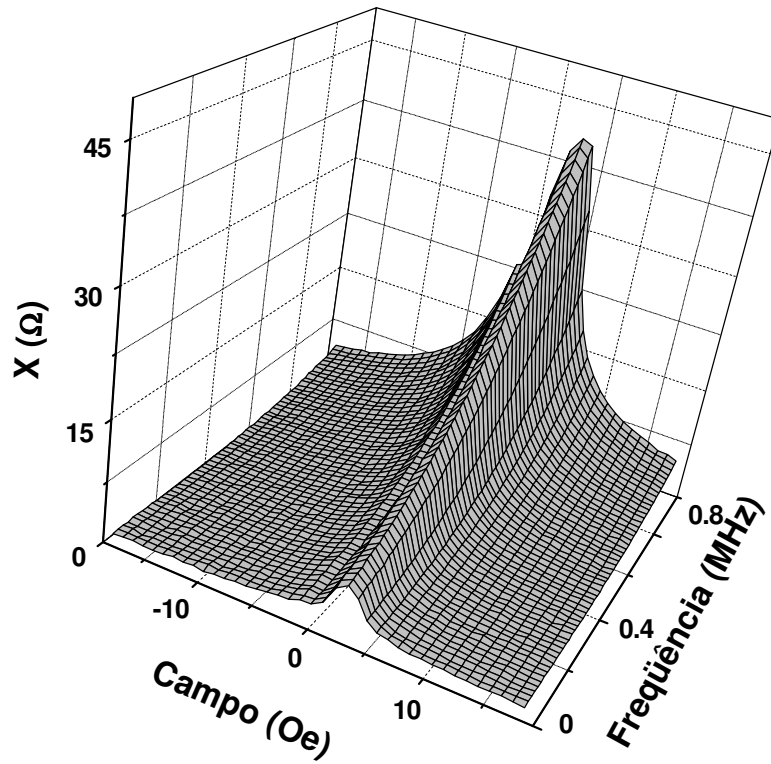


FIGURA 5-8: Dependência de $\text{Im}\{Z\}$ com o campo e com a frequência para a amostra tratada com corrente de 27.3mA *ac* (100Hz) sem aplicação de tensão mecânica.

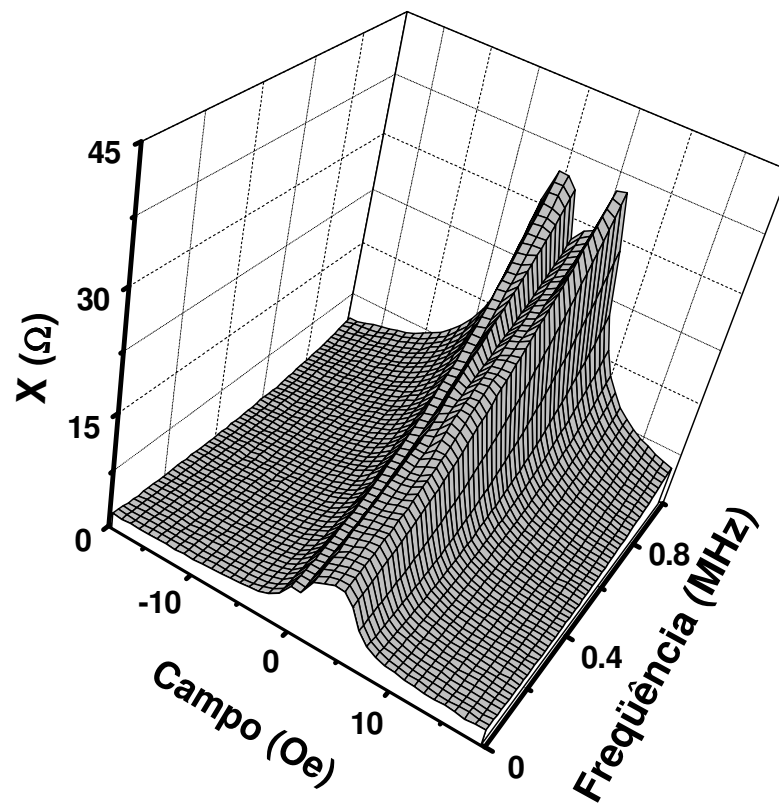


FIGURA 5-9: Dependência de $\text{Im}\{Z\}$ com o campo e com a frequência para a amostra tratada com corrente de 27.3mA *ac* (100Hz) e tensionada com $\sigma = 36\text{MPa}$.

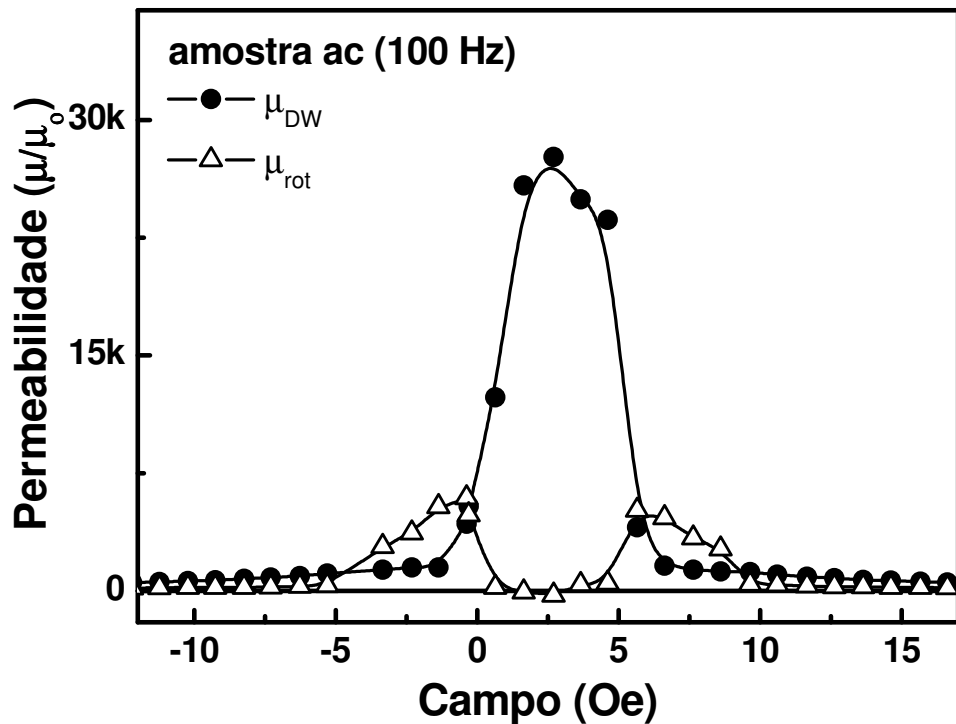


FIGURA 5-10: Evolução com o campo das componentes estáticas da permeabilidade. Amostra tratada com corrente *ac* (100 Hz) e $\sigma = 36$ MPa.

5.4 RELAÇÃO DE DISPERSÃO DE FMR

A FIGURA 5-11 apresenta a relação de dispersão de FMR para as amostras estudadas, sem aplicação de tensão mecânica. Nesta figura observa-se um mínimo na frequência de ressonância próximo ao campo nulo. As curvas confirmam que a anisotropia destas amostras é longitudinal. Essa avaliação é feita comparando a FIGURA 5-11 com a FIGURA 2-5, onde são apresentados espectros típicos para diferentes orientações de anisotropia. Observa-se também um deslocamento deste mínimo em relação ao campo nulo aplicado. Com base na literatura, [37], sabe-se que a frequência de ressonância, f_r , mínima para um material com anisotropia longitudinal ocorre quando o volume influenciado pelo campo *ac* está no estado desmagnetizado. Esta situação, f_r mínima, no caso das nossas medidas, é alcançada quando o volume limitado pelo efeito “skin” está desmagnetizado, ou seja, no campo coercivo. O campo coercivo da camada efetivamente percorrida pela corrente de sonda é mais elevado do que aquele da parte interna do fio, comparando com a curva de magnetização na FIGURA 5-3. Isto ocorre porque a magnetização da camada externa é presa pela rugosidade entre o metal e o reves-

timento de vidro. Isso explica o deslocamento do zero nas medidas apresentadas na FIGURA 5-11.

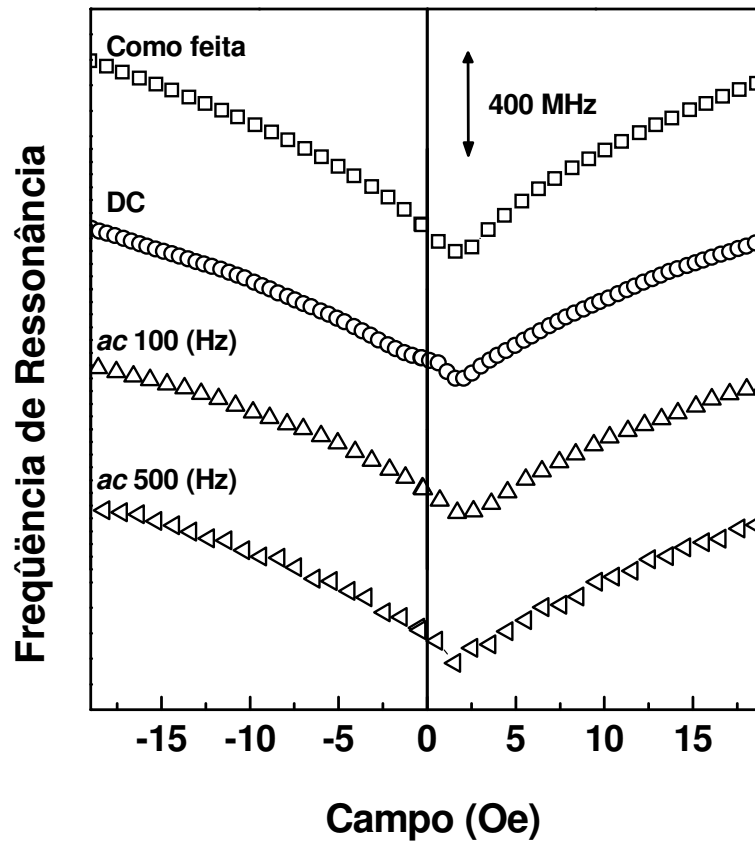


FIGURA 5-11: Relação de dispersão de FMR para as amostras estudadas, sem aplicação de tensão mecânica.

As relações de dispersão de FMR, apresentadas nos gráficos que constituem a FIGURA 5-12, mostram a evolução da FMR com a aplicação de tensão mecânica para a amostra como feita e tratadas termicamente.

O efeito da tensão aplicada é mudar o eixo de anisotropia de longitudinal pra transversal na camada externa, conforme já discutido a partir das curvas de MI. A linha tracejada segue aproximadamente a evolução do campo de anisotropia transversal, que aumenta com a aplicação da tensão. Este aumento no campo de anisotropia transversal é esperado para uma amostra com magnetostricção negativa, como é o caso. Comportamento semelhante é observado em todas as amostras. Para a amostra tratada com corrente DC, no entanto, observam-se dois campos de anisotropia distintos, para $\sigma > 70$ MPa, cuja evolução é indicada por duas linhas tracejadas. Isso indica, como será discutido a seguir, que a camada testada pela corrente

de sonda deve ser dividida em duas, ambas com anisotropia transversal mas com valores diferentes.

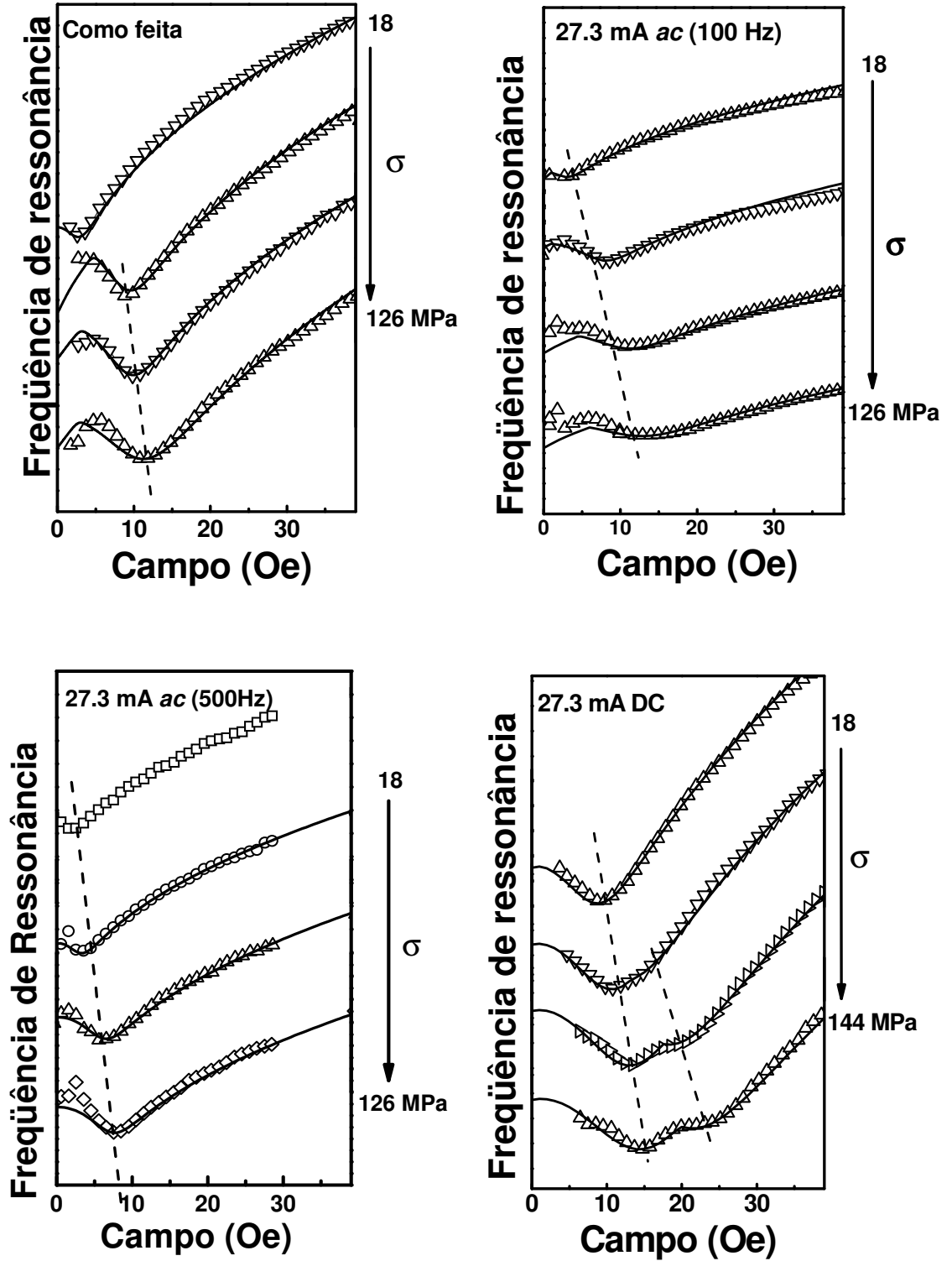


FIGURA 5-12: Relação de dispersão de FMR. Evolução da FMR frente a aplicação de tensão mecânica para a amostra como feita e para os diferentes tratamentos realizados. As linhas tracejadas indicam a evolução do campo de anisotropia com a aplicação de tensão mecânica.

Os resultados apresentados até agora podem ser analisados levando em conta as seguintes considerações: (a) é a profundidade de penetração, δ_m , que define o volume da amostra que será efetivamente percorrido pela corrente de sonda ac , e (b) a distribuição da tensão no microfio.

Em uma primeira aproximação, δ_m pode ser estimado usando-se o valor da resistência ac medida e sua variação com a frequência da corrente de sonda. Mais especificamente, considera-se que a corrente flui através de uma seção transversal efetiva, que é limitada pela profundidade de penetração e que por sua vez diminui quando a frequência e/ou a permeabilidade transversal aumentam. Para frequências altas (quando a FMR está presente) e elevados valores de permeabilidade, δ_m pode ser aproximado pela expressão (5-1) conforme referência [38]:

$$\delta_m = r \left(1 - \sqrt{1 - \frac{R_{DC}}{R_{ac}}} \right) \quad (5-1)$$

onde R_{DC} é o valor da resistência medida com corrente contínua e R_{ac} é o valor da componente real da impedância da amostra no campo magnético H e corrente de sonda com frequência f .

Como pode ser visto na FIGURA 5-13, δ_m aumenta com a tensão aplicada para todas as amostras. Observa-se também que δ_m é maior para o caso da amostra recozida com corrente de 27.3 mA DC, comparada com as demais. O aumento de δ_m e também a diminuição observada na relação da MI com a tensão aplicada são originados por uma diminuição da permeabilidade transversal.

O recozimento e a tensão aplicada modificam a distribuição de tensões internas do microfio, o que resulta em modificações na anisotropia magnética. Para um microfio amorfo recoberto por vidro, a energia magnetoelástica determina a estrutura de domínios e tem papel importante no comportamento magnético. Em [39] é proposto um modelo para determinar a distribuição da tensão no microfio. O modelo leva em consideração o fato que a tensão surge durante a solidificação do fio, em consequência da diferença entre os coeficientes de expansão térmica do núcleo metálico e do vidro. Considera também a tensão mecânica aplicada no processo de extração da amostra. Neste caso, duas regiões podem ser identificadas: (i) um volume interno, onde a componente axial da tensão é mais intensa e positiva, e (ii) um volume externo, no qual a componente circunferencial da tensão é mais intensa e negativa, como pode ser visto na FIGURA 3-7.

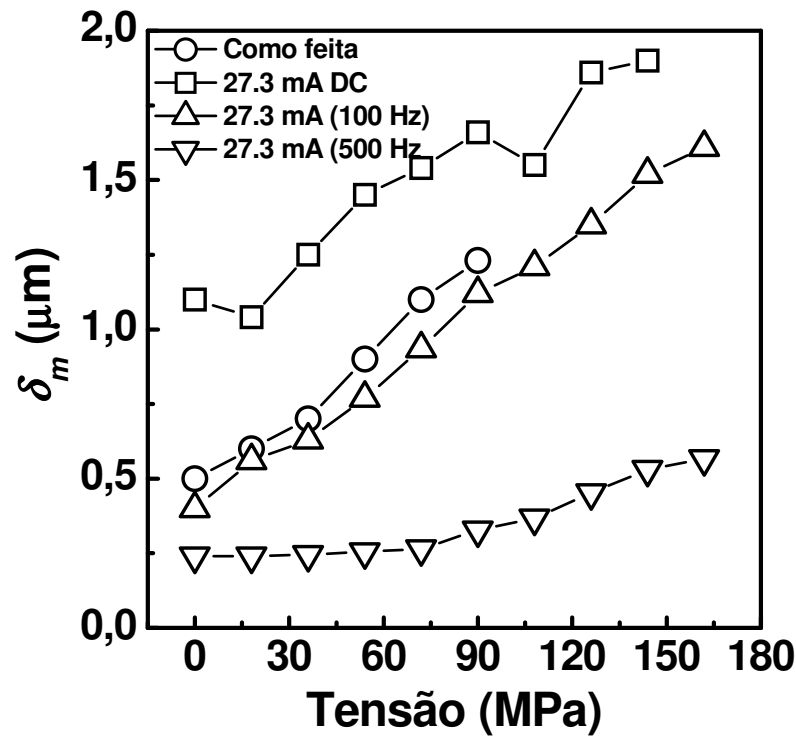


FIGURA 5-13: Valor do efeito skin para amostra como feita e amostra tratada. Evolução da profundidade de penetração com a tensão aplicada. Estes são os valores obtidos com campo nulo e na frequência de ressonância.

Esta configuração de tensão, associada ao sinal negativo da magnetostricção, causaria uma estrutura de domínios do tipo núcleo-casca, apresentando o núcleo interno uma anisotropia radial e a casca externa uma magnetização circunferencial. Baseados nos cálculos da distribuição de tensão interna aplicados a uma amostra com características similares às amostras com que trabalhamos, Chiriac e colaboradores encontraram que a espessura da casca externa possui em torno de $0.7 \mu\text{m}$, o que significa que 90% do volume da amostra estaria ocupado pelo núcleo interno.

Porém, considerando as medidas de magnetização, de MI e de FMR apresentadas em nosso trabalho, pode-se concluir que, na ausência de tensão aplicada, tanto as amostras como feitas quanto as amostras recozidas não apresentam a estrutura de domínios descrita acima. A estrutura de domínios que pode ser inferida destas curvas, entretanto, corresponde a um microfio com um núcleo interno magnetizado longitudinalmente, com pouca ou nenhuma contribuição da casca externa aos processos de magnetização.

O efeito skin nas amostras estudadas, sem tensão aplicada, fica em torno de $0.5 \leq \delta_m \leq 1 \mu\text{m}$. A presença de um núcleo magnetizado longitudinalmente pode ser explicada em termos da alta energia desmagnetizante, que surgiria de uma estrutura de domínios orien-

tados radialmente, e/ou devido a uma distribuição de tensões diferente da descrita na referência [39]. Isto explica porque a casca externa não é claramente observada nas curvas de magnetização. O caráter circunferencial da casca externa deveria ser observado nas medidas de MI e FMR quando a espessura da casca e δ_m forem da mesma magnitude. Outra evidência para a não existência da estrutura de casca externa nas amostras não tensionadas está no fato que a interface entre o núcleo interno e a casca externa requer uma região de transição para os momentos magnéticos, como uma parede de domínio. Esta região tem espessura, (δ_w) da ordem de:

$$\delta_w \approx \sqrt{A/K} \quad (5-2)$$

onde $A(= 5 \times 10^{-12} \text{ J / m [40]})$ é a constante de troca e $K(= 130 \text{ J / m}^3)$ é a densidade de energia anisotrópica efetiva. A expressão acima daria um valor de $\delta_w \sim 0.3 \mu\text{m}$, valor próximo ao previsto para a espessura da casca externa ($0.7 \mu\text{m}$ calculado na referência [41]). Conseqüentemente, a parede de domínios ocupa praticamente toda a casca externa, logo os domínios circunferenciais não estão presentes nas amostras não tensionadas.

Quando aplicamos tensão aos microfios, a distribuição de tensões internas é modificada, alterando assim as espessuras do núcleo e da casca. Em uma primeira aproximação, baseada na conservação do volume da amostra, a aplicação da tensão externa, por um lado, aumenta a componente axial da tensão, o que é compensado por um aumento também nas componentes radial e circunferencial, sendo essas duas, no entanto, negativas. Considerando o sinal negativo da magnetostricção, o aumento destas componentes de tensão aumenta a anisotropia circunferencial da casca externa e portanto seu volume, podendo suas características serem verificadas nas curvas de MI e na relação de dispersão de FMR. O aumento na energia de anisotropia transversal promove também uma redução na espessura da parede de domínios estabelecida entre o núcleo e a casca, δ_w , conforme a equação (5-2).

5.5 AJUSTE DA RELAÇÃO DE DISPERSÃO DE FMR

A determinação da orientação e magnitude da anisotropia foi feita através de um ajuste nas curvas da relação de dispersão de FMR. Usamos modelos bem estabelecidos e que são descritos mais detalhadamente nas referências [35], [42] e [43]. Basicamente, o ajuste considera o sistema magnético como sendo composto de duas camadas magnéticas não intergen-

tes. A energia de cada uma das duas camadas é estimada com sendo composta por um termo de Zeeman, uma componente desmagnetizante e outra que leva em consideração a anisotropia uniaxial:

$$E_i = -\mathbf{H} \cdot \mathbf{M}_{si} + 2\pi(\mathbf{M}_{si} \cdot \mathbf{n})^2 - K_{ui} \left(\frac{\mathbf{M}_{si} \cdot \mathbf{u}_i}{M_{si}} \right)^2 \quad (5-3)$$

Na equação (5-3) o primeiro termo é o termo de Zeeman, o segundo é a energia desmagnetizante, sendo \mathbf{n} um vetor unitário radial ao fio, e o terceiro termo representa a anisotropia uniaxial. \mathbf{u}_i é um vetor unitário na direção da anisotropia da camada i . \mathbf{H} é o campo externo DC e \mathbf{M}_{si} a magnetização de saturação da camada a que se refere a expressão. Foram consideradas duas camadas para dar conta de que a profundidade de penetração é grande o suficiente para que tanto a casca como o núcleo contribuam para a FMR, conforme se observa na FIGURA 5-12.

A energia é minimizada numericamente a fim de encontrar a posição de equilíbrio da magnetização e a frequência de ressonância é determinada com base no trabalho de Smit e Beljers [24], onde está demonstrada a relação entre a f_r e as derivadas segundas da energia livre com relação aos ângulos de equilíbrio da magnetização.

Cinco parâmetros foram usados para ajustar a curva experimental: H_{K1} e H_{K2} , que são os valores dos campos de anisotropia de cada uma das camadas magnéticas, θ_{K1} e θ_{K2} , que são os ângulos entre o i -ésimo eixo fácil e o eixo do fio, e o valor da magnetização espontânea, \mathbf{M}_s , que é o mesmo para ambas as camadas. As curvas ajustadas estão representadas pelas linhas sólidas sobre os dados experimentais na FIGURA 5-12 onde se pode observar a boa concordância entre os dados experimentais e o modelo. Os parâmetros obtidos dos ajustes são mostrados na FIGURA 5-14, FIGURA 5-15 e FIGURA 5-16. Quando a amostra como feita é tensionada, H_K aumenta e, conseqüentemente, δ_w diminui, como indicado pela expressão (5-2). Por outro lado, a FIGURA 5-13 mostra que δ_m também aumenta com a tensão. Neste caso, tanto o núcleo interno, com anisotropia longitudinal, quanto a casca externa são percorridos pela corrente de sonda ac , assim, o núcleo também dá sua contribuição à relação da dispersão de FMR. Esta contribuição é responsável pelo aumento inicial das frequências de ressonância, (de 0 a ~5 Oe).

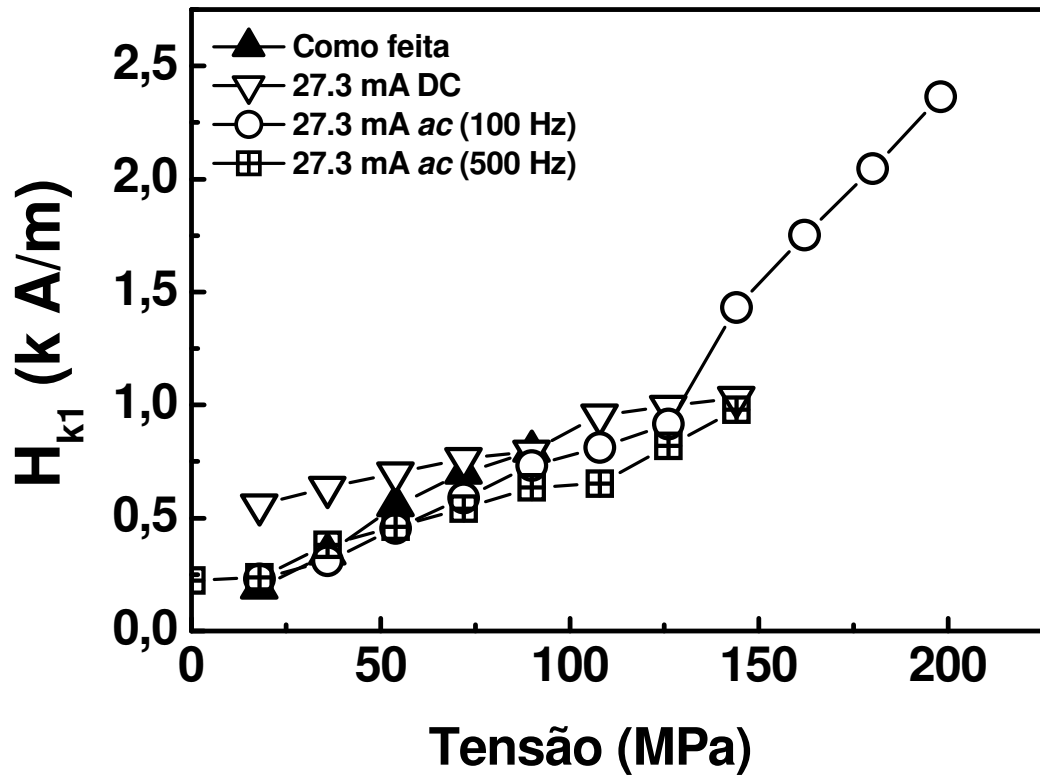


FIGURA 5-14: Campo de anisotropia da primeira camada magnética, H_{K1} , que se refere a região do núcleo interno, em função da tensão aplicada. Valores obtidos dos ajustes da relação de dispersão de FMR.

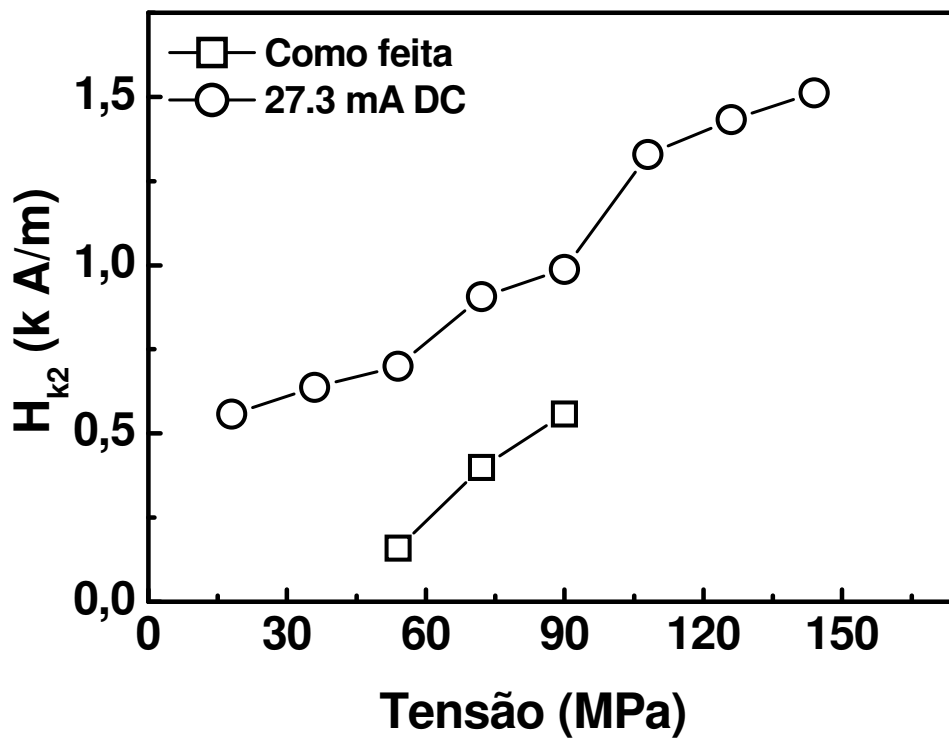


FIGURA 5-15: Campo de anisotropia da segunda camada magnética, H_{K2} , que se refere a região da casca externa. Valores obtidos dos ajustes da relação de dispersão de FMR.

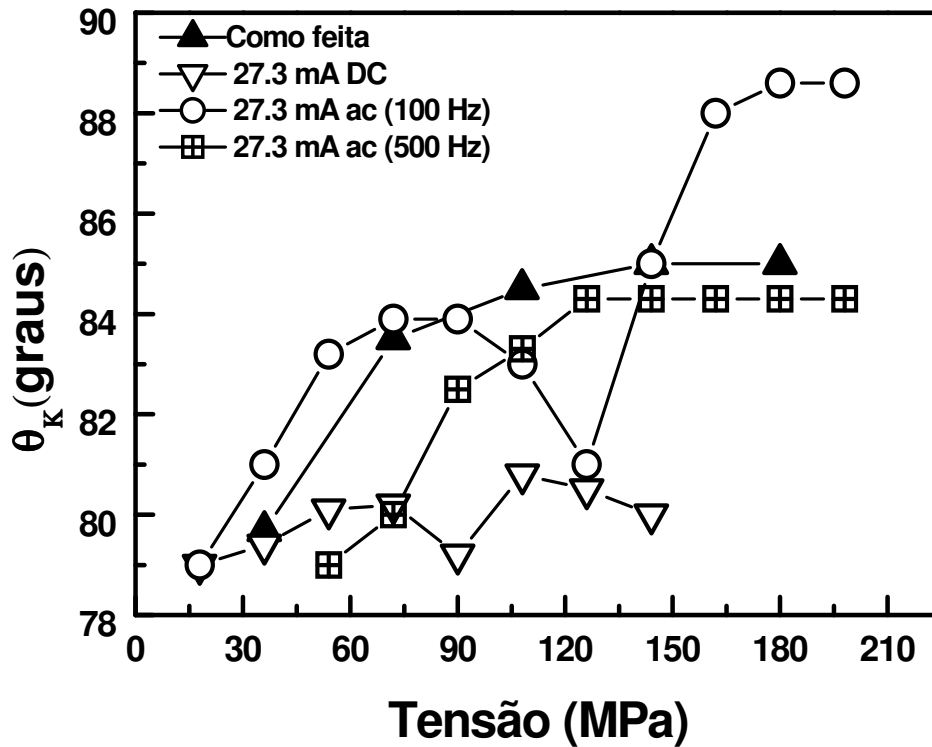


FIGURA 5-16: Ângulo de anisotropia da camada magnética atribuída à região da casca externa. Com o aumento da tensão aplicada ocorre um melhor alinhamento dos domínios presentes na casca externa na direção circunferencial.

É interessante observar que com o aumento da tensão os parâmetros H_K e θ_K também aumentam, o que é uma evidência de que induz-se uma anisotropia transversal com a aplicação de tensão. Observa-se também que o valor do campo de anisotropia encontrado para a amostra como feita ($H_K = 2.4$ Oe) quando se aplica um valor de tensão baixo, 18 MPa, é muito próximo daquele calculado na referência [41] que é $H_K = 2.2$ Oe.

Os resultados obtidos para as amostras submetidas a tratamentos térmicos são ainda mais interessantes. Para ambos os tratamentos observou-se uma dependência linear entre H_K e a tensão. Observa-se um melhor alinhamento da casca externa no sentido circunferencial do fio quando se aumenta a tensão. Dois campos de anisotropia transversal podem ser claramente observados. As correspondentes relações de dispersão de FMR foram ajustadas considerando-se que a casca externa está dividida em duas camadas magnéticas concêntricas, com valores distintos de H_K e θ_K . As diferenças no valor de θ_K para as duas regiões da casca externa é também responsável pela estrutura dos picos mostrada nas curvas de MI para as amostras tratadas e submetidas a aplicação de tensão mecânica. A estrutura apresentada pode ser considerada como uma superposição de dois picos: o primeiro exibindo amplitude menor e largura maior quando comparado ao segundo, que é mais agudo e tem amplitude mais elevada. Cada

pico pode ser associado a uma das camadas da casca. Valores de θ_K mais próximos a 90 graus correspondem a picos mais agudos, [18].

Considerando a relação linear entre o campo de anisotropia e a tensão, observada na FIGURA 5-14, e supondo que a única contribuição para a anisotropia vem da energia magnetoelástica, pode-se calcular a magnetostricção. Para a amostra como feita o valor obtido para a magnetostricção, através da expressão:

$$\lambda = \frac{1}{3} \frac{H_K M_s}{\sigma} \quad (5-4)$$

é: $\lambda = 10 \times 10^{-7}$. Os valores da magnetostricção encontrados para as amostras tratadas com corrente Dc e ac (100 Hz) ac (500 Hz) são $\lambda = -7 \times 10^{-7}$ e $\lambda = -12 \times 10^{-7}$, $\lambda = -8 \times 10^{-7}$ respectivamente.

6 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Neste trabalho apresentamos um estudo da estrutura magnética de microfios amorfos revestidos por vidro, com magnetostricção ligeiramente negativa. O estudo foi realizado com base em medidas de MI e FMR. As amostras foram submetidas a tratamento térmico por efeito Joule com corrente DC e *ac* e as medidas de magnetoimpedância realizadas com as amostras submetidas a tensões externas de até 180 MPa.

Das curvas de MI pode-se concluir que, para todos os tratamentos, sem aplicação de tensão mecânica, as amostras apresentam o comportamento típico de um material com anisotropia longitudinal, uma vez que as curvas apresentam pico único em frequências de medida abaixo da frequência de ressonância. Ainda nas curvas de MI observa-se que, com a aplicação de tensão externa, a estrutura das curvas evolui de pico único para pico duplo. Isso significa que a tensão mecânica induz o aparecimento de uma anisotropia transversal. Para um mesmo tratamento térmico, o campo de anisotropia longitudinal diminui com o aumento da tensão axial, o que é esperado para um valor de magnetostricção negativo. Com a indução de uma anisotropia transversal deve-se esperar o surgimento de domínios circunferenciais.

A relação de dispersão de FMR, experimental e teórica, para as amostras sem aplicação de tensão, confirma que a anisotropia, nesta situação, é longitudinal. Isto é verificado pelo fato da frequência de ressonância ter apenas um mínimo em campo próximo a zero. A aplicação de tensão faz mudar o eixo de anisotropia longitudinal para transversal, na porção mais externa da amostra. O campo de anisotropia transversal aumenta com a aplicação da tensão, o que é esperado para um material com magnetostricção negativa. Para a amostra tratada com corrente DC observam-se dois campos de anisotropia distintos para $\sigma > 70$ MPa, o que indica que a casca externa está dividida em duas, ambas com anisotropia transversal mas com valores diferentes de campo e direção do eixo de anisotropia.

Avaliando-se a profundidade de penetração da corrente observa-se, para todas as amostras, que esta aumenta com a tensão. Este aumento é originado por uma diminuição na permeabilidade transversal, além disso a profundidade de penetração é maior para a amostra tratada com corrente DC, comparando com as demais.

Diferentemente do previsto pela literatura, que sugere uma estrutura do tipo bambu, com núcleo interno longitudinal e casca externa circunferencial para esse tipo de amostras inde-

pendente de tensões externas, a estrutura núcleo-casca somente foi observada para as amostras tensionadas.

Este trabalho pode ter continuidade em temas associados à dinâmica da magnetização. Como foi visto é possível estudar a evolução da dinâmica do movimento das paredes de domínios com a tensão e com o campo aplicado. As contribuições da rotação dos momentos magnéticos à permeabilidade e os processos de relaxação também podem ser estudadas. Esses fatores são extremamente importantes numa eventual aplicação de materiais magnéticos em dispositivos que necessitem trabalhar em altas frequências, como núcleos de transformadores para microondas.

REFERÊNCIAS

-
- [1] HARRISON, E. P.; TURNEY, G. L.; ROWE, H. **Nature**, v. 135, p. 961, 1935.
- [2] HARRISON, E. P.; TURNEY, G. L.; ROWE, H.; GOLLOP, H. **Proc. Royal Society**, v. 157, p. 451, 1937.
- [3] MACHADO, F. L. A.; SILVA, B. L.; REZENDE, S. M.; MARTINS, C. S. Giant ac magneto-resistance in the soft ferromagnet $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$. **J. Appl. Phys**, v. 75 p. 6563, 1994.
- [4] BEACH, R. S.; BERKOWITZ, E. Giant magnetic field dependent impedance of amorphous FeCoSiB wire. **Appl. Phys. Lett**, v. 64, p. 3652, 1994.
- [5] PANINA, L. V.; MOHRI, K. Magneto-impedance effect in amorphous wires. **Appl. Phys. Lett.**, v. 65, p. 1189, 1994.
- [6] LANDAU, L. D.; LIFSHITZ, E. M. **Electrodynamics of Continuous Media**, Oxford: Pergamon, 1975.
- [7] ATKINSON, D.; SQUIRE P. T. Experimental and phenomenological investigation of the effect of stress on magnetoimpedance in amorphous alloys. **IEEE Trans. Magn.** v. 33 , p. 3364, 1997.
- [8] MACHADO, F. L. A.; REZENDE, S. M.; MARTINS, C. S. A theoretical model for the giant magnetoimpedance in ribbons of amorphous soft-ferromagnetic alloys. **J. Appl. Phys.** v. 79 , p. 6558, 1996.
- [9] CHEN, D.-X.; MUÑOZ, J. L.; HERNANDO, A.; VÁZQUEZ, M. Magnetoimpedance of metallic ferromagnetic wires. **Phys. Rev B.** v. 57 , p. 10699, 1998.
- [10] SOMMER, R. L.; CHIEN, C. L. Role of magnetic anisotropy in the magnetoimpedance effect in amorphous alloys. **Appl. Phys. Lett.** v. 67, p. 857, 1995.
- [11] KNOBEL, M.; VÁZQUEZ, M.; SÁNCHEZ, M. L.; HERNANDO, A. Effect of tensile stress on the field response of impedance in low magnetostriction amorphous wires. **J. Magn. Mater.** v. 169, p. 89, 1997.
- [12] VELÁZQUEZ, J.; VÁZQUEZ, M.; CHEN, D.-X.; HERNANDO, A. Giant magnetoimpedance in nonmagnetostrictive amorphous wires. **Phys. Rev B.** v. 50, p.16737, 1994.
- [13] MELO, L. G. C.; SANTOS, A . D. Domain wall oscillations in GMI configurations. **Mater. Sci. Forum.** v. 302-3, p. 219, 1999.
- [14] MOHRI, K.; KAWASHIMA, K.; KOHZAWA, T.; YOSHIDA, H. Magneto-inductive element. **IEEE Trans. Magn.** v. 29, p. 1245, 1993.

-
- [15] PANINA, L. V.; MOHRI, K.; BUSHIDA, K.; NODA, M. Giant magneto-impedance and magneto-inductive effects in amorphous alloys (invited). **J. Appl. Phys.** v. 76, p. 6198, 1994.
- [16] DIONNE, G. F. Magnetic relaxation and anisotropy effects on high-frequency permeability. **IEEE Trans. Magn.** v. 39, p. 3121, 2003.
- [17] KRAUS, L. GMI modeling and material optimization. **Sensors Act. A**, v. 106, p. 187, 2003.
- [18] PANINA, L.V.; MOHRI, K.; UCHIYAMA, T.; NODA, M.; BUSHIDA, K. Giant magnetoimpedance in Co-rich amorphous wires and films. **IEEE Trans. Magn.** v. 31, p. 1249, 1995.
- [19] SQUIRE, P. T. Phenomenological model for magnetization, magnetostriction and delta-e effect in field-annealed amorphous ribbons. **J. Magn. Magn. Mater.**, v. 87, p. 299, 1990.
- [20] YELON, A.; MÉNARD, D.; BRITEL, M.; CIUREANU, P. Calculations of giant magnetoimpedance and of ferromagnetic resonance response are rigorously equivalent. **Appl. Phys. Lett.** v. 69, p. 3084, 1996
- [21] YOON, S. S.; LEE, B. S.; RHEEM, Y. W.; AHN, S. J.; KIM, C. G.; KIM, C. O. Separation of circumferential magnetic components from MI spectra in laser-annealed Co-based amorphous microwires. **IEEE Trans. Magn.** v. 39, p. 3292, 2003.
- [22] MELO, L. G. C.; CIUREANU, P.; YELON, A. Permeability deduced from impedance measurements at microwave frequencies. **J. Magn. Magn. Mater.**, v. 249, p. 337, 2002.
- [23] CHAPPERT, C.; DANG, K.; BEAUVILLAIN, P.; HURDEQUINT, H.; RENARD, D. Ferromagnetic resonance studies of very thin cobalt films on a gold substrate. **Phys. Rev. B** v. 34, p. 3192, 1986.
- [24] SMIT, J.; BELJERS, H. G. Ferromagnetic resonance absorption in $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ a highly anisotropic cristal. **Philips Res. Rep.** v. 10, p. 113, 1955.
- [25] WIESNER, H.; SCHNEIDER, J. Magnetic-properties of amorphous Fe-P alloys containing Ga, Ge and As. **Phys. Stat. Sol. (a)** v.26, p.71-75, 1974.
- [26] ZHUKOV, A. Glass-coated magnetic microwires for technical applications. **J. Magn. Magn. Mater.**, v. 242, p. 216, 2002.
- [27] VÁZQUEZ, M.; HERNANDO, A. A soft magnetic wire for sensor applications. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 29, p. 939, 1996.
- [28] ULITOVSKI, A. V. Method of continuous fabrication of microwires coated by glass. **Author certification USSR Patent**, n. 128427, 1950.
- [29] CULLITY, B. D. **Introduction to magnetic materials**. Addison-Wesley Publishing Company, 1972.

-
- [30] CHIRIAC, H.; ÓVÁRI, A. T. Amorphous glass-covered magnetic wires: preparation, properties, applications, **Prog. Mater. Sci.** V. 40, p. 333-407, 1996.
- [31] ALLIA, P.; BARRICO, M.; TIBERTO, P.; VINAI, F. Joule heating effects in the amorphous Fe₄₀Ni₄₀B₂₀ alloy. **Phys. Rev. B** v. 47, p. 3118, 1993.
- [32] KNOBEL, M.; ALLIA, P.; GÓMEZ-POLO, C.; CHIRIAC, H.; VÁZQUEZ, M. Joule heating in amorphous metallic wires. **J. Phys. D: Appl. Phys.** v. 28, p. 2398, 1995.
- [33] CHIRIAC, H. AND ASTEFANOAEI, I. A model of the DC Joule heating in amorphous wires **Phys. Stat. Sol.** v. 153, p. 183,1996.
- [34] CHIRIAC, H.; KNOBEL, M. OVARI, T.A. Temperature distribution in a Joule effect annealed amorphous glass-covered wire. **Mater. Sci. Forum** v. 302, p. 239, 1999.
- [35] SILVA, R B.; CARARA, M.; ANDRADE, A. M. H.; SEVERINO, A. M.; SOMMER, R.L. Domain structure in Joule-heated CoFeSiB glass-covered amorphous microwires probed by magnetoimpedance and ferromagnetic resonance. **J. Appl. Phys.** v. 94, p. 4539, 2003.
- [36] CHIKAZUMI, S. **Physics of magnetism.** Robert E. Krieger Publissinging Company, Florida, 1964.
- [37] GESHEV, J.; PEREIRA, L. G.; SCHMIDT, J. E. Dependence of the ferromagnetic resonance modes on the coupling strength in exchange-coupled trilayer structures. **Physica B**, v.320, p. 169, 2002.
- [38] LACHOWICZ, K. L.; GARCIA, K. L.; KUZMINSKI, M.; ZHUKOV, A.; VÁZQUEZ, M. Skin-effect and circumferential permeability in micro-wires utilized in GMI-sensors. **Sensors Act. A** v. 119, p. 384, 2005.
- [39] CHIRIAC, H.; OVARI, T.A.; POP, G. Internal-stress distribution in glass-covered amorphous magnetic wires. **Phys. Rev. B** v. 52, p. 10104, 1995.
- [40] MELO, L. G. C.; MÉNARD, D.;CIUREANU, P.; YELON, A.; COCHRANE, R. W. Coupled core-shell model of magnetoimpedance in wires. **J. Appl. Phys.** v. 95, p. 1331, 2004.
- [41] CHIRIAC, H.; ÓVARI, T. –A.; ZHUKOV, A. J. Magnetoelastic anisotropy of amorphous microwires. **Magn. Mater.** V. 254, p. 469, 2003
- [42] CARARA, M.; SOSSMEIER, K. D.; VIEGAS, A. D. C.; GESHEV, J.; CHIRIAC, H.; SOMMER, R. L. Study of CoFeSiB glass-covered amorphous microwires under applied stress. **J. Appl. Phys.** v. 98, 2005.
- [43] GESHEV, J.; PEREIRA, L. G.; SCHMIDT, J. E. Angular dependence of the exchange bias obtained from magnetization and ferromagnetic resonance measurements in exchange-coupled bilayers. **Phys. Rev. B** v. 64, p. 184411, 2001.