

Tese de Doutorado

Magnetoimpedância Gigante em Fios e Fitas Amorfas

Por: Kleber Roberto Pirota

Orientador: Marcelo Knobel

Instituto de Física "Gleb Wataghin" - UNICAMP

Campinas, 23 de dezembro de 2001.

Este exemplar corresponde
à redação final da tese de
Doutorado defendida pelo aluno
Kleber Roberto Pirota e
aprovada pela comissão julgadora.

20/02/2002

knk L/.

I

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP

P668m

Pirota, Kleber Roberto

**Magnetoimpedância gigante em fios e fitas amorfos /
Kleber Roberto Pirota. – Campinas, SP : [s.n.], 2002.**

Orientador: Marcelo Knobel.

**Tese (doutorado) - Universidade Estadual de
Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".**

- 1. Impedância (Eletricidade). 2. Anisotropia.
3. Vidros metálicos - Propriedades magnéticas.
I. Knobel, Marcelo. II. Universidade Estadual de
Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin". III. Título.**



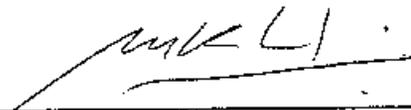
PÓS
GRADUAÇÃO

Instituto
de Física
Gleb Wataghin

C.P. 6165
CEP: 13083-970
Tel. (19) 788-5305
e-mail: secpos@ift.unicamp.br

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DE KLEBER ROBERTO PIROTA – RA 920754 APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB WATAGHIN", DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 25/01/2002.

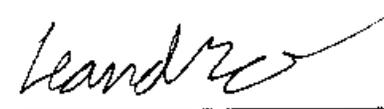
COMISSÃO JULGADORA:


Prof. Dr. Marcelo Knobel (Orientador do Candidato) – IFGW/UNICAMP


Prof. Dr. Antonio Domingues dos Santos – IF/USP


Prof. Dr. Mario Norberto Baibich – IF/UFRGS


Prof. Dr. Carlos Manoel Giles A. de Mayolo – IFGW/UNICAMP


Prof. Dr. Leandro Russovski Tessier – IFGW/UNICAMP

2008-2-20-11

Dedicatória

Aos meus pais,

Zoleide e Antonio.

Agradecimentos

Primeiramente gostaria de agradecer ao meu orientador, Prof. Marcelo Knobel, pela dedicação, confiança e respeito com que trata todos os seus alunos e também por constante incentivo dado a mim, no decorrer de todos estes anos como meu orientador (parece que não, mas estou com você desde a iniciação científica).

Também gostaria de agradecer ao Prof. Ludek Kraus, de Praga, com o qual aprendi muito durante os 12 meses que tive oportunidade de trabalhar junto a ele.

Ao Prof. João Paulo Sinnecker, do Rio de Janeiro, com o qual está garnatida uma boa colaboração.

Aos colegas de laboratório que estão no exterior: Raquel (pude contar com ela várias vezes), Marcão e Fábio (sempre dedicado a ajudar e discutir muito).

Aos colegas do laboratório: Adelino, Rafael, Rogério, Juliano e Ana. Tenho certeza que eles são os ingredintes para se formar uma boa equipe.

Ao amigo Gerivaldo, pelas ótimas sugestões que deu sobre o manuscrito e também pela boa amizade que, apesar do pouco tempo (1 ano) que nos conhecemos, foi possível desenvolver.

Aos corpo técnico do laboratório, formado por Walter (mecânico de excelente qualidade), Célia e Cleusa, por estarem sempre a disposição e fazer do LMBT um ambiente de trabalho muito saudável.

A Siulan Cristina, secretária do LMBT, pela dedicação para com os alunos e pela amizade compartilhada.

Ao pessoal da secretaria de pós-grad., Armandinho e Maria Ignez, e a comissão de pós-grad, por me darem a oportunidade de ir a vários congressos (sou bonsiata do CNPq).

A todo o pessoal da biblioteca, sempre atenciosos e muito simpáticos.

Ao CNPq, pelo apoio financeiro.

Por fim agradeço a todos os meus amigos e colegas, recentes, ou de tantos anos.

Voces são muito importantes pra mim. Neste caso não citarei nomes pois, certamente, estaria cometendo algum tipo de injustiça.

Mais por fim, não poderia deixar de agradecer a Fabi por me acompanhar durante todos estes anos (voce está nos agradecimentos de tese de mestrado, lembra?). Voce é muito especial pra mim. Você sabe, não é?

E finalmente por fim, devo agradecer a DEUS.

✦

Resumo

Esta tese mostra os resultados de três anos e meio dedicados a investigação do fenômeno da Magnetoimpedância gigante (GMI) em fitas ferromagnéticas amorfas e microfios amorfos cobertos por uma camada de vidro. Os resultados obtidos em microfios comprovaram a viabilidade da sua utilização em aplicações que usam o fenômeno da Magnetoimpedância. Com relação às fitas, com a indução de anisotropia transversal mediante tratamentos térmicos com tensão, deixou-se claro a possibilidade de se construir um sensor de tensão que faz uso da GMI. Além do trabalho experimental, que envolveu caracterização magnética de amostras, tratamentos térmicos e medidas de GMI, também foi dada uma contribuição teórica no que diz respeito ao entendimento da influência de anisotropias magnéticas e sua distribuição no efeito da GMI.

Abstract

This work shows the results of the Giant Magnetoimpedance (GMI) investigations in ferromagnetic ribbons and glass-covered amorphous microwires. The results in microwires demonstrate the viability of its use for GMI applications. Concerning the ribbons, with induced transversal magnetic anisotropy by means of stress-annealing, the possibility of its use as a stress sensor was improved. In addition with the experimental work, also some theoretical contribution was done in order to clarify the influence of anisotropies and its distribution on GMI effect.

CONTEÚDO:

| | |
|--|-----------|
| <u>INTRODUÇÃO</u> | 3 |
| <u>MATERIAIS FERROMAGNÉTICOS AMORFOS</u> | 7 |
| 1 <u>Introdução</u> | 7 |
| 2 <u>Fitas ferromagnéticas amorfas</u> | 9 |
| 2.1 <u>Estrutura de domínios em ligas amorfas</u> | 13 |
| 2.2 <u>Processos de magnetização nas fitas amorfas</u> | 16 |
| 3 <u>Fios magnéticos amorfos e microfios magnéticos amorfos cobertos por vidro</u> | 18 |
| 3.1 <u>Técnica de produção dos fios amorfos convencionais</u> | 18 |
| 3.2 <u>Técnica de produção dos microfios amorfos cobertos por vidro</u> | 20 |
| 3.3 <u>Propriedades magnéticas dos fios amorfos em geral (CAW e AGCW)</u> | 21 |
| 3.3.1 <u>A estrutura de domínios</u> | 22 |
| 3.3.2 <u>Processo de magnetização axial</u> | 24 |
| 3.3.3 <u>Processo de magnetização circular</u> | 27 |
| 4 <u>Tratamentos térmicos pós-fabricação</u> | 28 |
| 4.1 <u>Aquecimento Joule</u> | 29 |
| 4.2 <u>Tratamento térmico mediante aplicação de tensão</u> | 36 |
| <u>MAGNETOIMPEDÂNCIA GIGANTE EM MATERIAIS AMORFOS</u> | 41 |
| 1 <u>Introdução</u> | 41 |
| 2 <u>GMI: Aspectos básicos e teoria</u> | 44 |
| 2.1 <u>Regime de baixa frequência</u> | 45 |
| 2.2 <u>Regime de frequência moderada</u> | 46 |
| 2.2.1 <u>Cálculo da impedância de um condutor metálico em forma de fio</u> | 47 |
| 2.2.2 <u>Fenomenologia da GMI</u> | 54 |
| 2.2.3 <u>Cálculo da permeabilidade magnética transversal através de modelo fenomenológico quase-estático</u> | 57 |
| 2.3 <u>Regime de alta frequência</u> | 61 |
| 2.3.1 <u>Intervalo de rádio-frequência (RF)</u> | 62 |
| 2.3.2 <u>Conexão com o efeito da ressonância ferromagnética</u> | 64 |
| 3 <u>Aspectos experimentais</u> | 69 |
| 3.1 <u>Regime de baixa frequência</u> | 69 |
| 3.2 <u>Regime de frequência moderada</u> | 70 |
| 3.3 <u>Regime de alta frequência</u> | 71 |
| 4 <u>Resultados experimentais recentes e aplicações</u> | 73 |

| | | |
|--|--|------------|
| 4.1 | <u>Resultados experimentais recentes</u> | 73 |
| 4.2 | <u>Aplicações</u> | 76 |
| 5 | <u>GMI como ferramenta de pesquisa</u> | 77 |
| 6 | <u>Conclusões</u> | 81 |
| <u>RESULTADOS: FITAS AMORFAS I</u> | | 82 |
| 1 | <u>Dependência angular da magnetoimpedância gigante</u> | 82 |
| 1.1 | <u>Introdução</u> | 82 |
| 1.2 | <u>Detalhes experimentais</u> | 83 |
| 1.3 | <u>Modelo teórico</u> | 87 |
| 1.3.1 | <u>Equação secular</u> | 89 |
| 1.3.2 | <u>O tensor de impedância</u> | 91 |
| 1.3.3 | <u>Solução desprezando efeitos de troca</u> | 94 |
| 1.4 | <u>Discussão dos resultados</u> | 100 |
| 1.4.1 | <u>Magnetoimpedância longitudinal</u> | 100 |
| 1.4.2 | <u>Campo externo paralelo ao plano da amostra</u> | 104 |
| 1.4.3 | <u>Campo externo perpendicular ao plano da amostra</u> | 108 |
| 1.5 | <u>Conclusões</u> | 111 |
| <u>RESULTADOS: FITAS AMORFAS II</u> | | 113 |
| 1 | <u>GMI em fitas amorfas de $\text{Co}_{77}\text{Fe}_8\text{B}_{15}$ tratadas sob tensão</u> | 113 |
| 1.1 | <u>Introdução</u> | 113 |
| 1.2 | <u>Detalhes experimentais</u> | 114 |
| 1.3 | <u>Resultados e discussão</u> | 116 |
| <u>RESULTADOS: MICROFIOS AMORFOS COBERTOS COM CAMADA DE VIDRO</u> | | 133 |
| 1 | <u>Introdução</u> | 133 |
| 2 | <u>Detalhes experimentais</u> | 134 |
| 3 | <u>Resultados e discussão</u> | 137 |
| 3.1 | <u>Amostras como-produzidas</u> | 137 |
| 3.2 | <u>Tratamentos térmicos (Aquecimento Joule)</u> | 148 |
| 4 | <u>Conclusão</u> | 175 |
| <u>CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS</u> | | 176 |
| <u>REFERÊNCIAS</u> | | 179 |

Capítulo I

Introdução

A microestrutura de ligas amorfas obtidas a partir da solidificação rápida da fase líquida é caracterizada pela ausência de ordem de longo alcance. No entanto, no volume amorfo podem existir unidades ordenadas de curto alcance (aproximadamente 10-20 Å) orientadas aleatoriamente. Como consequência da ausência da anisotropia magnetocristalina, estes materiais apresentam um comportamento magnético doce, isto é, as perdas por histerese são muito baixas, e os materiais têm alta permeabilidade magnética e baixa coercividade. O comportamento magnético macroscópico é determinado principalmente pelas anisotropias magnetoelásticas intrínsecas, que aparecem do acoplamento entre as tensões internas e a magnetização local através da constante de magnetostricção de saturação λ_s .

Materiais ferromagnéticos amorfos, geralmente utilizados em pesquisas, são fabricados a partir da solidificação rápida da fase líquida e podem ser apresentados sob a forma de fitas, fios ou microfios cobertos por uma camada de vidro.

Devido a sua característica doce, fitas ferromagnéticas amorfas possuem grande importância do ponto de vista tecnológico prestando-se, portanto, à fabricação de inúmeros dispositivos, tais como cabeças de gravação, blindagem magnética e componentes eletrônicos [1].

Recentemente, o potencial de aplicação dos materiais amorfos foi ampliado devido a descoberta do fenômeno da “Magnetoimpedância Gigante”, que é objeto principal de estudo desta tese.

Em 1993 e 1994 foram observadas mudanças enormes na resistência elétrica ac ao aplicar um campo magnético em fios e fitas amorfos [2, 3]. Ou seja, quando um material ferromagnético amorfo era submetido à passagem de uma corrente elétrica ac , o efeito da aplicação de um campo magnético externo provocava grandes variações no valor de sua resistência, que dependiam do campo externo e da frequência da corrente ac . Por exemplo, Mandal e Ghatak [3] observaram uma variação de 12 % (frequência da corrente ac $f = 82$ Hz) na resistência elétrica, em temperatura ambiente, de uma fita a base de Cobalto. Fernando Machado [2] e colaboradores verificaram variações de até 130% (frequência $f = 1$ MHz) em uma fita amorfa também a base de Cobalto. Ambos trabalhos interpretaram os resultados baseados em mudanças da resistividade intrínseca dos materiais, como no caso da “magneto-resistência gigante” (*GMR*) descoberta em 1988 por M. Baibich e colaboradores [4], e que consiste na variação da resistência elétrica dc , mediante a aplicação de um campo magnético externo, inicialmente observada em multicamadas de Fe/Cr. Entretanto, foi comprovado que as variações da resistência observadas mediante a passagem de corrente ac possuíam uma origem completamente diferente da *GMR* e poderiam ser explicadas em termos de mudanças na impedância complexa ($Z=R+iX$) dos materiais. Por isso esse efeito foi chamado de “Magnetoimpedância Gigante”, cuja sigla em inglês, *GMI*, se perpetuou como identificação do fenômeno [5].

O efeito *GMI* tem explicação baseada na eletrodinâmica clássica, estando relacionado com mudanças ocorridas na profundidade de penetração magnética δ ao se

aplicar um campo axial dc sobreposto ao campo circular ac criado pela corrente elétrica que flui pela amostra. Por exemplo, em fios amorfos, devido à associação dos altos valores de permeabilidade com os de frequência, podem ocorrer profundidades de penetração menores que o raio do fio para valores de frequência relativamente baixas. Neste caso, devido ao efeito pele, a corrente elétrica flui efetivamente somente em uma região próxima a superfície do fio [6], resultando em valores mais altos de impedância, quando comparados aos de frequência nula. Ao se aplicar um campo magnético dc na direção paralela ao eixo da amostra, a permeabilidade circular é modificada, modificando o comprimento de penetração δ e conseqüentemente modificando o valor da impedância medida.

As variações da permeabilidade magnética do material devido a aplicação de um campo magnético externo estão intimamente ligadas à resposta de sua estrutura de domínios do material a este campo externo. Por sua vez, a estrutura de domínios é determinada pelas anisotropias magnéticas existentes no material e que podem ser induzidas mediante tratamentos térmicos em condições apropriadas [7].

O estudo da magnetoimpedância gigante (GMI) é motivado pelo enorme potencial de aplicação tecnológica, uma vez que materiais que apresentam um comportamento otimizado da GMI podem ser utilizados diretamente na fabricação de sensores magnéticos [8].

Além da introdução, esta tese conta com mais seis capítulos. No segundo capítulo será apresentada uma breve exposição dos conceitos preliminares necessários para o entendimento dos fenômenos estudados, tais como métodos de produção, formação da estrutura de domínios em fitas, fios amorfos e microfios amorfos cobertos por vidro, indução de anisotropias magnéticas por aquecimento Joule e processos de magnetização. O

capítulo III apresenta, detalhadamente, as bases teóricas da GMI, passando por vários modelos já publicados na literatura. Esse capítulo também descreve as várias técnicas experimentais utilizadas para se medir GMI, sempre considerando os vários regimes de frequência nos quais o fenômeno é observado. Por fim, o capítulo III ainda apresenta alguns resultados experimentais mais recentes bem como as possibilidades de aplicação do fenômeno como sensores magnéticos e como ferramenta de pesquisa para o estudo de propriedades intrínsecas e extrínsecas de materiais ferromagnéticos duros. No capítulo IV são mostrados os resultados das medidas de GMI em função do ângulo de aplicação do campo magnético externo em relação ao eixo longitudinal da fita amorfa estudada. Tais resultados, juntamente com um modelo desenvolvido junto com o Prof. Ludek Kraus, demonstram a possibilidade de se estudar a distribuição de eixos e valores de anisotropia em fitas amorfas. No capítulo V mostram-se os resultados da influência da aplicação de tensão em fitas de CoFeB com magnetostricção positiva, tratadas em forno convencional mediante a aplicação de tensão. Tal estudo demonstra a possibilidade da construção de um sensor de tensão baseado no efeito da GMI. No capítulo VI é mostrado um estudo sistemático da GMI em microfios amorfos cobertos por vidro, principalmente o efeito do aquecimento Joule nas propriedades magnéticas destas amostras bem como no efeito da GMI. Tais resultados deixam claro a possibilidade de modificar a constante de magnetostricção e a estrutura de domínios dos microfios através de tratamento térmico por aquecimento Joule. Por fim, o capítulo VII apresenta as conclusões obtidas deste trabalho bem como as perspectivas para futuros trabalhos, visando sempre o entendimento cada vez maior do efeito da Magnetoimpedância Gigante bem como aplicações tecnológicas baseadas em tal fenômeno.

*Capítulo II***Materiais Ferromagnéticos Amorfos**

1 Introdução

As ligas magnéticas amorfas surgiram em 1967 e são comumente fabricadas a partir de técnicas de solidificação rápida dos constituintes em fase líquida [9]. Os avanços neste campo têm sido orientados para a descoberta de novos materiais magnéticos e efeitos físicos, visando a ampla possibilidade de aplicações tecnológicas. O estudo dos materiais magnéticos amorfos tem sido um tópico importante da física do estado sólido e é do interesse de físicos, cientistas de materiais e engenheiros em geral.

Ao contrário de um material cristalino, os átomos em uma estrutura amorfa estão distribuídos aleatoriamente e os estudos teóricos iniciais nesta área buscavam entender como a ausência de uma estrutura cristalina orientada afeta suas propriedades magnéticas. Nos materiais magnéticos amorfos é possível encontrar uma ordem magnética de longo alcance, apesar de a ordem de longo alcance não existir na distribuição dos átomos constituintes. Esta é a principal diferença entre materiais amorfos e desordenados. Todo material amorfo é desordenado do ponto de vista dos átomos constituintes mas, por outro lado, pode ser muito bem ordenado do ponto de vista magnético, ou seja, os momentos magnéticos dos átomos constituintes estão ordenados de alguma maneira. Já os materiais magnéticos cristalinos possuem uma ordem de longo alcance com relação aos constituintes atômicos, mas podem ser absolutamente desordenados com relação aos momentos

magnéticos, como no caso das soluções sólidas de elementos magnéticos onde as posições atômicas são fixadas pela estrutura cristalina enquanto a magnitude e direção dos momentos magnéticos varia de forma aperiódica e aleatória [9].

Materiais magnéticos amorfos são classificados de acordo com o tipo de ordem magnética existente entre os momentos magnéticos locais (ferromagnéticos, ferrimagnéticos etc.). Dentro do objetivo deste trabalho, consideraremos apenas os amorfos ferromagnéticos, classe dos materiais utilizada para o estudo do fenômeno da magnetoimpedância gigante, principal linha de pesquisa desta tese.

Nos materiais ferromagnéticos amorfos, os spins tendem a estar alinhados em uma mesma direção, porém seu arranjo topológico é irregular. Alguns exemplos desta classe de materiais são as ligas de metais de transição (Fe, Co, Ni) com elementos metalóides (B, C, Si, Ge, P). Abaixo de uma certa temperatura crítica T_c (Temperatura de Curie), todos os spins estão, na média, orientados paralelamente (devido à interação de troca), dando origem a uma magnetização espontânea com direção arbitrária, se o sistema for isotrópico. Nos materiais amorfos reais, há sempre uma certa anisotropia (mesmo que fraca) fazendo com que a direção da magnetização espontânea $M(T)$ esteja preferencialmente ao longo do chamado "eixo fácil de magnetização". Tais ligas magnéticas amorfas se encontram em um estado metaestável pois foram produzidas, com o propósito de evitar a cristalização, a partir da solidificação ultra rápida da fase líquida. Logo, o fornecimento de energia externa (usando forno, aquecimento Joule com a passagem de corrente elétrica, laser etc.) pode originar um processo de cristalização irreversível, passando, em alguns casos específicos, primeiramente pela nanocristalização, estado no qual o material é composto por pequenos grãos cristalinos embebidos em uma matriz amorfa. Tal estado de nanocristalização

também é bastante estudado e apresenta fenômenos tão interessantes quanto o estado amorfo, porém não é assunto deste trabalho.

Materiais magnéticos amorfos são produzidos nas mais variadas formas tais como *bulk*, filmes finos, fitas, fios, microfios cobertos com vidro e em forma de pó. As aplicações tecnológicas envolvendo tais materiais se baseiam em suas características mecânicas, elétricas, magnéticas e químicas. Mas é importante dizer que as aplicações mais relevantes levam em conta suas características magnéticas "doces" (alta permeabilidade magnética – em torno de 10^5 , baixo campo coercivo – da ordem de alguns A/m e alta magnetização de saturação) originadas principalmente devido a ausência de uma anisotropia magnética cristalina (fortemente presente nos materiais cristalinos), o que faz com que esses materiais sejam aplicados em sensores magnéticos, cabeças de gravação magnética, como blindagem magnética, em sistemas magnéticos de segurança contra roubo (livros nas bibliotecas, CD's nos supermercados.) etc. A alta resistividade (geralmente bem maior do que o material cristalino correspondente) torna os materiais magnéticos amorfos ideais para aplicações em circuitos magnéticos como motores ou transformadores, pois as perdas por correntes parasitas (*eddy currents*) são fortemente reduzidas.

Nas próximas seções trataremos, de forma breve, primeiramente das propriedades e características das fitas amorfas e, em seguida, consideraremos os microfios cobertos por vidro, ambos alvo de intenso estudo nesta tese. Porém, antes de estudarmos os microfios consideraremos, como base de entendimento, os fios amorfos convencionais.

2 Fitas ferromagnéticas amorfas.

Fitas ferromagnéticas amorfas geralmente são preparadas pela técnica chamada de "*melt-spinning*" [10]. Em tal método, a liga é previamente fundida em um forno de indução

e em seguida ejetada, através de um orifício, pela pressão de um gás (argônio, por exemplo). O metal líquido atinge a superfície externa de um disco de cobre que gira com uma velocidade angular de milhares de revoluções por minuto. O líquido então resfria-se rapidamente e solidifica-se em forma de fita, permanecendo em contato com o disco por aproximadamente 10° de arco. A Figura 2-1 mostra, esquematicamente, o funcionamento da máquina de *melt-spinning*.

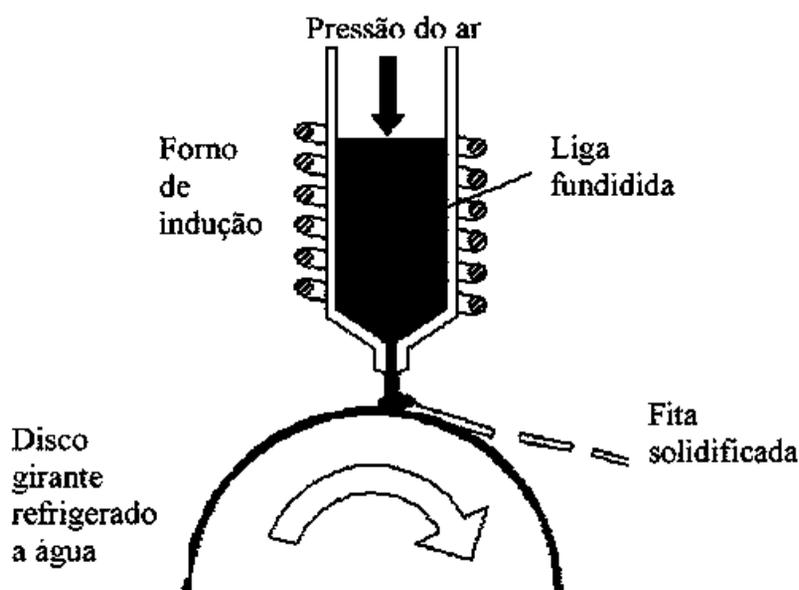


Figura 2-1. Representação esquemática da técnica de *melt spinning*.

As dimensões da fita variam de acordo com o diâmetro do orifício de ejeção, com a velocidade angular do disco de cobre e com a pressão do gás de ejeção. Detalhes técnicos a respeito do método de fabricação, tais como a dependência das características estruturais e geométricas da fita com os parâmetros mencionados podem ser encontrados nas Refs. [10, 11].

Fitas amorfas cujas composições são baseadas em Fe ou Co são ferromagnéticas a temperatura ambiente, e geralmente apresentam campos coercivos menores que 100 mOe

no estado como preparadas (amostras sem tratamentos térmicos). Tal coercividade baixa é resultado da alta homogeneidade da estrutura amorfa que quase não apresenta defeitos estruturais tais como vacâncias e deslocamentos [12].

A coercividade, na maioria dos casos, é controlada pelos efeitos magnetoelásticos, principais responsáveis pela anisotropia magnética nos materiais amorfos. Para se obter ligas com baixos valores de coercividade é necessário tornar a magnetostricção a menor possível. Isto requer altas concentrações de Co e/ou Ni, o que tem como consequência a redução no valor da magnetização de saturação e o aumento do custo de produção. Nas aplicações onde são necessárias altas magnetizações de saturação, apenas ligas com alta concentração de Fe são úteis porém, a não ser no caso dos novos materiais nanocristalinos, apresentarão alta magnetostricção, entre 30 e 50×10^{-6} . Como resultado terão coercividade relativamente alta (40 a 50 mOe) se comparadas as ligas a base de Co (até 1 mOe)[12].

A adição de P (fósforo) faz com que a temperatura de Curie da liga aumente moderadamente. Porém, o momento magnético por átomo de Fe decresce abruptamente. Já, com a adição de B (boro) se consegue um aumento muito mais significativo de T_c com um decréscimo bem mais moderado do momento magnético por átomo de Fe[12].

A substituição de B ou P por outro metalóide também foi vastamente investigada na Ref.[12]. O que se conclui é que se tal metalóide for Si ou Ge, a liga apresentará um acréscimo do momento magnético por átomo de Fe porém, quando se mede a magnetização de saturação da liga, todos os elementos adicionados ao Fe causam um decréscimo em M_s . Logo, a combinação balanceada dos elementos Fe, Co, P, Si, Ge e B leva a ligas com diferentes propriedades magnéticas. Por exemplo, se a condição for obter uma liga muito doce do ponto de vista magnético se sabe que a quantidade de Fe aumenta M_s , mas aumenta

também a magnetostricção, aumentando assim a coercividade. Já a adição de Co diminui a magnetostricção mas também o faz com M_s . Por fim, trabalhando com Si ou B, por exemplo, pode-se aumentar T_c .

Um ótimo trabalho apresentando intensas investigações a respeito da dependência das propriedades magnéticas, incluindo permeabilidade e perdas energéticas na histerese, com os elementos que compoem a liga pode ser encontrado na Ref.[12]. Dentre outros elementos que podem ser adicionados nas ligas amorfas em questão, atenção especial é dada ao Cr pois tal elemento aumenta drasticamente a resistência do material à corrosão sem alterar de modo significativo as propriedades magnéticas do mesmo[13].

É importante frisar que, em princípio, as considerações feitas nos parágrafos anteriores acerca das propriedades das fitas amorfas de acordo com sua composição, se aplicam de igual modo aos outros materiais estudados neste trabalho (fios e microfios cobertos por vidro), pois todos eles são, da mesma forma, ligas ferromagnéticas amorfas e são compostos pelos mesmos elementos que compoem as fitas. Porém, o modo de fabricação pode induzir uma distribuição de tensões internas nos fios (ou microfios cobertos por vidro) diferente da induzida pelo método *melt-spinning* nas fitas, o que certamente influenciará a estrutura de domínios do material e, certamente nas propriedades da curva de histerese.

Curvas de histerese típicas de amostras a base de Fe com diferentes formas porém com composição similar são mostradas na Figura 2-2. A Fig. 2-2 (a) mostra a curva de uma amostra em forma de fita, já a Fig. 2-2 (b) e 2-2 (c) correspondem a um fio amorfo e a um microfio coberto por vidro, respectivamente. Os dois fios apresentam bistabilidade magnética, isto é, um salto *Barkhausen* único, dando origem a curvas quadradas, diferentemente da fita amorfa[14].

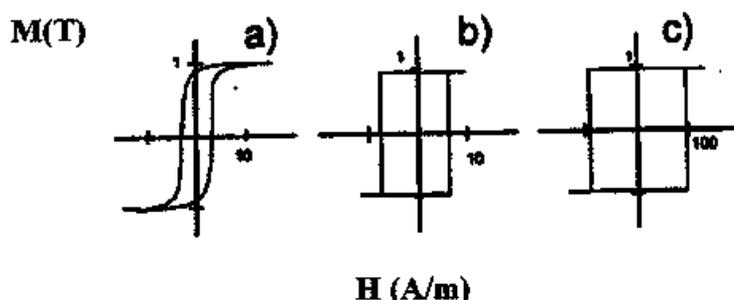


Figura 2-2. Comparação entre curvas de histerese típicas de amostras amorfas a base de Fe. (a) fita, (b) fio amorfo e (c) microfio coberto por vidro[14].

2.1 Estrutura de domínios em ligas amorfas.

Nesta seção faremos breves considerações a respeito da estrutura de domínios em ligas amorfas dando ênfase para a geometria planar, ou seja, especialmente para as amostras em forma de fitas, fabricadas pelo processo de *melt-spinning*. A estrutura de domínios dos fios e microfios amorfos cobertos por vidro, devido a geometria e processos de fabricações especiais serão consideradas separadamente, na seção 3 deste capítulo.

Para o estudo experimental da estrutura de domínios em fitas amorfas, tanto a técnica clássica *Bitter*[15] quanto a magneto-óptica do efeito *Kerr* [16] podem ser usadas com sucesso. A primeira técnica pode ser usada no estudo de estrutura de domínios superficiais de amostras como-fabricadas (*as-cast*) enquanto que a última geralmente requer um cuidadoso polimento da superfície da fita. Sendo assim, a técnica *Bitter* é útil no estudo do efeito da rugosidade da superfície nas paredes de domínios enquanto o efeito *Kerr* é mais apropriado no estudo do comportamento das paredes de domínios mediante a

influência de campo magnético, e/ou da passagem de uma corrente ac, situação encontrada quando se mede magnetoimpedância gigante (GMI)[17].

A formação da estrutura de domínios nos materiais ferromagnéticos amorfos é fruto da minimização da energia magnetostática, o que força a magnetização espontânea, a princípio um monodomínio, se quebrar em várias regiões com magnetização espontânea em direções diferentes, separadas pelas chamadas paredes de domínio (ou paredes de Bloch). Devido a energia de troca, que favorece o alinhamento paralelo dos momentos magnéticos, as paredes de domínio, por ser regiões de transição de direção dos momentos magnéticos, acumulam também uma certa energia, que deve ser balanceada com a magnetostática afim de minimizar a energia livre total do ferromangeto em questão.

É bem estabelecido que as estruturas de domínios em ligas amorfas como-fabricadas são decorrentes de um complicado balanço entre energia de campos magnetostáticos, termos de energia de anisotropia (magnetoelástica, induzidas, etc.) e da energia de troca, comumente inserida na energia de parede de domínios. Nos materiais farromagnéticos doces, devido suas altas magnetizações de saturação, a energia magnetostática pode se tornar muito maior que as energias de anisotropias e de parede de domínios. Novamente com o objetivo de reduzir tal termo de energia, a magnetização espontânea dos domínios tende a se alinhar paralelamente a superfície da fita. Devido ao efeito de desmagnetização ser menor na direção paralela ao eixo das fitas, a magnetização tende a se alinhar, então, paralelamente ao comprimento da fita. Este efeito é fruto da contribuição do chamado efeito de anisotropia de forma.

Devido ao acoplamento magnetoelástico, nos materiais com magnetostricção de saturação, λ_s , diferente de zero, as tensões internas, definidas por um tensor σ , dão origem a um termo de densidade de energia magnetostritiva dada por:

$$\phi_{ms} = -\frac{3}{2}\lambda_s \sum_i \sigma_{ii} \gamma_i^2 \quad (2.1)$$

onde σ_{ii} corresponde à i -ésima componente do tensor de tensão diagonalizado e γ_i denota o cosseno diretor de M_s com relação ao i -ésimo eixo do sistema de coordenadas. Tal termo faz com que a magnetização espontânea se alinhe na direção perpendicular à de maior tensão de alongamento interna, no caso de λ_s negativa, e paralela a direção de maior tensão de alongamento, no caso de λ_s positiva. Para os casos de σ_{ii} negativos (tensão de compressão) a situação se inverte. C. Kittel [18] possui uma antiga, porém muito boa e relativamente completa, revisão acerca da estrutura de domínios em materiais ferromagnéticos. Um estudo teórico, baseado em primeiros princípios, das chamadas paredes de Bloch em ferromagnetos pode ser encontrado na Ref. [19].

De acordo com as considerações feitas nos parágrafos anteriores e mediante intensa observação experimental, uma proposta possível para modelar a estrutura de domínios nas fitas amorfas como-fabricadas pode ser encontrada na Ref.[16]. Neste trabalho se conclui que o arranjo dos domínios nas ligas como fabricadas é caracterizado por uma composição de lâminas de domínios largas e de caminhos de lâminas finas (ver Figura 2-3) formando uma estrutura de fechamento. De acordo com os resultados, os autores assumiram que nas lâminas de domínios largas a direção fácil está no plano da fita enquanto que, nas lâminas finas esta está perpendicular ao plano. A estrutura de domínios resultante destas sugestões pode ser vista na Figura 2-3 [16].

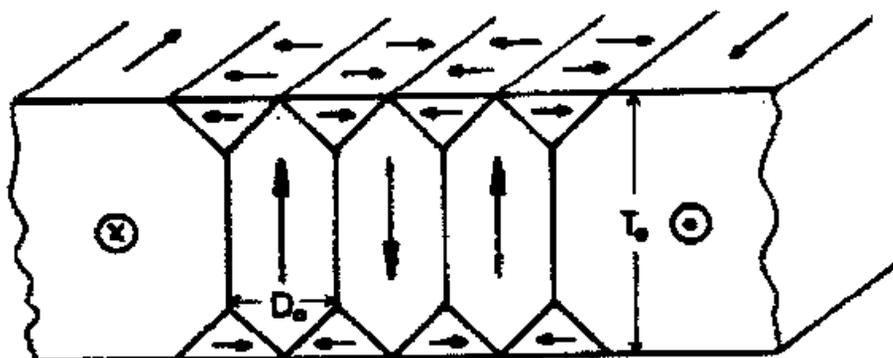


Figura 2-1. Representação esquemática da estrutura de domínios mostrando as lâminas de domínios largas e finas com suas estruturas de fechamento[16].

Como discutido previamente, no caso de ferromagnetos amorfos, o grande responsável pela forma da estrutura de domínios é o acoplamento magnetoelástico entre as tensões internas e a magnetostricção e , de acordo com a equação (2.1), no caso de uma fita com λ_s positiva (a base de Fe), por exemplo, tensões de alongamento resultam em eixo fácil paralelo ao eixo da tensão enquanto tensões de compressão levam a eixos fáceis perpendiculares a direção das tensões. Devido ao método de fabricação (*melt-spinning*) os eixos de tensões (de alongamento ou de compressão) são paralelos ao comprimento da fita. Sendo assim, em tais fitas, lâminas largas são atribuídas a regiões de tensões de alongamento enquanto que as lâminas finas estão relacionadas a regiões de tensões de compressão.

2.2 Processos de magnetização nas fitas amorfas.

Como já mencionado, ferromagnetos amorfos exibem em geral um comportamento magnético doce, com baixos campos coercivos e alta magnetização de saturação devido à baixa anisotropia. Suas paredes de domínio são geralmente largas. Além disso, há uma

ausência de grandes imperfeições existentes em cristais que podem bloquear o movimento das paredes de domínios. Diversos estudos de coercividade e de permeabilidade inicial mostram que as interações do tipo magnetoelásticas determinam os processos de magnetização em amorfos [20, 21].

Com base no estudo de Kronmüller *et al.* [16], já mencionado nos parágrafos anteriores, onde se conclui que a estrutura de domínios nas ligas ferromagnéticas amorfas é altamente não homogênea, a magnetização das fitas amorfas como-fabricadas é controlada pelos seguintes processos:

(i) Na região de campos baixos, a magnetização ocorre principalmente por movimentos de paredes de domínio de 180° das lâminas de domínios largas. Em um primeiro estágio, os domínios finos são magnetizados pelo crescimento dos domínios de fechamento energeticamente favoráveis (ver Fig. 2-4 (a)). A magnetização total dos domínios de fechamento é obtida para o campo magnético dado por:

$$H_f = K_c / J_s \quad (2.2)$$

onde J_s é a polarização de saturação e K_c é a constante de anisotropia magneolástica, ou seja,

$$K_c = \frac{3}{2} \lambda_s |\sigma_c| \quad (2.3)$$

onde σ_c representa a soma das tensões de compressão na região dos domínios de fechamento.

(ii) Em um segundo estágio, processos de rotação de domínios dominam os lâminas finas, como ilustrado na Figura 2-4 (b). Pode acontecer que os estágios (i) e (ii) ocorram

simultaneamente. A magnetização espontânea nas lâminas finas fica alinhada paralelamente ao campo aplicado para:

$$H_H = 2K_c / J_s \quad (2.4)$$

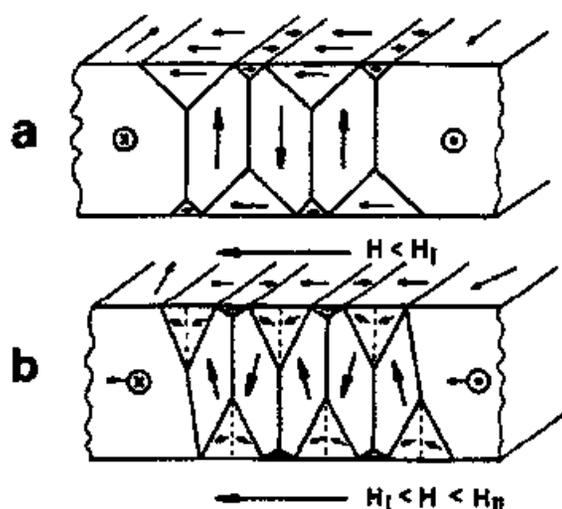


Figura 2-1. Processo de magnetização das lâminas finas. (a) crescimento dos domínios de fechamento para campos baixos ($H < H_I$). (b) Rotação da magnetização espontânea das lâminas finas para $H_I < H < H_H$ [16].

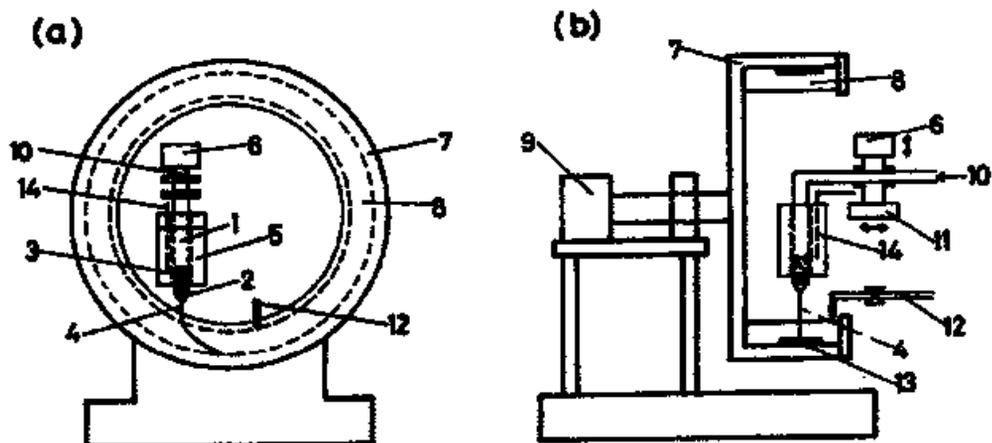
Este modelo apresentado é um exemplo de proposta de estrutura de domínios e processo de magnetização que explica razoavelmente bem muitos resultados experimentais. Além deste, outros exemplos, fundamentalmente não muito diferentes, podem ser encontrados na literatura.

3 Fios magnéticos amorfos e microfios magnéticos amorfos cobertos por vidro.

3.1 Técnica de produção dos fios amorfos convencionais.

Fios amorfos convencionais, do inglês “conventional amorphous wires (CAW), são obtidos pela chamada “in-rotating-water-quenching technique” introduzida originalmente

por Masumoto *et al.* em 1981[22]. Tal técnica consiste em fundir a liga, através de uma bobina de indução, em uma atmosfera de argônio e, pela ação de um pistão de ar, ejetá-la por um capilar de rubi fixo na extremidade de um tubo de quartzo, em água fria que está girando em alta velocidade. O líquido ejetado é rapidamente solidificado na forma de um fio contínuo. A Figura 3-1 mostra, esquematicamente, o aparato em questão. A velocidade de rotação do disco, de aproximadamente 50 cm de diâmetro, é da ordem de algumas centenas de rpm, e a profundidade da água refrigerante é em torno de alguns cm. Maiores informações e detalhes a respeito da técnica podem ser encontrados no trabalho original de Masumoto *et al.*, na Ref.[22].



1. Tubo de quartzo.
2. Rubi.
3. Liga derretida.
4. Liga ejetada.
5. Forno elétrico.

6. Pistão de ar.
7. Disco giratório.
8. Água resfriadora.
9. Motor.
10. Gás argônio.

11. Traverso.
12. Tubo fornecedor de água.
13. Fio solidificado.
14. Termopar.

Figura 3-1. Ilustração esquemática do aparato de *in-rotating-water-quenching technique*. (a) vista frontal e (b) vista lateral[22].

3.2 Técnica de produção dos microfios amorfos cobertos por vidro.

A idéia de preparar microfios amorfos cobertos por vidro (*Amorphous Glass Covered Microwires* – AGCW, em inglês), com diâmetros metálicos entre 10 e 40 μm , originou-se dos estudos iniciais feitos por Taylor na década de 20 [23] e aperfeiçoados por Ulitovskiy [24] em 1957. Um diagrama esquemático deste método, chamado de *Taylor-Ulitovskiy*, pode ser visto na Figura 3-2.

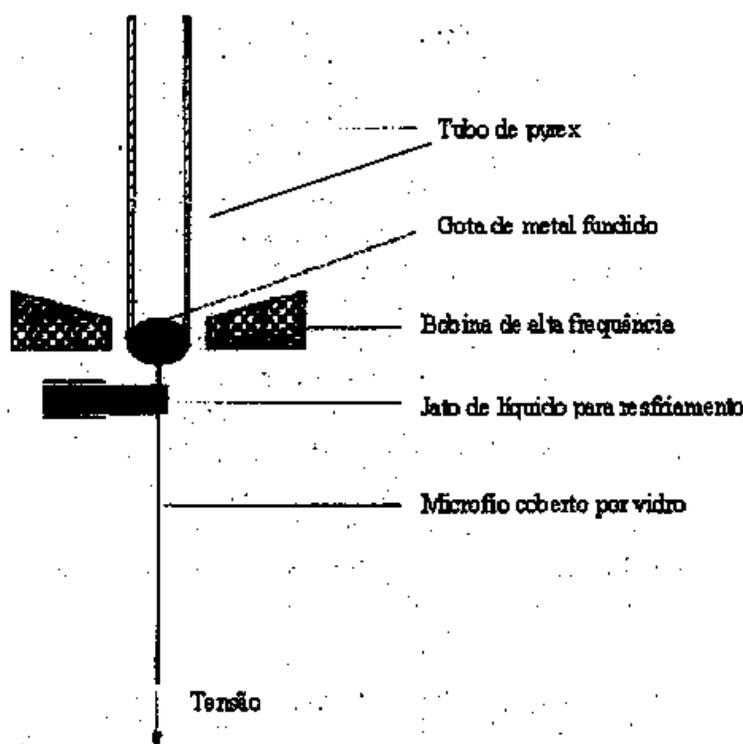


Figura 3-1. Representação esquemática da técnica de *Taylor-Ulitovskiy* [13].

3-2

Neste método, os constituintes metálicos que irão se transformar no caroço metálico do microfio são colocados dentro de um tubo de vidro *pyrex* com uma extremidade selada. Um forno de indução a alta frequência funde quase que simultaneamente tanto os

constituintes metálicos quanto o tubo de vidro. Através de um sistema mecânico de rotação, o fio é extraído e, logo após, um jato de água resfria o material inicialmente fundido formando um composto muito fino que possui um caroço metálico interno e uma capa isolante de vidro na parte externa, ambos amorfos. É importante mencionar que, dentro do tubo, é necessário uma atmosfera de gás inerte (geralmente argônio) com o objetivo de evitar a oxidação do metal. Maiores detalhes a respeito deste método, tais como o controle do diâmetro metálico bem como da espessura da camada de vidro, cuidados antes, durante e depois do procedimento podem ser encontrados na Ref. [13].

3.3 Propriedades magnéticas dos fios amorfos em geral (CAW e AGCW).

As propriedades físicas gerais dos materiais metálicos representam um conjunto único jamais encontrado antes em nenhuma outra categoria de materiais. Neste texto iremos considerar apenas as propriedades magnéticas dos fios e microfios, sendo que os leitores poderão encontrar detalhes sobre suas propriedades mecânicas, elétricas e químicas na Ref. [13].

Primeiramente iremos tratar das propriedades magnéticas dos fios amorfos convencionais, pois muito do que se sabe a respeito das propriedades magnéticas dos AGCM é baseado nos numerosos resultados já publicados sobre os CAW.

Para facilitar, quando tratarmos de propriedades comuns aos CAW e aos AGCW, designaremos a amostra apenas pela denominação de fio. Porém, ficará claro no texto quando a mencionada característica for particular de um dos dois materiais.

3.3.1 A estrutura de domínios.

Desprezando a anisotropia magnetocristalina, assim como no caso das fitas, devemos considerar anisotropias magnéticas de dois tipos responsáveis pela determinação da estrutura de domínios dos fios: a anisotropia de forma, cuja origem está relacionada a fatores geométricos da amostra e a anisotropia magnetoelástica, de maior importância, que surge a partir do acoplamento entre a magnetostricção e tensões internas originárias do processo de fabricação. O termo de anisotropia magnetoelástica se torna ainda mais relevante nos fios que apresentam menores razões raio-comprimento, devido aos reduzidos efeitos de desmagnetização, e nos microfios cobertos por vidro, devido as altas tensões internas induzidas pela camada de vidro.

Sendo assim, o comportamento magnético dos fios depende fortemente da composição, a qual é diretamente responsável pela determinação do sinal e da magnitude da constante de magnetostricção, e também da distribuição das tensões internas induzidas durante a preparação dos fios pois, como já foi dito, a energia magnetoelástica proveniente do acoplamento entre estas tensões e a magnetostricção é o principal fator que controla a distribuição dos eixos de anisotropia (eixos de fácil magnetização) e a formação da estrutura de domínios nestes fios. Feitas estas considerações, para podermos explicar o comportamento magnético derivado das estruturas de domínios propostas por vários autores, o conhecimento das tensões internas presentes nos fios e microfios se torna necessário, e tal investigação, do ponto de vista teórico e experimental, tem sido resultado de vários trabalhos ao longo dos últimos vinte anos, como pode-se comprovar nas Refs.[25, 26], no caso dos CAW e nas Refs.[27-30], no caso dos AGCW.

Em geral, a estrutura de domínios destes fios consiste em um caroço cilíndrico com eixo de fácil magnetização axial bem definido e em uma camada externa, que exhibe eixo de fácil magnetização transversal. No caso de amostras com magnetostricção positiva (fios a base de ferro) o eixo de fácil magnetização na camada externa é radial. Já para fios com magnetostricção negativa (fios a base de cobalto) a direção de fácil magnetização é circular. O alto efeito desmagnetizante presente no caso de magnetização puramente circular, como no caso dos fios a base de ferro, é reduzido por meio de domínios de fechamento que surgem na superfície.

Por outro lado, mesmo em fios que apresentam uma razão raio-comprimento muito pequena, o efeito desmagnetizante longitudinal, devido a magnetização do caroço interno, pode dar origem a uma estrutura de domínios de fechamento nas extremidades do fio. Tal estrutura de fechamento se estende para o interior do fio por uma distância efetiva L que pode ser interpretada como o comprimento de correlação entre as energias magnetostática e magnetoelástica. A existência desta estrutura de fechamento nas extremidades do fio determina um comprimento crítico, definido como sendo o dobro de L , para que se possa observar um comportamento magnético bistável das amostras, já que tal comportamento exige a existência de um monodomínio[14]. A estrutura de domínios resultante das observações acima representa o modelo denominado “caroço-camada” e pode ser vista, sem os domínios de fechamento nas extremidades, na Figura 3-3 [31].

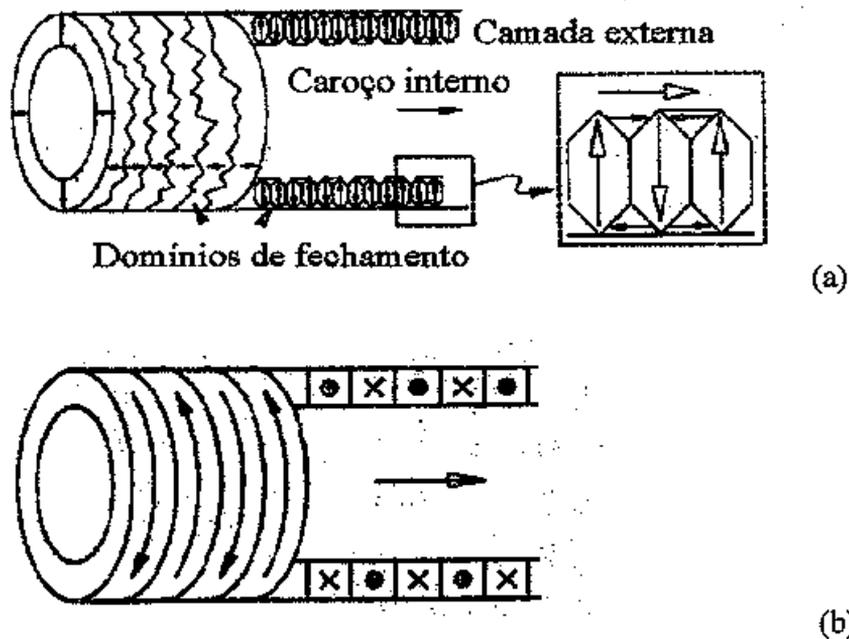


Figura 3-1. Diagrama simplificado do modelo "caroço-camada" para (a) fio de magnetostricção positiva e (b) fio de magnetostricção negativa [31].

3.3.2 Processo de magnetização axial.

A biestabilidade magnética, mostrada na Figura 2-2 (b) e (c), é observada espontaneamente em amostras caracterizadas por uma forte anisotropia magnetoelástica com eixo fácil longitudinal, isto é, para uma combinação de altos valores de magnetostricção e tensões internas. Tais características são encontradas em fios amorfos a base de Fe ou de Co com alta magnetostricção, não dependendo de seu sinal. Para microfios amorfos (cobertos por vidro), a biestabilidade é observada em amostras a base de Fe com magnetostricção positiva mesmo quando seu valor é muito pequeno ($\approx 10^{-8}$) [14]. Isto se deve as altas tensões internas, provenientes do método de fabricação, que tais microfios apresentam.

Ao aplicar um campo magnético longitudinal e antiparalelo à magnetização de remanência, os domínios de fechamento já existentes nos extremos do fio, crescem para o centro do mesmo. Quando o campo aplicado toma o valor do chamado campo de reversibilidade da magnetização (*switching field*) uma das duas paredes de domínios das estruturas de fechamento se desprende e se move irreversivelmente para o outro extremo do fio, dando origem a uma repentina e brusca mudança no valor da magnetização. A velocidade de propagação da parede depende da intensidade da anisotropia axial e toma valores típicos da ordem de 50-500 m/s [32]. Durante a propagação, a parede toma forma quase-planar [33] ou cônica [34]. Maiores detalhes a respeito da propagação de tal parede de domínio bem como sobre a dinâmica da propagação podem ser encontrados nas refs. [35, 36]. A Fig. 3-4 mostra esquematicamente a estrutura de domínios durante o processo de magnetização reversa dentro do caroço interno do fio.

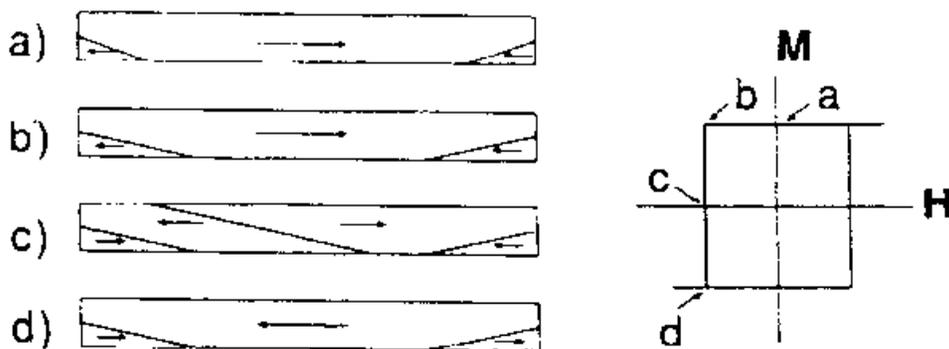


Figura 3-1. Representação esquemática da estrutura de domínios (as setas indicam a orientação da magnetização em cada domínio) do caroço interno para os diferentes estágios do processo de magnetização e os correspondentes estágios na curva de histerese [14].

A biestabilidade magnética aparece em amostras com um caroço interno magnetizado axialmente muito bem definido. O valor particular do campo de

reversibilidade depende tanto da historia térmica do material quanto da eventual aplicação de tensão mecânica externa [37]. Tem sido mostrado que tal campo depende da densidade de energia armazenada nas paredes que definem a estrutura de fechamento de domínios nas extremidades do fio e também do campo desmagnetizante efetivo, H_d [38], ou seja:

$$H_s = \gamma (AK)^{1/2} - H_d \quad (3.1)$$

onde γ é um fator geométrico relacionado com as paredes, A é a constante de troca e K é a constante de anisotropia que determina a energia armazenada na parede.

Em resumo, a existência da biestabilidade magnética axial requer uma anisotropia magnetoelástica suficientemente forte, com eixo fácil na direção axial. Tal exigência não é satisfeita em dois casos: (i) em fios amorfos com magnetostricção muito baixa, para os quais a fraca anisotropia magnetoelástica axial permite facilmente a formação de uma estrutura de multidomínios no caroço interno [39], e (ii) em microfios amorfos cobertos por vidro com alta magnetostricção negativa. Neste caso a alta anisotropia magnética circular não permite a formação de um caroço interno, suficientemente volumoso, com magnetização axial [40]. Nestes casos, o processo de magnetização axial é dominado pelas rotações das paredes de domínios que formam a estrutura de domínios transversal da camada externa. Tal processo de magnetização é caracterizado por uma curva de histerese quase linear que apresenta um campo de saturação equivalente ao campo de anisotropia transversal da camada metálica próxima a superfície do fio. Um exemplo de curva de histerese característica de um microfio coberto por vidro a base de Co (magnetostricção negativa) é mostrado na Figura 3-5.

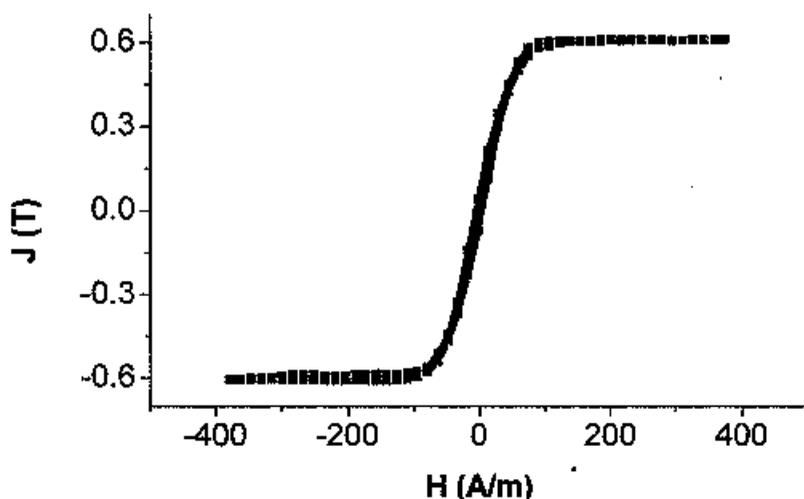


Figura 3-2. Curva de histerese para um microfio amorfo coberto por vidro de $\text{Co}_{68,35}\text{Fe}_{4,4}\text{Si}_{12,25}\text{B}_{15}$, como fabricado, com $\lambda_s \approx -5 \times 10^{-7}$.

Na Fig. 3-5 podemos identificar um processo de magnetização axial dominado por rotação de domínios cujo campo de anisotropia está em torno de 100 A/m. Este resultado é fruto do trabalho desta tese e será discutido com maiores detalhes no capítulo VI.

3.3.3 Processo de magnetização circular.

Nesta seção consideraremos a mudança na componente circular da magnetização, M_ϕ , mediante aplicação de um campo magnético circular H_ϕ . Este processo de magnetização circular também pode ser chamado de efeito magnetoindutivo[41]. Tipicamente, o campo circular é criado pela passagem de uma corrente, I , ao longo do fio. O campo magnético gerado é radialmente não homogêneo, sendo dado por:

$$H_\phi = Ir / (2\pi r_0^2) \quad (3.2)$$

onde r e r_0 são os valores da coordenada radial e o raio do fio, respectivamente.

Por outro lado, sabemos que mudanças na magnetização circular induzem uma tensão nas extremidades do fio, a qual se soma à diferença de potencial que deu origem à corrente I . Esta tensão magnetoindutiva é proporcional à derivada temporal da componente circular da magnetização, ou seja:

$$V_m = (\mu_0 RL) \left(dM_\phi / dt \right) \quad (3.3)$$

onde L é o comprimento do fio.

Consequentemente, para se obter o valor da magnetização circular se faz necessário integrar V_m . Detalhes experimentais para se obter a curva de histerese circular podem ser encontrados na Ref.[42].

Devido ao fato de que fios amorfos com magnetostricção negativa apresentam, pelo menos na camada externa, anisotropia circular, suas curvas de histerese circular geralmente apresentam grandes saltos Barkhausen (biestabilidade). Fios com magnetostricção aproximadamente nula podem apresentar biestabilidade circular desde que submetidos a tratamentos térmicos mediante aplicação de tensão, os quais induzirão anisotropia circular relativamente homogênea. Maiores detalhes a respeito de tratamentos térmicos serão fornecidos na próxima seção.

4 Tratamentos térmicos pós-fabricação.

Tratamentos térmicos são procedimentos usuais aplicados, geralmente, para melhorar as características mecânicas dos materiais ferromagnéticos amorfos, sendo estes fitas, CAW ou AGCW. O papel básico dos tratamentos é modificar a estrutura de um dado material fazendo surgir outras fases, ou simplesmente promover uma relaxação nas tensões internas, o que pode diminuir a anisotropia magnética. Outros efeitos, tais como modificar a

orientação do eixo fácil de magnetização ou mudar a configuração da estrutura de domínios, também se tornam possíveis mediante tratamentos térmicos.

O tratamento térmico pode ser mais efetivo quando é realizado mediante aplicação de tensões mecânicas externas, campo magnético ou ambos. Tais tipos de tratamento são vastamente empregados quando se deseja modelar a curva $M \times H$ para uma dada aplicação, ou seja, induzir anisotropia magnética específica ou simplesmente reforçar a já existente.

Durante o tratamento térmico, as amostras são geralmente aquecidas em um forno convencional. Porém, nos últimos anos, a técnica denominada “aquecimento Joule”, tem sido vastamente utilizada. Tal técnica consiste em aproveitar o calor gerado pela passagem de uma corrente elétrica pela amostra.

Neste trabalho foram utilizados tratamentos térmicos em forno convencional com ou sem a aplicação de tensão porém, grande parte do trabalho (em microfios amorfos cobertos por vidro), foi utilizado o aquecimento Joule, também mediante tensão externa ou sem a aplicação da mesma. Sendo assim, uma abordagem mais detalhada acerca deste tipo não convencional de tratamento será dada nas seções seguintes.

4.1 Aquecimento Joule.

Técnicas não convencionais de tratamento térmico se desenvolveram muito nos últimos 20 anos, principalmente devido a possibilidade de se observar novas fases metaestáveis[43]. Estas técnicas normalmente promovem altas variações de temperatura em um curto intervalo de tempo e podem ser exploradas, além de induzir anisotropias, na produção de estruturas cristalinas em materiais amorfos. Devido à simplicidade e baixo custo, muitos têm sido os trabalhos que exploram o aquecimento Joule como nova técnica de tratamento térmico. No aquecimento Joule a amostra metálica é seu próprio forno, já que

a corrente de tratamento passa através da amostra fazendo com que esta aqueça devido ao efeito Joule.

O aquecimento Joule foi primeiramente utilizado como alternativa de tratamento térmico em 1983, no trabalho de Jagielinsky[43]. O tratamento era feito aplicando-se um pulso de corrente de duração e amplitudes definidas. A técnica foi denominada como *flash annealing* devido à curta duração e a alta intensidade da corrente aplicada. Já foi amplamente comprovado que o aquecimento Joule pode apresentar vantagens em relação ao tratamento em forno convencional. Em alguns casos, materiais tratados por aquecimento Joule apresentaram propriedades magnéticas melhores do que aqueles tratados em forno convencional [43, 44]. Além disso, o tratamento por aquecimento Joule não compromete seriamente as propriedades mecânicas e químicas destes materiais como acontece nos fornos convencionais. A desvantagem está na dificuldade em se obter homogeneidade volumétrica na temperatura e também no controle preciso da temperatura de tratamento.

Em 1993, Allia *et al.* apresentaram um modelo teórico simples que permitia estimar a temperatura de um material metálico, na forma de fita, durante o tratamento por aquecimento Joule [45]. Em 1995, Knobel *et al.* apresentaram o mesmo cálculo para fios[46] no qual consideraram flutuações no diâmetro do fio, concluindo que, para variações em torno de 2 – 5% no diâmetro do fio ($\delta a/a$) resulta em variações da temperatura do centro do fio menores que 5 K. Um ano mais tarde, Chiriac *et al.* apresentaram cálculos considerando a distribuição radial da temperatura em fios amorfos. Neste último trabalho, a dependência linear da resistividade com a temperatura também foi considerada[47]. Para microfios amorfos cobertos por vidro, encontramos na literatura o trabalho de Chiriac *et al.*[48]. no qual a distribuição radial de temperatura também é

modelada. Apresentaremos brevemente nesta seção, o modelo usado em microfios cobertos por vidro sem considerarmos transformações estruturais [48], e também o modelo apresentado por Chiriac *et al.* no qual foi considerado a dependência linear da resistividade com a temperatura. O desenvolvimento da teoria para o caso de fitas com e sem transformações estruturais está nas Refs.[49, 50]. Já o modelo para microfios com transformações estruturais pode ser encontrado também na Ref.[48].

A análise termodinâmica do aquecimento Joule prevê que uma parte do calor, liberado pelo efeito Joule, seja usada no aumento da temperatura da amostra e outra parte seja dissipada. A taxa de aumento da temperatura da amostra é função de sua capacidade calorífica. O calor pode ser dissipado por radiação, condução e convecção. Como os tratamentos térmicos são feitos muito abaixo da temperatura de evaporação dos metais e o contato com gases é minimizado fazendo-se vácuo na região da amostra, costuma-se desprezar as perdas por convecção. As perdas por condução são modeláveis se o material perde calor apenas para reservatórios térmicos a temperaturas fixas, como pode ser o caso dos contatos elétricos. Em amostras com alta razão superfície-volume ($S/V \approx 10^5 \text{m}^{-1}$), como fitas e fios finos[49], as perdas por radiação podem ser modeladas pela teoria de Stefan-Boltzmann para a radiação do corpo negro, ou seja, a taxa de emissão de calor aumenta com a quarta potência da temperatura do corpo.

Sendo assim, vamos considerar um microfio amorfo coberto por vidro (AGCM) com caroço metálico de raio a e com raio total (metal + vidro) b . A Figura 4-1 mostra o diagrama esquemático de tal microfio. O uso das coordenadas cilíndricas é mais apropriado para a simetria do problema. Para simplificar, assumiremos que a transferência de calor relevante ocorre apenas na direção radial.

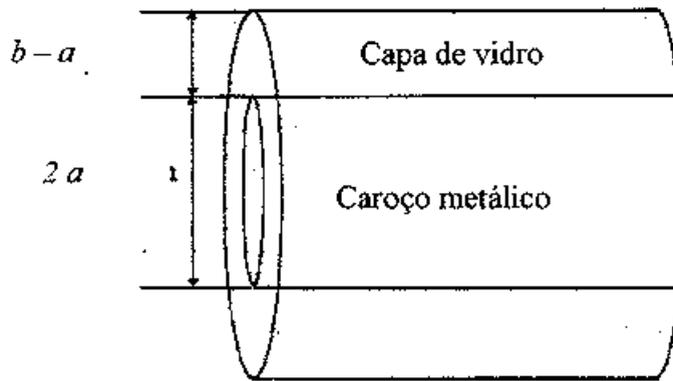


Figura 4-1. Diagrama esquemático de um micro fio amorfo coberto por vidro: a é o raio do caroço metálico e b é o raio total do micro fio (metal + vidro).

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

-para o metal ($0 \leq r \leq a$):

$$\frac{dT_m}{dr} = -\frac{1}{2} \frac{j^2 \rho}{\kappa} r^2 \tag{4.1}$$

-para o vidro ($a \leq r \leq b$):

$$\frac{dT_g}{dr} = \frac{B}{r} \tag{4.2}$$

Onde o índice m se refere ao caroço metálico e g a capa de vidro, j é a densidade de corrente no fio metálico, ρ é sua resistividade e κ sua condutividade térmica. B é um coeficiente que depende do calor gerado no micro fio devido ao efeito Joule.

As soluções gerais para as duas regiões são dadas por:

-metal:

$$T_m = C - \frac{1}{4} \frac{j^2 \rho}{\kappa} r^2 \quad (4.3)$$

-vidro:

$$T_g = A + B \ln r \quad (4.4)$$

Para determinar as soluções exatas, deve-se impor as seguintes condições de contorno:

O fluxo de calor na interface metal-vidro deve ser contínuo:

$$\kappa \frac{dT_m}{dr} = \kappa_g \frac{dT_g}{dr} \quad (4.5)$$

Na interface metal-vidro, a temperatura em ambas 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:

$$\left. \frac{dT_g}{dr} \right|_{r=b} = -\frac{\sigma \varepsilon}{\kappa_g} (T^4(b) - T_0^4) \quad (4.7)$$

Onde σ é a constante de Stefan-Boltzmann, ε , a emissividade e T_0 , a temperatura ambiente.

Após alguma algebra, cujos detalhes podem ser encontrados na Ref. [48], temos as seguintes soluções exatas:

$$T_m(r) = \frac{1}{4} \frac{I^2 \rho}{\pi^2 a^2 \kappa} \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 + 2 \frac{\kappa}{\kappa_g} \ln \left(\frac{b}{a} \right) \right] + \left(T_0^4 + \frac{1}{2\pi^2 a^2 b} \frac{I^2 \rho}{\sigma \varepsilon} \right)^{1/4} \quad (4.8)$$

$$T_g(r) = \frac{1}{2} \frac{I^2 \rho}{\pi^2 a^2 \kappa} \ln \left(\frac{b}{r} \right) + \left(T_0^4 + \frac{1}{2\pi^2 a^2 b} \frac{I^2 \rho}{\sigma \varepsilon} \right)^{1/4} \quad (4.9)$$

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

Usando (4.8) e (4.9), podemos achar 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 micro fio de $\text{Fe}_{77,5}\text{Si}_{7,5}\text{B}_{15}$ com $a = 9 \mu\text{m}$ e $b = 18 \mu\text{m}$. Os parâmetros utilizados nos cálculos dos autores foram: $\kappa = 30 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$, $\kappa_g = 1,177 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$, $\rho = 1,3 \times 10^{-6} \Omega\text{m}$, $T_0 = 0^\circ\text{C}$.

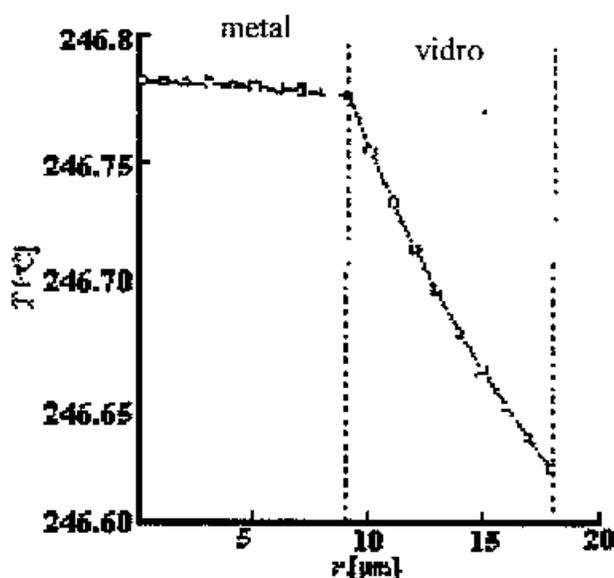


Figura 4-2.[48] Distribuição radial de temperatura calculada para um micro fio amorfo coberto com vidro de FeSiB com $a = 9$ e $b = 18$. O valor da corrente é de $I = 17,8$ mA.

Como já foi dito, em 1996, Chiriac *et al.*[47] apresentaram cálculos sobre a distribuição radial da temperatura em fios amorfos, considerando também a dependência linear da resistividade com a temperatura. Neste trabalho não foi considerado o gradiente de temperatura ao longo do comprimento da amostra, apenas sua distribuição radial. Desconsiderando novamente perdas por convecção e utilizando o sistema de coordenadas cilíndrico (r, θ, z) sendo que a coordenada z representa o eixo do fio, se obtém a seguinte equação da distribuição de temperatura para este caso específico:

$$\frac{\chi}{r} \frac{d}{dr} \left[r \frac{dT}{dr} \right] + \frac{I^2 R_0}{SL} (1 + \alpha(T - T_0)) - P(T - T_0) = 0 \quad (4.10)$$

onde o segundo termo inclui a dependência da resistividade (ou, neste caso, resistência) com a temperatura, mediante o coeficiente α (TCR). Na equação acima r é a coordenada radial e está entre 0 e r_0 , o raio do fio. R_0 é a resistência do fio para temperatura ambiente T_0 e, S e L são a área da seção transversal da amostra e seu comprimento, respectivamente. Resolvendo (4.10) com as condições de que, para $r = 0$ deve-se ter temperatura finita e que, para $I = 0$ temos temperatura ambiente T_0 , teremos[47]:

$$T(r) = \left[T_0 + \frac{R_0 S^2 I^2}{2LP\pi^2 r_0^3} J_0 \left[r \sqrt{\frac{\alpha R_0 I^2}{SL\chi}} \right] \right]^{\frac{1}{4}} \quad (4.11)$$

A Figura 4-3 ilustra a dependência radial da temperatura em um fio para dois valores de corrente dc. Chiriac *et al.* observaram uma variação de temperatura muito pequena na seção transversal do fio, especialmente para valores baixos da corrente de tratamento (0,005 K para $I = 0,8$ A e 0,1 K para $I = 2$ A). Sendo assim, segundo este trabalho, podemos considerar que a temperatura é praticamente constante na seção reta do fio. Na Figura 4-3 podemos perceber também que há a ilustração da dependência temporal da temperatura porém, estes cálculos, apesar de terem sido feitos pelos autores, foram omitidos neste texto.

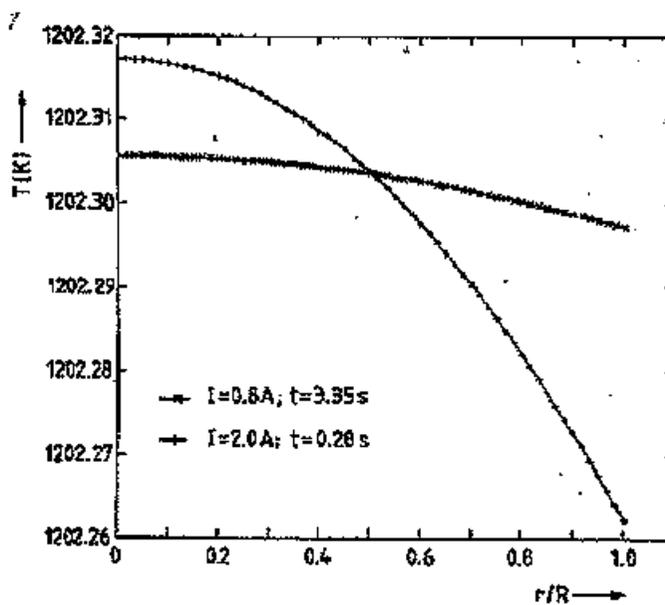


Figura 4-3. Dependência radial da temperatura para dois valores de corrente de aplicados ($\times I = 0.8 \text{ A}$, $t = 3.35 \text{ s}$ e $I = 2 \text{ A}$, $t = 0.28 \text{ s}$).

Com respeito a dependência axial da temperatura, trabalhos encontrados na literatura [48] apontam também para uma uniformidade em mais de 90% do fio. No capítulo VI apresentaremos resultados de GMI em microfios que evidenciam a não uniformidade axial de temperatura, demonstrando mais uma utilidade da GMI como ferramenta de pesquisa.

4.2 Tratamento térmico mediante aplicação de tensão.

Quando um material é tratado mediante a aplicação de tensão, existem três efeitos que podem ocorrer: (1) o material pode experimentar uma deformação elástica devido a tensão aplicada, (2) pode também experimentar uma deformação irreversível, denominada de “*creep*”, durante o tratamento, e (3) dependendo do sinal da magnetostricção a tensão aplicada pode orientar os domínios magnéticos na direção da tensão ou perpendicular a esta, proporcionando assim, para temperaturas abaixo de T_c , a indução de anisotropia por campo. É importante então saber quais destes processos estão ocorrendo e assim determinar

a anisotropia resultante induzida. Trataremos apenas da anisotropia *creep*, a qual traduziremos simplesmente por anisotropia induzida por tensão, pois geralmente, por ser um efeito irreversível, é o único efeito desejado quando se realiza tratamento mediante aplicação de tensão.

Quando uma tensão mecânica uniaxial é aplicada em uma solução sólida, magnética ou não, intersticial ou substitucional, sob temperatura suficientemente alta de modo a favorecer a difusão atômica, a distribuição dos átomos do soluto irá se tornar anisotrópica. Em uma solução intersticial, por exemplo, os átomos do soluto irão ocupar preferencialmente sítios na direção da tensão aplicada simplesmente devido ao alongamento causado pela tensão nesta direção. Em uma solução substitucional, o eixo dos pares de átomos poderão se orientar paralela ou perpendicularmente à direção da tensão, fato que dependerá do material. Em ambos os casos a distribuição anisotrópica do soluto permanecerá após o resfriamento da liga a uma temperatura onde a difusão atômica não ocorre.

No caso de materiais magnéticos, devido a interação magnetoelástica causada pela magnetostricção do material, a tensão aplicada irá reorientar a estrutura de domínios da amostra. Se a constante de magnetostricção λ_s for positiva os domínios irão se orientar paralelamente à tensão aplicada e, se λ_s for negativa, os domínios se orientarão perpendicularmente à direção da tensão. A anisotropia induzida resultante dependerá do material e também da temperatura de tratamento, pois teremos contribuição de duas forças independentes, tensão e magnetização, agindo na distribuição dos átomos na liga, sendo que o efeito da orientação dos domínios magnéticos só atua a temperaturas menores que T_c .

Em 1985 Nielsen *et al.*[51] resumiram o conhecimento sobre anisotropia induzida por tensão (*creep*) que se tinha até aquele momento. Nesse trabalho concluíram que há dois mecanismos competindo na determinação da anisotropia induzida. O modelo proposto para explicar os resultados experimentais consistia em considerar que a constante de anisotropia induzida, K_u^σ , neste caso seria resultado da composição de duas contribuições, ou seja:

$$K_u^\sigma = K_{an} + K_{pl} \quad (4.12)$$

onde K_{an} é a componente anelástica e K_{pl} é a componente plástica da constante de anisotropia induzida por tensão, K_u^σ .

Foi observado que a componente K_{an} induz um eixo difícil de magnetização na direção do eixo da amostra enquanto que K_{pl} induz um eixo fácil de magnetização ao longo do eixo da amostra. A componente anelástica (K_{an}) seria reversível após a remoção da tensão a alta temperatura ou após um tratamento térmico sem tensão, ou seja, após um relaxamento. Por outro lado a componente plástica (K_{pl}) seria irreversível.

Kraus *et al.* [52] estudaram a influência da presença de elementos metalóides em ligas de $Fe_{80}B_{20-x}Si_x$ ($2 < x < 10$) e concluíram que a anisotropia induzida é completamente reversível e depende fortemente da composição da amostra.

Em outro trabalho[42], encontram-se os resultados da indução de anisotropia magnética por tratamento com tensão em fios de $(Fe_{0.06}Co_{0.94})_{72.5}Si_{12.5}B_{15}$. Para temperaturas baixas e tempos de tratamento curtos observou-se um fraco eixo fácil de magnetização ao longo do eixo do fio. A medida que elevou-se a temperatura e o tempo de tratamento observou-se que eixos difíceis de magnetização começaram a ser induzidos ao longo do eixo do fio. Nesse estudo ficou comprovado também que a anisotropia induzida é completamente reversível. Isto significa que há apenas a contribuição da componente

anelástica K_{an} na anisotropia total induzida, o que nos faz concluir que o modelo proposto por Nielsen[51] não está completamente em concordância com a realidade. Kraus supôs que a anisotropia plástica induzida, observada por Nielsen, pode ter origem no fato de não terem sido consideradas temperaturas e tempos de relaxamento suficientes para o completo desaparecimento da anisotropia.

Kraus e colaboradores propuseram então um modelo baseado na anisotropia direcional para explicar a mudança de sinal na constante de anisotropia durante o tratamento[42]. Tal modelo considera que a anisotropia induzida é resultado da competição entre dois termos que, por sua vez, são originados por dois tipos de ordenamentos de pares de átomos (Co-Co e Co-Fe), onde a contribuição do par Fe-Fe foi desprezada devido à baixa concentração de Fe nestas ligas a base de Co. Se as contribuições referentes aos dois tipos de pares de átomos possuírem sinais opostos, o comportamento da constante de anisotropia pode ser satisfatoriamente explicado. O efeito da tensão aplicada favorecerá o ordenamento dos pares de modo que seu eixo se orientará preferencialmente na direção perpendicular à tensão aplicada. O fato das duas contribuições possuírem sinais opostos é que um tipo de par induzirá um eixo fácil de magnetização paralelo ao eixo da amostra enquanto o outro tipo induzirá um eixo difícil nesta direção. O valor positivo da constante de anisotropia encontrado para baixas temperaturas e tempos de tratamentos curtos se deve ao fato de que o ordenamento de pares atômicos que induzem um eixo difícil na direção do eixo da amostra é privilegiado para baixas energias de ativação [42].

Com este capítulo conclui-se que tratamentos térmicos, mediante aplicação de tensão ou não, se mostram uma ferramenta muito importante para o estudo e aplicações da GMI, uma vez que modela, de forma relativamente simples, a curva de histerese das amostras, o que, em última instância, significa modificar de forma controlada as

propriedades magnéticas dos materiais estudados. Em particular, o aquecimento Joule, devido a simplicidade e eficiência, pode ser vastamente utilizado, principalmente nos casos dos microfios amorfos cobertos por vidro pois, devido a camada vítrea isolante, até mesmo a necessidade de uma câmara de vácuo pode ser desconsiderada.

Capítulo III

Magnetoimpedância Gigante em Materiais Amorfos

1 Introdução

Este capítulo fornecerá uma revisão atual, com ênfase em uma abordagem didática, da pesquisa acerca do fenômeno da magnetoimpedância gigante. Em particular, estudos em fitas e fios serão discutidos com detalhes.

Ferromagnetos amorfos, tanto na forma de fitas, fios ou filmes finos constituem uma classe de materiais excelente para se observar, estudar e aplicar o efeito da magnetoimpedância gigante (*giant magnetoimpedance* – GMI, em inglês).

O efeito da GMI consiste na variação, geralmente grande, da impedância elétrica complexa do material mediante a aplicação de campo magnético dc externo. Apesar deste efeito ter sido originalmente observado em 1935[53], foi apenas em 1994 que a GMI passou a ser intensivamente investigada, principalmente pela enorme potencialidade de aplicação em sensores magnéticos[5, 54-56]. Nestes últimos anos, muito se desenvolveu na busca do entendimento dos mecanismos físicos da GMI, e inclusive já existem no mercado alguns dispositivos que fazem uso deste fenômeno.

A Figura 1-1 nos mostra a representação esquemática da geometria de medida de GMI. Maiores detalhes a respeito dos sistemas experimentais envolvidos com o fenômeno serão apresentados na seção 3 deste mesmo capítulo.

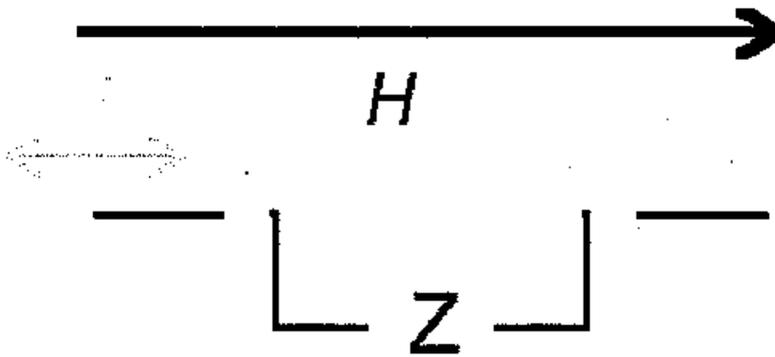


Figura 1-1. Esquema da geometria de medida envolvida no experimento de GMI.

Genericamente falando, o efeito do campo magnético externo é, simplesmente, provocar mudanças na permeabilidade magnética efetiva do material, a qual, por sua vez, determina a distribuição de campos e correntes no interior das amostras. Quando o material em questão é magneticamente doce, sua permeabilidade pode ser alterada de várias ordens de grandeza por um campo magnético relativamente pequeno (alguns Oe). Estas mudanças provocam grandes variações nos campos internos e na densidade de corrente e, conseqüentemente, na impedância da amostra. O efeito da magnetoimpedância gigante é fortemente dependente da frequência da corrente que passa pela amostra (corrente de medida) e também das anisotropias magnéticas presentes no material, fatores que dão origem a novos e interessantes fenômenos magnéticos. Recentemente foram publicados alguns artigos de revisão [57-59].

No que se refere a materiais, a GMI foi inicialmente observada em fitas magnéticas amorfas[55, 60] e em fios amorfos[61, 62]. Desde então o efeito tem sido estudado em vários sistemas, incluindo materiais comerciais, tais como o *mumetal* e o *permalloy* [63, 64], em filmes finos[60, 65], estruturas tipo multicamadas [66, 67], microfios amorfos cobertos por vidro[68-71], estruturas nanocristalinas[72, 73], entre outros. Cada sistema

apresenta propriedades peculiares oriundas de sua estrutura particular. A maioria dos sistemas são muito interessantes para aplicações e muitos deles já foram testados como protótipos de sensores em laboratório.

Do ponto de vista teórico, a pesquisa em GMI se iniciou com modelos fenomenológicos desenvolvidos para se entender alguns aspectos básicos encontrados nos dados experimentais, tais como a dependência com a frequência da corrente de medida e com o campo aplicado, bem como a presença, em alguns casos, de uma estrutura de duplo pico na curva da impedância (ou variação relativa da mesma) versus campo externo aplicado em materiais com anisotropias magnéticas específicas. Mais tarde, as pesquisas teóricas da GMI envolveram descrições mais apuradas, baseadas na equivalência formal entre a GMI e a ressonância ferromagnética. Após adaptações apropriadas da configuração geométrica e das condições de contorno, foi possível obter uma descrição mais precisa do fenômeno. Este fato abriu novas perspectivas no estudo da GMI porém, trouxe maiores complicações matemáticas para o entendimento do efeito. Por outro lado, um entendimento mais profundo do mecanismo por trás da GMI permite a previsão, sob condições particulares, de alguns comportamentos esperados, fazendo da GMI uma nova ferramenta na investigação de propriedades magnéticas intrínsecas e extrínsecas de materiais magnéticos duros, tais como os ferromagnetos amorfo.

Sendo assim, as próximas seções darão ênfase para a abordagem teórica do fenômeno bem como a utilização do mesmo em dispositivos, ou seja, sua aplicação tecnológica e, por fim no uso da GMI como ferramenta de caracterização de metais ferromagnéticos. Serão comentados também os vários sistemas comumente usados para se medir GMI. Toda a discussão procurará separar o efeito, na medida do possível, em três

regimes de frequências nos quais comumente é observado, como ficará claro já na próxima seção.

2 GMI: Aspectos básicos e teoria.

O efeito da magnetoimpedância gigante pode ser grosseiramente separado em três regimes diferentes, dependendo da frequência f da corrente de medida I que passa através da amostra: (1) para baixas frequências (no intervalo de 0.01 a 10 kHz) as variações na tensão nos extremos da amostra, devido ao campo aplicado, se devem, principalmente, ao chamado efeito magnetoindutivo (MI) que foi extensivamente estudado pelo grupo do Prof. K. Mohri do Japão[41]; (2) para frequências mais altas (10 kHz a alguns MHz) o inicial e intensamente estudado efeito da magnetoimpedância gigante (GMI) é dominante. Neste intervalo de frequência, as mudanças na tensão nos extremos da amostra, mediante a aplicação de campo externo, são causados essencialmente pelas variações da profundidade de penetração magnética (*magnetic skin depth*) associadas a fortes mudanças na permeabilidade magnética em função de um campo magnético aplicado[54]; (3) para frequências muito altas (usualmente entre dezenas de MHz até GHz), o campo externo provoca uma variação ainda mais brusca no comprimento de penetração e mudanças enormes na impedância da amostra são observadas devido, principalmente, à ocorrência da ressonância ferromagnética (FMR)[74], que provoca drásticas mudanças na permeabilidade magnética efetiva do material. Obviamente, há uma larga região de transição de um regime para o outro, o que torna muito difícil estabelecer de forma precisa uma linha de fronteira de frequência entre dois regimes diferentes. Nas seções seguintes, cada regime será brevemente detalhado.

2.1 Regime de baixa frequência.

No regime de baixa frequência, a corrente de medida origina um campo circunferencial que varia com o tempo. No caso particular de uma amostra com forma cilíndrica, como um fio, a distribuição radial do campo pode ser considerada independente da frequência: $H_\phi = 2Ir/ca^2$ ($r \leq a$), onde r é a distância a partir do eixo central do fio, a é o raio do fio e c é a velocidade da luz (sistema de unidades CGS). Este campo causa uma mudança no fluxo magnético circular e, conseqüentemente, gera um campo elétrico E_z cuja derivada radial é dada por (mediante a condição de corrente com dependência senoidal com o tempo, $I = I_0 \exp[-i\omega t]$):

$$\frac{\partial E_z}{\partial r} = \frac{1}{c} \frac{\partial B_\phi}{\partial t} = -\frac{i\omega}{c} \mu_\phi H_\phi \quad (2.1)$$

onde a indução magnética circular B_ϕ é função de H_ϕ e μ_ϕ é a permeabilidade magnética diferencial circular: $\mu_\phi = \partial B_\phi / \partial H_\phi$. A condição de contorno para a equação (2.1) é de amplitude constante da corrente de medida. Neste caso, a tensão induzida nos extremos do fio é simplesmente determinada pelo campo elétrico na superfície, $E_z(a)$, como segue:

$$V_L = E_z(a)l = -(i\omega/c^2)L_i I \quad (2.2)$$

onde l é o comprimento do fio e L_i é a indutância do mesmo, dada por[56]:

$$L_i = 4l \int_0^a r dr \int_0^a \mu_\phi(r') r' dr' / a^4. \quad (2.3)$$

Isto significa que a tensão induzida é determinada pela indutância interna que, por sua vez, depende da distribuição espacial da permeabilidade circular no fio. Se o fio for homogêneo, com μ_ϕ independente da posição, a expressão para L_i fica simplesmente:

$L_i = \mu_\phi I/2$. Deste modo, quando uma corrente variando no tempo flui através de uma amostra ferromagnética, uma tensão alternada V_T (tensão total) surge entre as extremidades do material. Esta tensão total é dada pela soma complexa da tensão resistiva (*ohmica*), V_R , e da indutiva V_L : $V_T = V_R + V_L = R_{dc}I - (i\omega/c^2)L_i I$. Quando um campo magnético dc, H_{ex} , é aplicado, o campo efetivo interno na amostra muda. Como consequência, tanto a componente circular da magnetização quanto a da permeabilidade magnética também mudam, dando origem a uma mudança na tensão total nos extremos do fio. Uma vez que a impedância elétrica complexa da amostra é definida como sendo a razão entre a tensão total V_T nos extremos do material e a corrente de medida I , isto é, $Z = V_T/I = R_{dc} + i\frac{\omega}{c^2}L_i$, pode ser concluído que, para frequências relativamente baixas, a dependência da impedância com o campo magnético é atribuída ao termo indutivo, o qual é simplesmente proporcional à permeabilidade magnética $\mu_\phi(I, H_{ex}, f)$.

2.2 Regime de frequência moderada.

No regime de frequência moderada (10 kHz a alguns MHz), as mudanças na impedância complexa das amostras promovidas pela aplicação de um campo externo foram originalmente identificadas como sendo o efeito GMI. Tais mudanças drásticas foram logo interpretadas como sendo oriundas do efeito pele clássico (*skin effect*) em um condutor com alta permeabilidade efetiva que depende fortemente do valor do campo externo aplicado[5]. A impedância complexa Z de um condutor magnético cilíndrico é calculada na próxima seção[6].

2.2.1 Cálculo da impedância de um condutor metálico em forma de fio.

Vamos considerar as seguintes equações de Maxwell, no sistema CGS de unidades, para o caso de um material em forma de fio (para identificar grandezas vetoriais serão utilizadas tanto letras em negrito quanto flechas em cima das letras):

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.4)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.5)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} \quad (2.6)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0 \quad (2.7)$$

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (2.8)$$

Onde:

E é o campo elétrico, B é o campo indução magnética, H é o campo magnético, J é a densidade de corrente e σ é a condutividade do material.

Se considerarmos $H = 0$ teremos que o único campo magnético atuante no fio será aquele devido à passagem da corrente oscilatória. Sendo assim, tal campo terá simetria cilíndrica e nos permitirá trabalhar apenas com a permeabilidade circular do material, ou seja, μ_ϕ . Apesar de estarmos trabalhando com materiais ferromagnéticos vamos fazer a seguinte aproximação:

$$B_\phi = \mu_\phi H_\phi \quad (2.9)$$

Que substituindo na equação (2.4) teremos:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \mu_\phi \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (2.10)$$

Logo podemos escrever:

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = -\frac{1}{c} \mu_\phi \frac{\partial (\nabla \times \vec{H})}{\partial t} \quad (2.11)$$

E, a partir de (2.8):

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = -\frac{1}{c} \mu_\phi \frac{\partial \left(\frac{4\pi \vec{J}}{c} \right)}{\partial t} \quad (2.12)$$

Se considerarmos, juntamente com a equação (2.10) e (2.12), a seguinte identidade vetorial:

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = \nabla (\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} \quad (2.13)$$

Teremos a seguinte equação para o campo elétrico:

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{4\pi\sigma\mu_\phi}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.14)$$

Em coordenadas cilíndricas, sabemos que:

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \vec{E}}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} \quad (2.15)$$

Por simetria cilíndrica temos:

$$E_r = E_\phi = 0 \quad (2.16)$$

$$E_z = E_z(r) \neq 0 \Rightarrow E_z(r) = E \quad (2.17)$$

Logo, a partir de (2.13), ficamos com:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E}{\partial r} \right) - \frac{4\pi\sigma\mu_\phi}{c^2} \frac{\partial E}{\partial t} = 0 \quad (2.18)$$

Porém, se considerarmos E periódico, induzido possivelmente por uma corrente também periódica I , com uma frequência ω teremos:

$$E = E_0 e^{-i\omega t} \quad (2.19)$$

Logo:

$$\frac{\partial E}{\partial t} = -i\omega E_0 e^{-i\omega t} = -i\omega E \quad (2.20)$$

O que dá à equação (2.14) a seguinte forma:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E}{\partial r} \right) + \frac{4\pi i \sigma \omega \mu_\phi}{c^2} E = 0 \quad (2.21)$$

Vamos agora definir as seguintes grandezas:

$$\delta_m = \frac{c}{\sqrt{2\pi\sigma\omega\mu_\phi}} \quad (2.22)$$

$$k^2 = \frac{4\pi i \sigma \omega \mu_\phi}{c^2} = \frac{1+i}{\delta_m^2} \quad (2.23)$$

A quantidade δ_m é chamada da profundidade de penetração e nos dá a idéia da extensão da região próxima à superfície na qual flui a corrente I .

Teremos então a seguinte equação para resolver:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E}{\partial r} \right) + k^2 E = 0 \quad (2.24)$$

Ou, após algumas manipulações:

$$r^2 \frac{\partial^2 E}{\partial r^2} + r \frac{\partial E}{\partial r} + k^2 r^2 E = 0 \quad (2.25)$$

A equação (2.21), que sabemos se tratar de uma equação de Bessel de ordem zero, possui a seguinte solução:

$$E(kr) = A J_0(kr) e^{-i\omega t} \quad (2.26)$$

Onde A é uma constante.

Como sabemos que $H=H_\phi$ através da equação (2.4) tiramos sua representação:

$$(\nabla \times \vec{E})_{\phi} = -\frac{1}{c} \mu_{\phi} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \frac{\partial E_z}{\partial r} = \frac{\partial E}{\partial r} \quad (2.27)$$

Logo:

$$-\frac{\partial E}{\partial r} = \frac{i\omega\mu_{\phi}}{c} H_{\phi} \quad (2.28)$$

Sabendo que:

$$J'_0(u) = -J_1(u) \quad (2.29)$$

Teremos:

$$\frac{\partial E}{\partial z} = AkJ_1(kr)e^{-i\omega t} \quad (2.30)$$

E após algumas passagens, chegamos a seguinte expressão para o campo magnético:

$$H_{\phi}(kr) = -Ai \sqrt{\frac{4\pi\sigma i}{\omega\mu_{\phi}}} J_1(kr) e^{-i\omega t} \quad (2.31)$$

Para calcularmos a constante A basta aplicarmos a lei de Ampere ao fio, ou seja:

$$\oint_c \vec{B} \cdot d\vec{l} = \frac{4\pi}{c} I \quad (2.32)$$

Sendo a o raio do fio e considerando $\mu_{\phi}=1$ na superfície do fio, teremos:

$$B_{\phi} = H_{\phi} = \frac{2I}{ca} \quad (2.33)$$

Que substituindo em (2.31) chegaremos ao seguinte valor para A :

$$A = \frac{2I}{ca} i \sqrt{\frac{\omega\mu_{\phi}}{4\pi\sigma i}} J_1^{-1}(ka) e^{i\omega t} \quad (2.34)$$

E finalmente ficamos com:

$$E_z = \frac{Ik}{2\pi a \sigma J_1(ka)} J_1(kr) \quad (2.35)$$

$$H_{\phi} = \frac{2I}{caJ_1(ka)} J_1(kr) \quad (2.36)$$

Vamos agora calcular a impedância do fio.

Sabemos que a força eletromotriz está relacionada com a corrente que passa pelo fio através da seguinte expressão:

$$\varepsilon = Z(\omega)I \quad (2.37)$$

Onde $Z(\omega)$ é a impedância do fio.

Sabemos ainda que, pela lei da conservação da energia, a potência dissipada no interior do condutor é igual ao fluxo total, em módulo, do vetor de Poynting através da superfície do material, ou seja:

$$\varepsilon I = \frac{c}{4\pi} E_z H_{\phi} 2\pi a l = \frac{1}{2} c E_z H_{\phi} a l \quad (2.38)$$

Onde l é o comprimento da amostra. Logo temos que:

$$\varepsilon = \frac{1}{2I} c E_z H_{\phi} a l \quad (2.39)$$

Substituindo (2.35) e (2.36) em (2.39) ficaremos com:

$$\varepsilon = \frac{1}{2I} c a l E_z \frac{2I}{ca} = E_z l = Z(\omega)I \quad (2.40)$$

Logo, levando novamente em consideração a relação (2.37), teremos:

$$Z(\omega) = \frac{2E_z l}{caH_{\phi}} \quad (2.41)$$

Substituindo agora as equações (2.35) e (2.36) para os campos teremos:

$$Z(\omega) = \frac{lk}{2\pi a \sigma} \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)} \quad (2.42)$$

Porém, a condutividade de um material está relacionada com sua resistência e dimensões através da seguinte expressão:

$$R = \frac{l}{S\sigma} \quad (2.43)$$

Onde S é a área da seção reta do fio.

A partir de (2.42) podemos chegar nas seguintes expressões finais, no caso de um fio:

$$Z = \frac{1}{2} Rka \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)} \quad (2.44)$$

No caso de um filme plano, se a corrente flui na direção z , esta dará origem a um campo magnético na direção y e teremos $B_y = \mu_y H_y$. Utilizando solução de (2.14) para a distribuição de campos neste caso e seguindo o mesmo procedimento[75], a impedância é dada por:

$$Z = R_{ac} \frac{kt}{2} \cot(kt/2) \quad (2.45)$$

onde $k = (1+i)/\delta_m$, J_0 e J_1 são funções de Bessel de primeiro tipo, t é a espessura do filme e δ_m é a profundidade de penetração magnética, dado por:

$$\delta_m = \frac{c}{\sqrt{4\pi^2 \sigma \mu_\phi f}} \quad (2.46)$$

onde σ é a condutividade elétrica da amostra, f é a frequência da corrente de medida I , e μ_ϕ é a permeabilidade magnética circular, no caso de fios, ou a transversal, no caso de filmes. Devemos sempre lembrar que a permeabilidade magnética transversal está presente também na quantidade k . Nesta descrição simples, a permeabilidade do material é considerada como sendo uma quantidade escalar e constante ao longo de toda a amostra.

Devido a alta permeabilidade magnética dos materiais ferromagnéticos amorfos, o efeito pele surge para frequências algumas ordens de grandeza abaixo das necessárias para se observar o fenômeno em condutores não magnéticos de resistividade semelhante. Como um campo externo dc, H_{ex} , introduz mudanças na permeabilidade circular (ou transversal), o comprimento de penetração também varia, o que, por sua vez, resulta em mudanças na impedância Z . Logo, para um material ferromagnético, a dependência da permeabilidade magnética com o campo externo é o principal mecanismo que controla o comportamento da GMI. 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.

Como ilustração, seja a resistividade de um fio amorfo por volta de $\sigma^l \cong 100 \mu\Omega\text{cm}$ e seu diâmetro em torno de $2a=100 \mu\text{m}$, deveríamos observar dependência apreciável da impedância com a frequência apenas para $f > 10^7 \text{ Hz}$, considerando $\mu_0 \cong 1$. Porém, levando em consideração as altas permeabilidades de tais ligas amorfas ($\mu_0 \cong 7000$), observamos que o comprimento de penetração será igual ao raio da amostra para $f \cong 15 \text{ kHz}$. Isto faz com que, a partir deste valor de frequência já possamos observar o efeito pele.

Em uma descrição mais completa e detalhada, considerando materiais ferromagnéticos, a situação é bem mais complicada. Devido a relação não linear entre o campo H_{ex} e a indução B , a permeabilidade ac é, geralmente, um tensor complexo que depende não apenas da frequência f e do campo externo H_{ex} , mas também de outros parâmetros tais como, a amplitude da corrente de medida I , das anisotropias magnéticas presentes, da distribuição de tensões internas e externas e da microestrutura particular presente na amostra. A todas estas dependências, o efeito da temperatura também deve ser

adicionado, uma vez que ele exerce forte influência em todos os termos da expressão para a energia magnética livre do material.

2.2.2 Fenomenologia da GMI

A Figura 2-1 mostra uma curva típica de GMI, obtida em uma fita amorfa como-produzida de $(\text{Fe}_{0.053}\text{Co}_{0.0947})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$, usando 900 kHz e 5 mA de frequência e amplitude da corrente de medida, respectivamente[76].

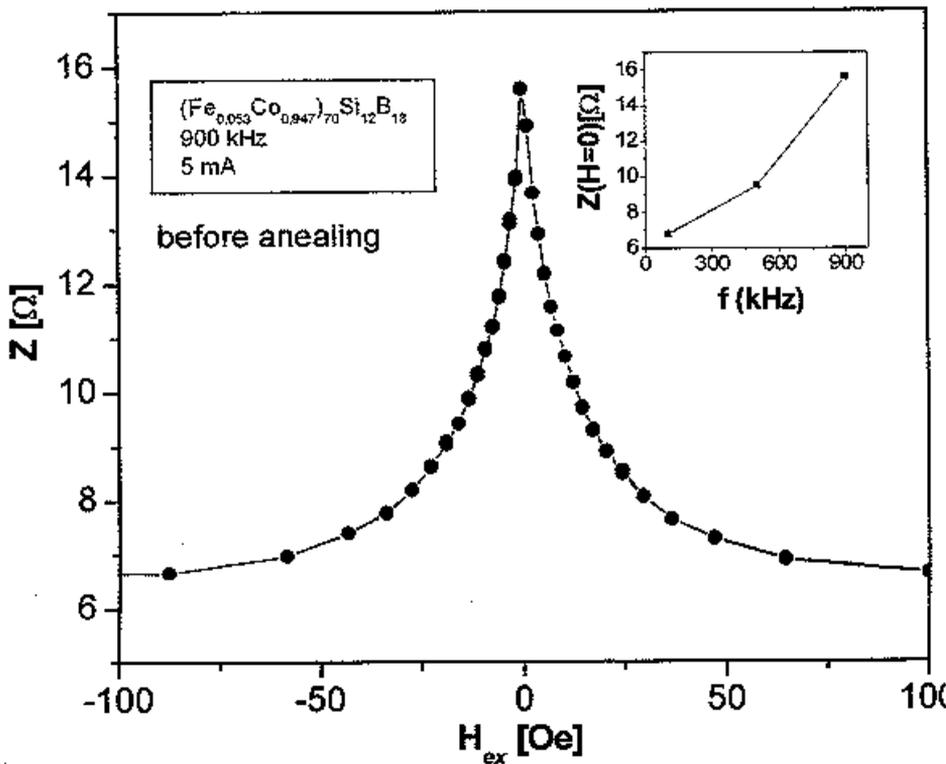


Figura 2-1. Dependência da impedância com o campo aplicado (GMI) de uma fita amorfa de $(\text{Fe}_{0.053}\text{Co}_{0.0947})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$, medida a 5 mA e 900 kHz da amplitude e frequência da corrente, respectivamente (estrutura de pico simples)[76].

Nota-se que o módulo de Z decresce fortemente para um campo aplicado relativamente pequeno. No destaque da Fig. 2-1 podemos observar o módulo da impedância

para campo nulo como função da frequência f . Como esperado da dependência do comprimento de penetração com a frequência, o valor do módulo de Z cresce com o aumento da frequência.

A Figura 2-2 mostra outro tipo de comportamento frequentemente observado, onde um evidente máximo está presente nas vizinhanças de um campo diferente de zero. Esta curva foi obtida na mesma amostra da Fig 2-1 mas após um pré-tratamento a 360°C durante 1 h, seguido de um tratamento a 340°C mediante a aplicação de 400 MPa durante mais 1 h, o que proporcionou a indução de anisotropia com eixo de fácil magnetização transversal[76]. Este comportamento é conhecido como comportamento de duplo pico, enquanto o anterior, mostrado na Fig 2-1, como de pico simples. Além disto, na Fig 2-2 podemos observar um comportamento histerético próximo a região de campo nulo (mostrado com detalhes no destaque) que será brevemente discutido nos parágrafos seguintes.

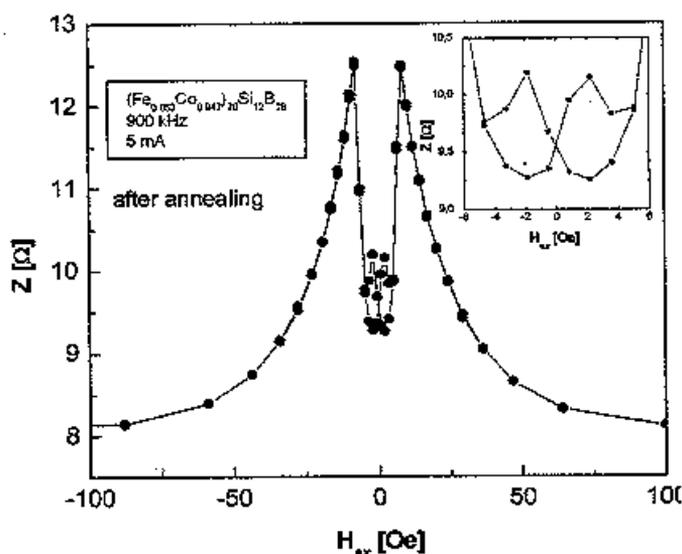


Figura 2-2. Curva de GMI para a mesma amostra da Fig. 2-1 medida nas mesmas condições porém após um pré-tratamento de 1 h a 360°C seguido de mais 1 h a 340°C com tensão longitudinal de 400 MPa (estrutura de duplo pico).

Como já foi dito, o principal resultado de um bom modelo é uma expressão aproximada para a permeabilidade transversal (circular) μ_ϕ , que melhor descreve a resposta de uma estrutura de domínios particular mediante passagem de uma corrente axial ac (I) e da aplicação de um campo externo (H_{ex}). Normalmente, tanto o movimento de paredes de domínios quanto rotação de magnetização contribuem para a permeabilidade circular efetiva [77]:

$$\mu_{\phi ef} = \mu_\phi^{rot} + \mu_\phi^{DW} \quad (2.47)$$

onde μ_ϕ^{rot} e μ_ϕ^{DW} são as contribuições correspondentes para a permeabilidade magnética circular. Dentro do presente regime de frequência, considerando as frequências relativamente mais baixas, $f < 500$ kHz, ambas contribuições são responsáveis pelo processo de magnetização circular. Para frequências mais altas, quando o efeito pele se torna mais importante, o movimento das paredes de domínio é fortemente amortecido pelas correntes parasitas (*eddy currents*) e a rotação da magnetização domina o processo. A expansão da expressão (2.44) ou (2.45) para altas frequências (ka ou $kt \gg 1$) revela que a impedância é proporcional a raiz quadrada do produto da permeabilidade pela frequência, $Z \propto (2\pi f \mu_\phi)^{1/2}$ [77] pois a razão entre as funções de Bessel na equação (2.44) tende à unidade imaginária i enquanto que a cotangente de um argumento muito grande, como na equação (2.45), tende à unidade real 1. Considerando a permeabilidade circular uma quantidade escalar e a amostra como possuindo anisotropia magnética perpendicular (anisotropia circunferencial com domínios circulares para o caso dos fios, e anisotropia transversal com domínios em forma de tiras no caso de filmes), quando H_{ex} é aplicado ao longo da direção longitudinal (eixo difícil de magnetização), a magnetização em cada

domínio gira na direção do campo aplicado. A permeabilidade circular (e também a impedância Z) cresce com o aumento de H_{ex} , chegando a um máximo quando H_{ex} compensa o campo de anisotropia transversal (circular) H_k . O aumento subsequente de H_{ex} leva a um decréscimo da permeabilidade efetiva até um valor constante e muito baixo, se comparado ao de campo nulo. Sendo assim, pela magnetização da amostra na direção longitudinal (magneticamente difícil), mediante um campo que varia de $-H_{ex}^{max}$ a $+H_{ex}^{max}$, a curva da impedância em função do campo aplicado apresentará uma estrutura com dois picos (comportamento de duplo pico) posicionados em $\pm H_k$ como é mostrado na Fig. 2-2. Por outro lado, se a amostra apresentar eixo fácil de magnetização na direção longitudinal (anisotropia magnética longitudinal), a magnetização transversal se dá totalmente por rotação de domínios e a impedância apresenta um decréscimo monotônico a partir de $H_{ex}=0$, como mostra a Figura 2-1. A posição e a largura dos picos nas curvas Z vs. H_{ex} dependem da frequência da corrente de medida. Este efeito foi observado já nos primeiros trabalhos publicados e hoje é compreendido com a conexão entre a GMI e FMR, o que será discutido nas seções seguintes.

Na próxima seção será detalhado o exemplo do cálculo da permeabilidade transversal de uma fita seguindo um modelo quase-estático proposto nas Refs.[78, 79]

2.2.3 Cálculo da permeabilidade magnética transversal através de modelo fenomenológico quase-estático.

O modelo que apresentaremos assume uma estrutura de domínios simplificada que consiste de domínios com magnetizações antiparalelas, separadas por paredes de 180° , compondo uma anisotropia uniaxial em uma direção arbitrária. O processo de magnetização considerado neste modelo é assumido como sendo não hysterético. Tanto magnetização por

movimento de paredes quanto por rotação da magnetização serão consideradas. O desenvolvimento segue o sistema internacional de medidas, SI.

A Figura 2-3 ilustra esquematicamente a estrutura de domínios e os ângulos usados no modelo. Tal modelo exclui processos de relaxação. Apesar de o modelo ser direcionado a fitas, ele se aplica também para fios, sendo que a diferença estará somente na magnitude do efeito desmagnetizante transversal. Para a geometria cilíndrica, o campo desmagnetizante circunferencial é muito pequeno, pois a magnetização circular é praticamente contínua. No caso da geometria planar, o campo desmagnetizante transversal depende da largura da amostra. Com finalidade de generalização, mencionaremos apenas a permeabilidade transversal, μ_t . Sendo assim, no caso de fios devemos entender que se trata da permeabilidade circular μ_ϕ .

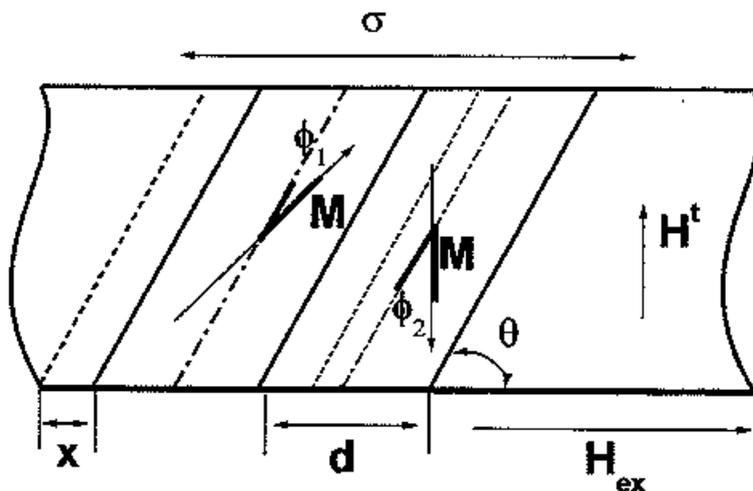


Figura 2-1. Geometria assumida para a estrutura de domínios. O eixo fácil de magnetização faz um ângulo θ com o campo externo dc. Os momentos de magnetizações alternadas fazem ângulos de ϕ_1 e ϕ_2 com respeito ao eixo fácil. A largura dos domínios é d para campos aplicados nulos; x denota o movimento da parede mediante aplicação do campo[79].

O modelo é usado para calcular a susceptibilidade transversal χ_t a qual está intimamente relacionada com a permeabilidade transversal ($\mu_t = \chi_t + 1$). A susceptibilidade transversal é deduzida a partir da magnetização transversal gerada pelo campo devido a corrente de medida que passa pela amostra.

Este modelo, como já dito, é quase-estático e se baseia na minimização da expressão da densidade de energia magnética livre para determinar o estado da estrutura de domínios (posição das paredes e os ângulos de rotação da magnetização), quando o material é submetido simultaneamente a campos magnéticos axial e transversal.

A densidade de energia livre magnética pode ser escrita como segue:

$$U = U_a + U_m^{ex} + U_m^t + U_w \quad (2.48)$$

Onde U_a é a densidade de energia de anisotropia uniaxial dada por:

$$U_a = K [\alpha \text{sen}^2 \phi_1 + (1 - \alpha) \text{sen}^2 \phi_2] \quad (2.49)$$

Onde K é a constante de anisotropia uniaxial. O parâmetro α mede a fração do material ocupada por domínios apontando na direção de ϕ_1 (ver Fig 2-3) dado por:

$$\alpha = \frac{1}{2} + x/d \quad (2.50)$$

U_m^{ex} é o termo Zeeman devido ao campo axial externo H_{ex} :

$$U_m^{ex} = \mu_0 M_s H_{ex} [(1 - \alpha) \cos(\theta + \phi_2) - \alpha \cos(\theta - \phi_1)] \quad (2.51)$$

U_m^t é o termo Zeeman devido ao campo transversal H_t originário da corrente de medida ac:

$$U_m^t = \mu_0 M_s H_t [(1 - \alpha) \text{sen}(\theta + \phi_2) - \alpha \text{sen}(\theta - \phi_1)] \quad (2.52)$$

Por fim, U_w é o termo magnetostático relacionado à posição da parede de domínio.

Geralmente, um potencial parabólico é usado para representar esta contribuição:

$$U_w = \beta u^2 \quad (2.53)$$

Onde $u=x/d$ e o parâmetro β está relacionado ao efeito de troca que favorece o alinhamento entre momentos magnéticos adjacentes[80].

O procedimento consiste em determinar os ângulos ϕ_1 e ϕ_2 e a posição da parede de domínio α que minimize U para um dado valor de campo externo axial, porém com campo transversal nulo. Depois, encontrar as diferenças nestes parâmetros induzidas por um pequeno campo transversal não nulo. A diferença ΔM_t entre a magnetização transversal com e sem campo transversal aplicado leva susceptibilidade transversal $\chi_t = \Delta M_t / H_t$ que, por sua vez, nos fornecerá a permeabilidade transversal μ_t .

Por questão de simplicidade, apresentaremos o resultado apenas para o caso em que θ é 90° , ou seja, no caso de anisotropia transversal. O cálculo que devemos fazer a fim de minimizar a densidade de energia magnética livre total é a que segue:

$$\frac{\partial U}{\partial \phi_1} = \frac{\partial U}{\partial \phi_2} = \frac{\partial U}{\partial x} = 0 \quad (2.54)$$

A relação (2.54) nos fornece um sistema de três equações que, no caso de $H_t = 0$, tem como solução: $\phi_1 = \phi_2$ e $x = 0$. Neste caso, a medida que o campo externo axial cresce, os domínios giram com o mesmo ângulo até que ϕ_i seja igual a 90° , para $H_{ex} = H_a$ quando a magnetização satura. O movimento de paredes de domínio e a magnetização transversal, neste caso, são nulos. Se repetirmos os cálculos para H_t diferente de zero, a magnetização transversal resultante pode ser calculada a partir de:

$$\frac{M_x}{M_s} = \alpha \cos \phi_1 - (1 - \alpha) \cos \phi_2 \quad (2.55)$$

E, finalmente, a susceptibilidade transversal é dada por:

$$\chi_t = \frac{M_s}{H_x} \left[\frac{1}{2} (\cos \phi_1 - \cos \phi_2) + \frac{x}{d} (\cos \phi_1 + \cos \phi_2) \right] \quad (2.56)$$

Calculando então, a permeabilidade transversal e substituindo em (2.45) obtemos, para a parte real da impedância da fita, o resultado mostrado na Figura 2-4 onde observamos, como já mencionado, um pico para o campo externo próximo ao campo de anisotropia.

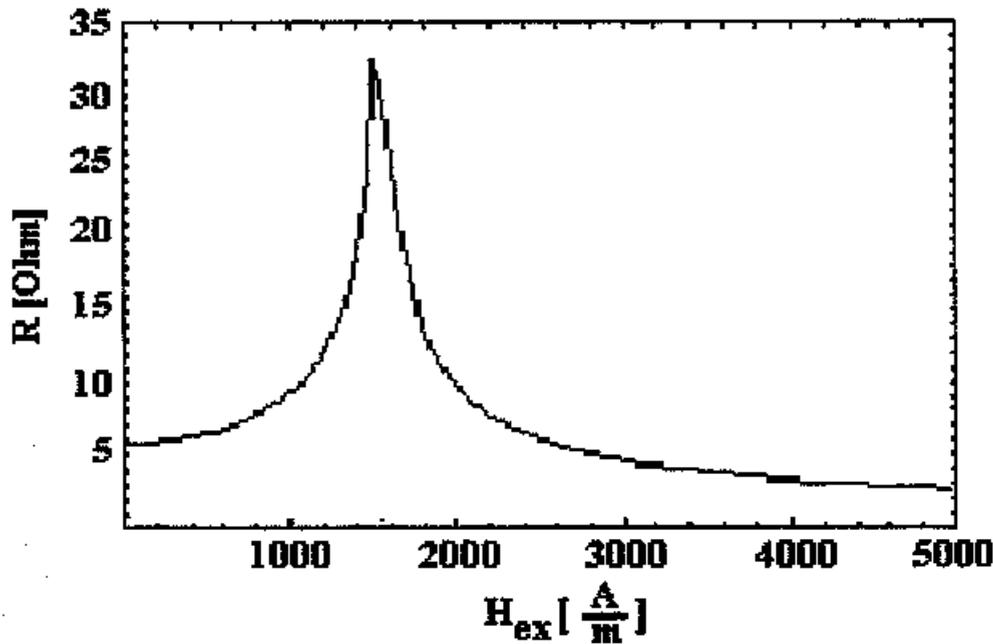


Figura 2-2. Componente real da impedância de uma fita amorfa calculada mediante o modelo apresentado nesta seção. Foram utilizados os seguintes parâmetros: $H_a = 1600$ A/m, $I = 1$ mA, $t = 100$ μ m, $f = 1$ MHz, $\rho = 1,5 \times 10^{-6}$ Ω m e $R_{dc} = 8$ Ω [81].

2.3 Regime de alta frequência

2.3.1 Intervalo de rádio-frequência (RF)

Para frequências a partir de alguns MHz até algumas centenas de MHz, como já mencionado, a impedância se comporta como $Z \propto (2\pi f \mu_\phi)^{1/2}$ [77]. Mais precisamente, uma expansão para alta frequência da expressão (2.44) leva a[77]:

$$Z = R_{ac} \left(\frac{a}{2\delta_0} \right) \left(\sqrt{\mu_R} - i\sqrt{\mu_L} \right) \quad (2.57)$$

onde a é o raio do fio ou a metade da espessura do filme e $\delta_0 = \frac{c}{\sqrt{4\pi^2 \sigma f}}$ é a profundidade de penetração clássica para materiais não magnéticos. Deve ser notado que as componentes real e imaginária da impedância em (2.57) dependem de ambas, real (μ'_ϕ) e imaginária (μ''_ϕ), componentes da permeabilidade $\mu_\phi = \mu'_\phi + i\mu''_\phi$, através das relações $\mu_R = |\mu_\phi| + \mu''_\phi$ e $\mu_L = |\mu_\phi| - \mu''_\phi$. A expressão (2.57) é válida para $\delta \ll a$, o que corresponde a um forte efeito pele[77, 82].

Tal abordagem para descrever o efeito da GMI neste intervalo de frequência, como mencionado na seção 2.2.1 deste capítulo, considera a permeabilidade uma quantidade escalar obtida a partir de modelos fenomenológicos que, por sua vez, levam em conta a estrutura de domínios[56, 83] e sua dependência com o campo aplicado. Nestas descrições, as contribuições provenientes do movimento de paredes de domínios e da rotação da magnetização para a permeabilidade efetiva aparecem naturalmente. Os efeitos de dispersão dos eixos de anisotropia podem também ser levados em conta[77, 82, 84, 85]. Em particular, a expressão para a permeabilidade circular efetiva μ_ϕ de uma amostra com paredes de domínios e com uma anisotropia média, caracterizada pela constante $\langle K \rangle$ e

pela dispersão quadrática média, $\langle \Delta\theta^2 \rangle$, dos eixos de anisotropia, foi obtida por Panina em 1995[77]:

$$\mu_\phi = 1 + \langle \chi_{DW} + \sin^2(\theta + \Delta\theta) \chi_{rot} \rangle \quad (2.58)$$

onde $\langle \rangle$ significa uma média sobre os eixos locais de anisotropia, os quais seguem uma dada distribuição dependendo do material e $\chi_{DW} = \mu_{DW} - 1$ é a contribuição proveniente do movimento das paredes de domínio (DW) para a permeabilidade total. Não entrarei em detalhes a respeito dos cálculos, que podem ser encontrados nas referências citadas ao longo do texto, porém, na expressão (2.58) a susceptibilidade DW deve incluir a relaxação das paredes de domínio, descrita por[86]:

$$\chi' = \chi^0 \frac{1 - (f/f_r)^2}{(1 - (f/f_r)^2)^2 + (f/f_x)^2} \quad (2.59)$$

$$\chi'' = \chi^0 \frac{(f/f_x)}{(1 - (f/f_r)^2)^2 + (f/f_x)^2} \quad (2.60)$$

onde $f_r = (2\pi)^{-1} \sqrt{\alpha/m}$ e $f_x = \alpha/(2\pi\beta)$ são as frequências de ressonância e relaxação para as DW, respectivamente. Nestas expressões, m é a massa efetiva da DW, α é o coeficiente de força restauradora associado ao potencial $V(x) = (1/2)\alpha x^2$ e β é o coeficiente de amortecimento, usualmente associado a correntes parasitas [86]. Ainda na expressão (2.58)

$\chi_{rot} = \mu_{rot} - 1$ é a contribuição proveniente do processo rotacional a permeabilidade efetiva do material. Um cálculo baseado na linearização das equações de Landau-Lifshitz em conjunto com as de Maxwell feito por L. Kraus, leva a[85, 87]:

$$\chi_{rot} = \frac{(\Omega + M_s)(\Omega + M_s - H_K \sin^2 \phi) - (\omega^* / \gamma)^2}{(\Omega + M_s)(\Omega - H_K \sin^2 \phi) - (\omega^* / \gamma)^2} \quad (2.61)$$

com

$$\Omega = H \cos \theta + H_K \cos^2 \phi + i\alpha' \frac{\omega}{\gamma} \quad (2.62)$$

onde α' é o coeficiente de relaxação (da equação de Landau-Lifshitz), γ é a razão giromagnética, θ é o ângulo entre a magnetização estática $M(H)$ e o campo magnético aplicado H_{ex} e ϕ é o ângulo entre o eixo fácil de magnetização e a magnetização estática. A frequência modificada $\omega^* = \omega - \frac{i}{\tau}$ possui o coeficiente de relaxação de Bloch-Bloembergen incluído em $-\frac{i}{\tau}$. Como foi observado por Kraus [87], a expressão (2.61) reproduz os resultados obtidos por Panina e Mohri (Ref.[77]) onde o termo de relaxação de Bloch-Bloembergen é desconsiderado.

2.3.2 Conexão com o efeito da ressonância ferromagnética.

Apesar da ressonância ferromagnética (*ferromagnetic resonance* – FMR, em inglês) ser usualmente estudada em amostras saturadas magneticamente, acomodadas em uma cavidade ressonante e submetidas a uma excitação de microondas eletromagnéticas de 9,8 GHz (banda X) ou 28 GHz (banda Q) de frequência, hoje em dia já é aceito que a GMI é uma espécie de impressão digital da FMR, mesmo no limite de baixas frequências[82, 85, 87]. Logo, qualquer descrição da GMI deve levar em consideração os efeitos dinâmicos, associados a FMR, na magnetização da amostra. As condições fundamentais para se obter a ressonância são: (1) a presença de um campo estático H_{ex} que fixa a orientação da magnetização e (2) a presença de um campo magnético ac H_{ac} aplicado na direção perpendicular ao campo estático. O campo H_{ac} pode exibir polarização plana ou circular. Na configuração da GMI, para fios, a polarização é naturalmente circular enquanto que

para filmes H_{ac} possui polarização planar. Perto da ressonância, H_{ac} fornece energia para compensar as perdas associadas aos mecanismos de amortecimento, mantendo assim a precessão. O regime de ressonância ferromagnética resulta em uma drástica mudança na permeabilidade, refletindo também no comportamento da impedância. Na ressonância, uma pequena mudança na magnitude do campo estático (quando comparada com o campo interno efetivo) resulta em uma mudança brusca na impedância do material em estudo. A descrição da GMI mediante o efeito de FMR tem recebido recentes contribuições de Ménard *et al.* [82, 83] e de Kraus [85, 87]. Estes autores obtiveram expressões para a impedância a partir da solução simultânea das equações de Landau-Lifshitz e de Maxwell para fios e filmes, respectivamente, seguindo os passos iniciais de Ament e Rado [88].

Nos próximos parágrafos serão mais detalhados os cálculos envolvidos na GMI considerando a abordagem mencionada. Devemos observar que os cálculos seguem o Sistema Internacional de unidades (SI).

A densidade de corrente em um condutor $j(r)$ pode ser calculada a partir das equações de Maxwell. Em um metal ferromagnético, onde as correntes de deslocamento podem ser desprezadas ($D' = 0$) e as relações $j = E / \rho$ e $B = \mu_0 (H + M)$ valem, três das quatro equações de Maxwell, no SI, podem ser escritas como:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} \quad (2.63)$$

$$\nabla \times \mathbf{j} = -\frac{\mu_0}{\rho} (\dot{\mathbf{H}} + \dot{\mathbf{M}}) \quad (2.64)$$

$$\nabla \cdot (\mathbf{H} + \mathbf{M}) = 0 \quad (2.65)$$

Aplicando o operador $\nabla \times$ na equação (2.63) e substituindo por $\nabla \times j$ e $\nabla \cdot H$ das equações (2.64) e (2.65) teremos a seguinte equação:

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \frac{\mu_0}{\rho} \dot{\mathbf{H}} = \frac{\mu_0}{\rho} \dot{\mathbf{M}} - \nabla \nabla \cdot \mathbf{M} \quad (2.66)$$

Logo, conhecendo a função $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ e resolvendo a equação (2.66) para $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ poderemos calcular a densidade de corrente pela equação (2.63). A partir da densidade de corrente $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ podemos calcular o campo elétrico pela lei de Ohm, $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$. De posse dos campos magnético e elétrico, a partir de (2.41), modificada para o sistema SI, calculamos a impedância da nossa amostra.

A distribuição espacial e a evolução temporal do vetor $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ em um material ferromagnético pode ser descrito pela equação de movimento de Landau-Lifshitz:

$$\dot{\mathbf{M}} = \gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} - \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M} \times \dot{\mathbf{M}} - \frac{1}{\tau} (\mathbf{M} - \mathbf{M}_0) \quad (2.67)$$

Onde γ é a razão giromagnética, M_s é a magnetização de saturação, \mathbf{H}_{eff} é o campo magnético efetivo no interior da amostra e \mathbf{M}_0 é a magnetização estática. Dois termos fenomenológicos de amortecimento são usados aqui para descrever a relaxação ferromagnética[87]. O segundo termo do lado direito, caracterizado pelo parâmetro α , é o chamado “termo de amortecimento de Gilbert”. Este tipo de amortecimento preserva a magnitude do vetor magnetização \mathbf{M} e é apropriado para ferromagnetos cristalinos perfeitos. O termo de Gilbert é utilizado pois fornece praticamente os mesmos resultados do termo original de Landau-Lifshitz[88], porém a formulação matemática é bem mais simples. O último termo do lado direito da equação (2.67) caracterizado pelo tempo de relaxação τ , é o termo de amortecimento modificado de Bloch-Bloembergen. Este termo não preserva o módulo da magnetização macroscópica, mas pode ser usado para descrever alguns processos de relaxação em materiais com ordem ferromagnética imperfeita, tais como ligas amorfas e nanocristalinas[87].

O campo efetivo que aparece na equação (2.67) pode ser calculado a partir da densidade de energia magnética livre do sistema e pode conter termos de contribuições Zeeman, de anisotropia, desmagnetização e troca, ou seja:

$$\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H} + \mathbf{H}_a + \frac{D}{M_s} \nabla^2 \mathbf{M} \quad (2.68)$$

Onde $D = 2A/(\mu_0 M_s)$ e A é a constante de troca. O campo interno \mathbf{H} é a soma dos campos aplicados (ac e dc) e do campo desmagnetizante.

As equações (2.66) e (2.67) são equações diferenciais parciais não lineares que são muito difíceis de resolver analiticamente. Para simplificar a solução do problema, assim como em problemas de FMR, a linearização das equações é um procedimento comumente utilizado. Se a amplitude da corrente de medida I é suficientemente pequena, o campo ac induzido \mathbf{h} , será muito menor que o campo estático \mathbf{H}_0 , de modo que podemos assumir que: $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}$, $\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H}_{eff0} + \mathbf{h}_{eff}$ e $\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}$, onde:

$$\mathbf{h}, \mathbf{h}_{eff}, \mathbf{m} \propto e^{i\omega t} \quad (2.69)$$

são as componentes ac dos vetores. Comparando os termos de ordem zero nas equações (2.66) e (2.67) obtemos as equações para o campo magnético estático interno \mathbf{H}_0 :

$$\nabla^2 \mathbf{H}_0 = -\nabla \nabla \cdot \mathbf{M}_0 \quad (2.70)$$

e

$$\mathbf{M}_0 \times \mathbf{H}_{eff0} = 0 \quad (2.71)$$

para a distribuição da magnetização estática $\mathbf{M}_0(\mathbf{r})$. Comparando os termos de primeira ordem obtemos a equação de "onda":

$$\nabla^2 \mathbf{h} - \frac{2i}{\delta_0^2} \mathbf{h} = \frac{2i}{\delta_0^2} \mathbf{m} - \nabla \nabla \cdot \mathbf{m} \quad (2.72)$$

Onde $\delta_0 = \sqrt{2\rho/\omega\mu_0}$ é o profundidade de penetração não magnético, e a equação de movimento linearizada:

$$i \frac{\omega^*}{\gamma} \mathbf{m} + \left(\mathbf{H}_{\text{eff}0} + i\alpha \frac{\omega \mathbf{M}_0}{\gamma M_s} \right) \times \mathbf{m} - \mathbf{M}_0 \times \left(\mathbf{h}_a + \frac{D}{M_s} \nabla^2 \mathbf{m} \right) = \mathbf{M}_0 \times \mathbf{h} \quad (2.73)$$

Onde $\omega^* = \omega - i/\tau$ e $\mathbf{h}_a = H_K/M_s \mathbf{n} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{m})$. Fazendo $\omega^* = \omega$ omitimos o termo de relaxação de Bloch-Bloembergen, pois estaremos assumindo $\tau \propto \infty$. As equações (2.72) e (2.73) são as equações básicas da teoria da ressonância ferromagnética (FMR). Como podemos ver, a equação (2.73) depende da função $\mathbf{M}_0(\mathbf{r})$, isto é, da estrutura magnética particular da amostra.

A solução geral das equações (2.72) e (2.73), que representam um sistema de seis equações diferenciais parciais de segunda ordem, é extremamente difícil, sendo que algumas simplificações se fazem necessárias. Se o efeito de troca for desprezado na expressão para o campo efetivo, a equação (2.73) fornece uma relação linear entre os vetores \mathbf{h} e \mathbf{m} a partir da qual o tensor de susceptibilidade pode ser calculado e substituído na equação (2.72). Porém, no trabalho de Kraus, base desta discussão teórica, os efeitos de troca não são descartados[87]. As componentes ac $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ e $\mathbf{h}(\mathbf{r})$ geralmente são funções das três coordenadas espaciais e dependem de $\mathbf{M}_0(\mathbf{r})$. Para simplificar o problema apenas a dependência de tais vetores ac com uma coordenada (perpendicular à superfície) será considerada. Sendo assim, as equações básicas da FMR se reduzirão a um sistema de equações diferenciais ordinárias de segunda ordem. Uma ilustração da solução de tais equações para a obtenção da impedância de uma fita será dada no capítulo IV.

3 Aspectos experimentais

Nesta seção serão apresentados os detalhes experimentais dos aparatos necessários para se medir GMI. Novamente, os sistemas experimentais serão discutidos de acordo com o intervalo de frequência em que se quer medir, sendo que designaremos de regime de baixa frequência o compreendido entre 0,01 e 10 kHz, de intermediário entre 10 kHz e alguns MHz e de alta frequência entre alguns MHz até a região de GHz [57].

3.1 Regime de baixa frequência.

No intervalo de frequência típico do efeito magnetoindutivo, como discutido na seção 2 deste capítulo, o aparato experimental envolvido é relativamente simples. Pode-se usar o tradicional método das quatro pontas com uma fonte de corrente ac sendo as medidas executadas por amplificador *lock-in* convencional. Na Figura 3-1, podemos ver uma representação esquemática de tal aparato. No caso de amostras de baixa impedância, a fonte de corrente pode ser substituída por uma fonte de tensão ac, como por exemplo a existente no próprio *lock-in*, mediante o controle da corrente em um resistor padrão conectado em série com a amostra[89]. Se a informação sobre a diferença de fase entre o sinal resposta e a corrente de medida não for importante, pode-se utilizar até mesmo um voltímetro para a medição da tensão nos extremos da amostra.

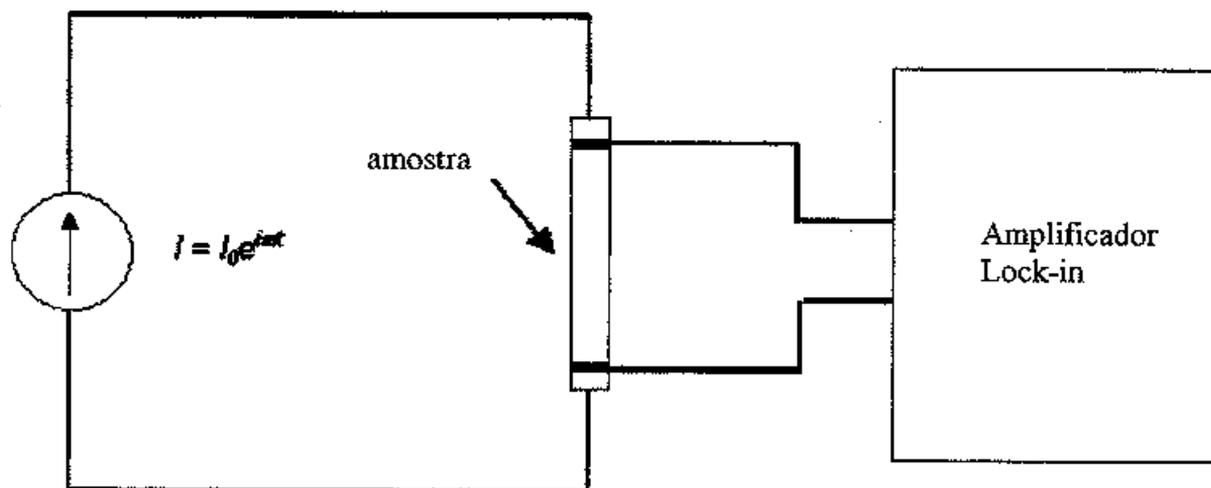


Figura 3-1. Técnica usual para medição da GMI no regime de baixa frequência.

3.2 Regime de frequência moderada.

No regime de frequência moderada há a necessidade do casamento das impedâncias em todas as conexões. À medida que a frequência cresce, este casamento se torna muito importante pois propiciará a transferência ótima de potência para a amostra. A Figura 3-2 mostra um esquema típico para se medir amostras com baixa resistência. Tal sistema funciona bem para $R_{dc} \ll Z_0$, onde Z_0 é a impedância característica do cabo utilizado nas conexões. Um cuidado especial deve ser tomado com os contatos na amostra, uma vez que eles podem desbalancear a impedância total do sistema. Outra possibilidade que também funciona para um intervalo limitado de frequência é usar um relê para medir a tensão em um resistor conectado em série com a amostra e ajustar o valor da corrente de medida para cada valor de frequência e campo magnético. Neste caso, o casamento de impedância não precisa ser irrestritamente observado, uma vez que o valor preciso da corrente que passa pela amostra é medido. Entretanto, cabos com maiores valores de impedância característica, como por exemplo pontas de prova de osciloscópios, são necessários. O cuidado na escolha

do relê é crucial. É possível encontrar no mercado alguns relês de RF cuja utilização deve-se dar preferência. Existe ainda a possibilidade de medir a corrente que passa pela amostra utilizando um sensor de corrente designado especialmente para a faixa de frequência utilizada neste experimento.

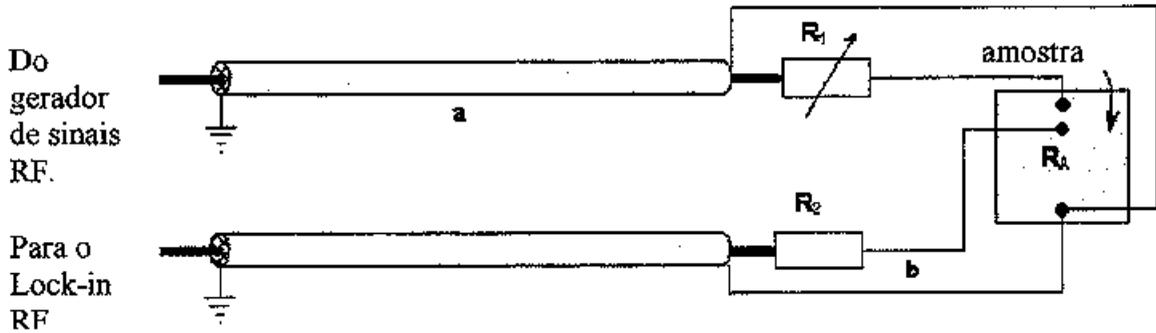


Figura 3-1. Sistema para medir GMI na região de RF.

3.3 Regime de alta frequência.

Para frequências acima de 10 MHz, é recomendável a utilização de cavidades de microondas, apesar de que o esquema mostrado na Fig. 3-2 pode ser utilizado em alguns casos. As cavidade utilizadas em alguns trabalhos encontrados na literatura consistem em linhas coaxiais, para fios[90, 91] e fitas de transmissão (*stripline* em inglês), no caso de fitas[92]. Na Figura 3-3, o segmento de uma cavidade em forma de linha coaxial é mostrada. Neste caso a amostra faz o papel do condutor central de uma cavidade curto-circuitada modelada de forma a ter uma impedância característica conhecida. O desbalanceamento provocado pela amostra pode ser medido através do sinal refletido, por um analisador de espectro para cada valor de frequência e campo[90, 91].

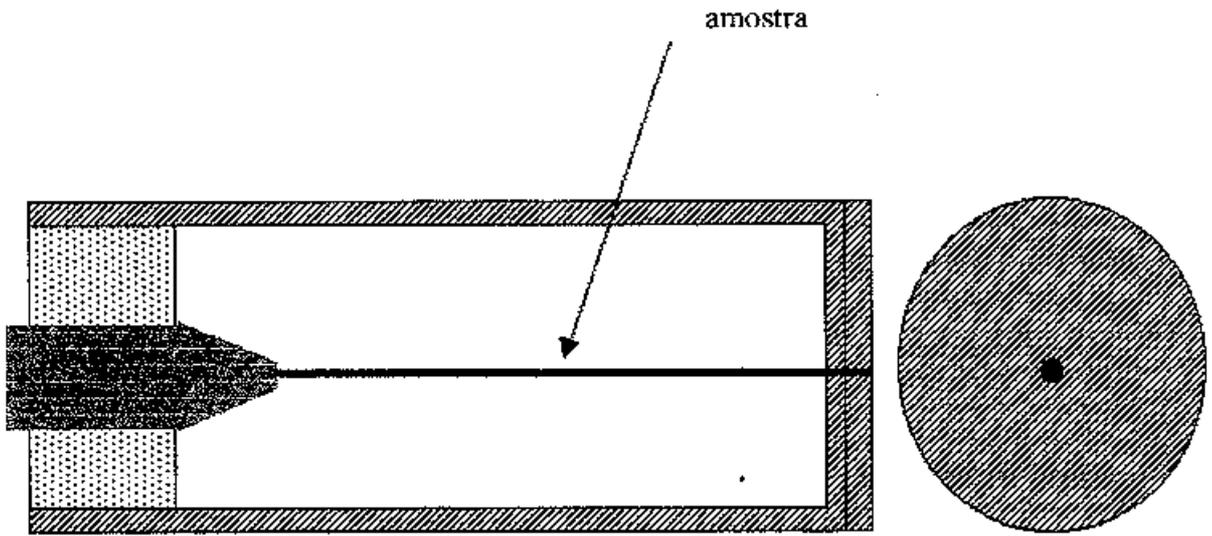


Figura 3-1. Cavidade de microondas para medidas de GMI em fios no regime de frequência acima de 10 MHz.

O mesmo procedimento pode ser utilizado no caso da cavidade em forma de fita de transmissão, como é mostrado na Figura 3-4. Neste tipo de cavidade, a amostra é colocada entre dois planos aterrados. Uma vez que a largura da amostra, neste caso uma fita ou um filme fino, é bem menor que a largura da cavidade, os cálculos envolvidos são muito complicados. De qualquer maneira, a cavidade deve ser projetada de forma a ter uma impedância característica que será desbalanceada pela amostra. No caso de filmes finos uma calibração cuidadosa é necessária a fim de se ter certeza de que o substrato não seja o principal responsável pelo desbalanceamento. Na Fig. 3-4 a amostra está indicada pelo número 3.

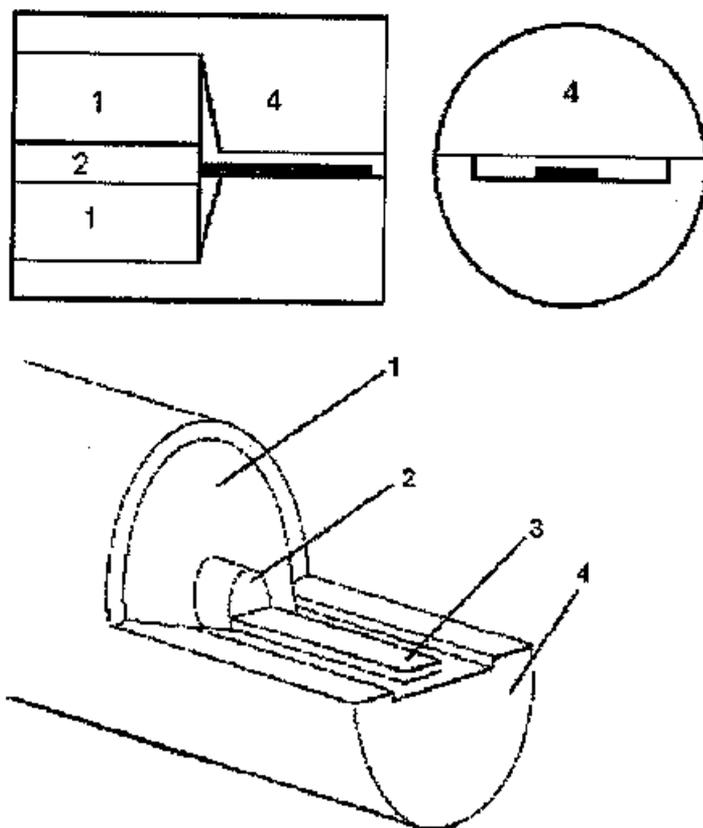


Figura 3-2. Cavidade de micro ondas para medida de GMI em filmes ou fitas para frequências acima de 10 Mhz. 1-cabo coaxial dielétrico, 2-condutor coaxial interno, 3-amostra e 4-condutor externo de latão[93].

4 Resultados experimentais recentes e aplicações.

4.1 Resultados experimentais recentes.

É muito difícil fazer uma revisão completa de todos os resultados experimentais já publicados em GMI devido à enorme quantidade de trabalhos que foram publicados nos últimos anos. De modo geral, medidas convencionais são exploradas visando testar a validade de alguns modelos teóricos, enquanto geometrias diferentes são empregadas para investigar alguns pontos ainda não explicados. Além do mais, uma grande quantidade de investigações se concentra sobre diferentes tipos de tratamentos que são realizados com

objetivo de induzir anisotropias magnéticas específicas, alterando a resposta da GMI. A maioria dos estudos visam a aplicabilidade do efeito da GMI.

Já é sabido que a GMI apresenta relaxação devido ao *aftereffect* da permeabilidade magnética, como foi verificado por Sartorelli *et al.*[94]. Este efeito não é desejável do ponto de vista de aplicações tecnológicas e pode ser bastante reduzido mediante tratamentos térmicos apropriados[76]. Outro efeito não desejável para algumas aplicações da GMI é o seu comportamento histerético[95, 96], porém, este efeito pode ser útil para se obter uma resposta assimétrica da GMI[97]. Da mesma forma que a relaxação, efeitos histeréticos podem ser reduzidos mediante tratamentos térmicos adequados.

A maioria dos estudos sobre GMI se concentram no efeito longitudinal (LMI), no qual o campo magnético externo é aplicado ao longo da direção da corrente de medida I . Existem poucos trabalhos que consideram o campo aplicado na direção perpendicular à corrente ac[60, 65, 98-100]. Em fitas ou filmes finos duas geometrias adicionais podem ser consideradas, GMI transversal (TMI) quando o campo é aplicado no plano da amostra, porém perpendicular a corrente e GMI perpendicular (PMI) para o campo normal a corrente e ao plano da amostra[65, 100, 101]. A primeira observação da TMI foi feita por Sommer e Chien, em filmes finos de $Fe_{73.5}Cu_1Nb_3Si_{13.5}B_9$ [60]. Para amostras tratadas com campo transversal eles observaram um forte efeito tanto na configuração LMI quanto na TMI para intervalos de campo similares. A principal diferença foi a constatação de uma estrutura de pico simples para a TMI e de duplo pico para a LMI. Similaridade na magnitude do efeito, no intervalo de campo e no comportamento com a frequência nas configurações TMI e LMI também foi observada para amostras cristalinas e em fibras amorfas de NiCoFeMnSiB[98]. Por outro lado, LMI, TMI e PMI em fitas com baixa magnetostricção mostram altos sinais, porém com diferentes estrutura de picos, que ocorrem em diferentes posições de campo,

dependendo do fator desmagnetizante correspondente[65, 101]. Resultados sobre LMI, TMI e PMI em filmes amorfos de FeNiCrSiB, tratados acima da temperatura de Curie mostram magnitudes similares do efeito, porém apresentam uma estrutura de pico simples em todas as configurações[100].

Recentemente, muita atenção tem sido dada ao efeito assimétrico da GMI. Isto se deve ao fato de tal propriedade ser muito interessante para aplicações em sensores magnéticos. Em princípio, GMI assimétrica pode ser obtida mediante a aplicação de um campo de *bias* produzido por uma bobina ou por uma imã permanente colocado nas vizinhanças da amostra. Algumas vezes este procedimento pode se tornar trabalhoso, o que torna necessário a busca de alternativas para obter assimetria através de outro mecanismo.

GMI assimétrica foi inicialmente obtida por Kitoh *et al.*[102] em fios apresentando anisotropia helicoidal, devido à torsão mecânica, mediante a aplicação de uma corrente de *bias*. Panina *et al.*[103], baseados no tensor de impedância superficial, analisaram o mecanismo da assimetria no efeito da GMI nos fios torcidos e em fios sem torsão, porém submetidos a pulsos de corrente passando também por um solenóide montado de forma a envolver a amostra[104]. Eles também investigaram um fio a base de Co submetido a um campo externo ac de alta frequência produzido por um solenóide independente[104]. Machado *et al.* reportaram GMI assimétrica em fitas amorfas submetidas também a uma corrente de *bias* [105]. Outros resultados que fazem uso de idéias semelhantes podem ser encontrados na Ref. [106]. De um modo diferente, assimetria também foi obtida por Kim *et al.* [97] em fitas amorfas a base de Co tratadas com baixo campo (máximo 3 Oe) na direção do eixo da amostra. Song *et al.* também encontraram assimetria em fios a base de Co tratados com baixo campo circunferencial produzido por uma corrente dc[107]. Nestes casos, não há necessidade de corrente *bias* ou de aplicação de campos externos adicionais

durante as medidas, sendo que a origem da assimetria observada ainda está sob intensa discussão[108-110].

Para frequências muito altas, a maioria dos resultados foram obtidos sob o pano de fundo da FMR[74, 82, 83, 91, 111, 112]. Viegas *et al.* [92] obtiveram curvas detalhadas de GMI para frequência de até 1,8 GHz para filmes amorfos de $\text{Fe}_{73,5}\text{Cu}_7\text{Nb}_3\text{Si}_{13,5}\text{B}_9$ com espessura entre 5 e 20 μm , depositados por *sputtering* em substratos de Si{001}. Uma forte anisotropia planar foi observada nas amostras como-fabricadas, resultando em baixo sinal de GMI quando comparadas as amostras tratadas a 350°C por 1 h. Nas curvas correspondentes de $R(f)$ e de $X(f)$ para vários valores de campo pode-se ver claramente o efeito da FMR.

4.2 Aplicações.

A alta sensibilidade da GMI com o campo externo, frequência da corrente de medida e tensão aplicada faz com que os materiais magnéticos duros sejam muito convenientes para aplicações em sensores. O primeiro trabalho a mencionar aplicações para o efeito da GMI apareceu em 1991, antes de sua correta interpretação, em um artigo sobre novos sensores magnéticos[113]. Mohri propôs[114] uma caneta baseada no efeito magnetoindutivo para inserir em PC's caracteres escrito a mão, substituindo assim o tradicional teclado. Um sensor de posição que utiliza o efeito da GMI foi desenvolvido por Valenzuela *et al.* [8] utilizando um fio de CoFeSiB com baixa magnetostrição.

A dependência do efeito da GMI com a tensão aplicada pode ser usada como um sensor de tensão mediante o uso de um fio ou uma fita propriamente tratada[115, 116]. Na Ref.[116] uma fita, que após o tratamento possui uma anisotropia transversal, exibe uma curva de histerese linear e uma estrutura de duplo pico na GMI, sendo que as posições dos

picos são fortemente sensíveis à tensão aplicada. Tal resultado será detalhado no capítulo V. Um sensor de direção foi desenvolvido por Steindl *et al.*[117] utilizando um fio de FeCoSiBNd. Vários tipos de sensores inovadores que utilizam a GMI como base de funcionamento estão sob testes, tais como cabeças de discos rígidos de computadores, contadores girantes, detectores de falhas em superfícies metálicas, sensores direcionais para navegação, sensores de corrente, sensores biomédicos tais como detectores de tumores cerebrais, sensores de tensão dentre outros. Uma boa revisão acerca dos sensores baseados na GMI pode ser encontrado nas Refs.[58, 118]. Discussões fazendo uma comparação entre os diversos tipos de sensores utilizando materiais magnéticos, incluindo os baseados em GMI, estão nas Refs.[119, 120].

No *site* da empresa japonesa MINABEA (<http://www.minabea-ele.com/em/newproduct>) pode-se encontrar vários dispositivos sensores já disponíveis no mercado. Outra empresa, também japonesa, que desenvolve dispositivos sensores baseados no efeito GMI é a AICHI-STEEL (<http://www.aichi-steel.co.jp/english/topics>).

5 GMI como ferramenta de pesquisa.

Uma vez que o fenômeno da GMI está melhor entendido, é possível utilizar a GMI como uma ferramenta adicional para investigar algumas propriedades intrínsecas e extrínsecas de novos materiais magnéticos doces fabricados artificialmente. Esta seção fornecerá uma revisão sobre alguns trabalhos que utilizaram a GMI para extrair alguns parâmetros importantes do material utilizado no experimento. Vamos mencionar apenas alguns trabalhos recentes, nos quais o grande potencial da GMI como uma ferramenta de caracterização de materiais ferromagnéticos metálicos foi claramente demonstrado.

O potencial de aplicação da GMI como uma ferramenta de pesquisa foi logo percebido em um dos trabalhos iniciais, no qual um ajuste da curva de Z vs. frequência da corrente de medida forneceu como resultado a permeabilidade circular de um fio de FeCoSiB[54, 121], um parâmetro que é relativamente difícil de se obter utilizando técnicas magnéticas convencionais. Através de aproximações simples, foi possível desenvolver um modelo útil para visualizar a GMI em fios amorfos e nanocristalinos, o qual leva a estimar a profundidade de penetração δ_m e também a permeabilidade circular μ_ϕ , utilizando uma única medida ao invés de ter que analisar toda a dependência com a frequência[72, 121]. Uma abordagem alternativa, desenvolvida por Valenzuela *et al.*, investiga a GMI por intermédio de circuitos equivalentes[122]. Neste formalismo espectroscópico da impedância foi possível mostrar que um fio de CoFeSiB pode ser representado, aproximadamente, por um arranjo em série $R_s L_s$, conectado a outro arranjo paralelo $R_p L_p$. L_s e L_p são indutores associados a contribuição de rotação de domínios e ao movimento de paredes para a permeabilidade μ_ϕ , respectivamente. R_p é o elemento resistivo relacionado com o amortecimento das paredes e R_s representa todas as resistências do circuito tais como o próprio fio e os contatos. Esta metodologia permite não apenas avaliar o valor da permeabilidade circunferencial em função do campo aplicado mas também estimar as respectivas contribuições da rotação dos domínios e do movimento das paredes para a permeabilidade magnética do fio[123].

Mais recentemente, uma nova abordagem foi introduzida para estudar a GMI, incluindo efeitos de assimetria[124]. Neste método, o valor médio da permeabilidade circunferencial e as curvas de histerese circulares podem ser estimadas por meio de uma análise de Fourier da derivada temporal da magnetização, calculada através da minimização

da energia magnética livre do material. Este modelo explica muito bem os resultados experimentais para um fio de CoFeSiB tratado por aquecimento Joule e submetido a passagem de uma corrente de *bias* e agora está sendo testado em outros sistemas magnéticos[125].

Parâmetros magnetoelásticos também podem ser estudados mediante medidas de impedância. A influência da aplicação de tensão no efeito da GMI foi investigada em fios amorfos[61, 126, 127] em em fitas[128]. A dependência da GMI com tensão pode ser facilmente aplicada para estimar a constante de magnetostricção de saturação, λ_s , de amostras com magnetostricção negativa[129].

Pirota e colaboradores[85] investigaram o efeito da GMI em fitas tratadas mediante aplicação de tensão, em função do ângulo de aplicação do campo externo em relação a direção da corrente, com o objetivo de verificar o papel das anisotropias induzidas, bem como suas distribuições, no efeito da GMI. Os autores propuseram um procedimento experimental para construir a função de distribuição de anisotropias. Tal procedimento será tratado com detalhes no capítulo IV.

Carara *et al.*[86] mostraram que informações importantes acerca dos aspectos dinâmicos da magnetização de materiais magnéticos duros podem ser obtidos mediante medidas de GMI. A técnica de GMI também foi aplicada para estudar a evolução do campo de anisotropia de fitas de FeNbB em função da quantidade de ferro[130], enquanto que a GMI foi combinada com a técnica de microscopia de força magnética para caracterizar a estrutura de domínios de microtubos eletrodepositados de CoP[131].

Recentemente, o grande potencial da GMI como ferramenta de caracterização foi aprimorado, seguindo a enorme evolução dos modelos teóricos. Ménard e co-autores[83]

estabeleceram uma clara correspondência entre a GMI e curvas de magnetização e a usaram para investigar e modelar a estrutura de domínios em microfios amorfos cobertos por vidro. Ciureanu *et al.*[132] mediram a GMI em fios amorfos e policristalinos e, através do pico nas curvas de GMI, eles foram capazes de estimar a magnetização de saturação, M_s , com uma ótima concordância entre os valores obtidos e os medidos diretamente por um magnetômetro de amostra vibrante. Eles usaram um modelo dinâmico da GMI que prediz uma reta no gráfico entre $(f_0)^2$ e H_0 cuja derivada depende apenas de M_s , sendo f_0 e H_0 a frequência e o campo de ressonância, respectivamente. Depois disso, Ménard e colaboradores[133] desenvolveram um modelo do qual derivaram uma expressão que relaciona o parâmetro de amortecimento de Landau-Lifshitz, λ ao valor de pico da impedância do fio na região de ressonância ferromagnética. Este modelo foi aperfeiçoado e aplicado para deduzir a permeabilidade complexa de fios amorfos mediante medidas de GMI[134]. Os estudos realizados pelo grupo do Prof. Yelon culminaram na observação da ressonância e também da antirressonância ferromagnética em um metal usando a técnica de GMI, de onde é possível obter a razão giromagnética, o campo de anisotropia e a magnetização de saturação da amostra com excelente concordância com os parâmetros obtidos através de medidas convencionais[135].

Tal diversidade de experimentos demonstra claramente que a magnetoimpedância gigante se mostra como uma ferramenta poderosa de caracterização de propriedades magnéticas de materiais magnéticos duros. Devido sua extrema sensibilidade e simplicidade, a GMI apresenta muitas vantagens se comparada com técnicas convencionais já bem estabelecidas.

6 Conclusões

A intenção deste capítulo foi fornecer uma visão atualizada acerca do fenômeno da GMI em materiais magnéticos amorfos. Foram feitas descrições detalhadas dos modelos teóricos e dos esquemas experimentais para medidas de GMI, utilizando sempre o intervalo de frequência da corrente de medida como referência. Outro objetivo deste capítulo é deixar claro que, apesar de ser um efeito clássico, a GMI apresenta inúmeros aspectos interessantes, dependendo da frequência da corrente de medida, da geometria e da microestrutura da amostra. Em particular, a microestrutura permite modelar a resposta magnética de um sensor de campo baseado no efeito da GMI. Parece ser claro que as futuras pesquisas em GMI irão se concentrar em três principais frentes: (a) melhorar as descrições teóricas com o objetivo de deixá-las cada vez mais realistas; (b) tais melhorias nos modelos teóricos serão úteis para se prever efeitos da microestrutura das amostras na GMI os quais, por sua vez, permitirão otimizar o efeito, fator muito importante para potenciais aplicações em dispositivos e (c) neste mesmo caminho, será possível usar o efeito da GMI como uma ferramenta adicional para estudar materiais magnéticos duros.

Por outro lado, o estudo de filmes e de materiais estruturados artificialmente abre um caminho completamente novo de possibilidades de melhorar a resposta da GMI e, eventualmente, integrar a GMI com dispositivos microeletrônicos.

Este capítulo termina a parte de introdução e revisão bibliográfica. Os próximos capítulos irão tratar apenas dos resultados teóricos e experimentais obtidos no decorrer deste trabalho.

*Capítulo IV***Resultados: Fitas amorfas I**

1 Dependência angular da magnetoimpedância gigante.**1.1 Introdução**

Neste capítulo apresentaremos o estudo da GMI em amostras tratadas mediante tensão aplicada, em função do ângulo de aplicação do campo magnético externo. O objetivo deste estudo é verificar o papel da anisotropia induzida (bem como de sua distribuição) e do efeito desmagnetizante, no fenômeno da magnetoimpedância gigante. Como veremos, os resultados experimentais são bem explicados pelo modelo teórico proposto baseado na solução simultânea das equações de Maxwell e de movimento da magnetização de Landau-Lifshitz. Como foi introduzido no capítulo III, aqui ilustraremos a continuação do cálculo para este caso particular de fitas.

Os parâmetros físicos necessários para testar o modelo teórico foram obtidos mediante medidas complementares de ressonância ferromagnética e de dependência da magnetização com a temperatura.

Os resultados indicam claramente a enorme influência da distribuição de anisotropias no efeito da GMI. Além do mais, este estudo propõe um novo método experimental para se determinar a função de distribuição de anisotropias.

Além dos novos esclarecimentos que estes experimentos fornecem para o entendimento fundamental do fenômeno, eles também são importantes do ponto de vista de aplicações tecnológicas da GMI em sensores móveis, nos quais o campo externo pode ser aplicado em qualquer direção espacial.

1.2 Detalhes experimentais

Nosso experimento foi realizado em uma fita amorfa de $(\text{Fe}_{0.053}\text{Co}_{0.947})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$ com largura de 0,8 mm, espessura de 22 μm e comprimento de 8 cm. A amostra foi submetida a um pré tratamento por 1 h a temperatura de 360°C, em forno convencional, seguido de 1 h a 340°C mediante aplicação de tensão axial de 400 MPa. Tal tratamento produziu um salto no valor da constante de magnetostricção de saturação, λ_s , que passou a ter um valor negativo, porém muito pequeno (-1×10^{-8}) após o procedimento. Além do mais, como já sabemos do capítulo II, tal tratamento mediante tensão aplicada induz uma anisotropia com eixo fácil de magnetização transversal (perpendicular ao eixo da fita), confirmada mediante observações da estrutura de domínios através do efeito Kerr, como é mostrado na Figura 1-1. Esta medida foi feita no instituto de física da Universidade de São Paulo, com o auxílio de Luiz Melo, na época aluno do Prof. Antonio Domingues dos Santos.

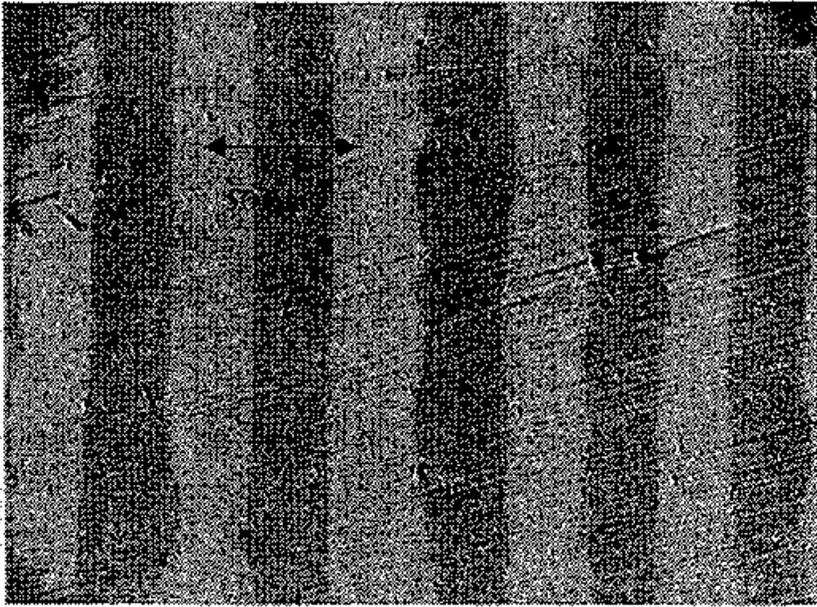


Figura 1-1. Estrutura de domínios da fita amorfa de $(\text{Fe}_{0.053}\text{Co}_{0.947})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$ medida mediante a técnica de efeito Kerr. O eixo da amostra está na direção horizontal.

A GMI foi medida na amostra como-fabricada e após o tratamento, utilizando um sistema semelhante ao descrito na seção 3.1 do capítulo III cujos detalhes estão na Ref. [136]. Os contatos foram feitos a 8 cm de distância um do outro com tinta prata e possuíam aproximadamente 1Ω de resistência. A resposta da impedância ao campo aplicado foi medida através de um amplificador *lock-in* para diferentes frequências (até 900 kHz) da corrente de medida (amplitude até 8 mA). As amostras foram acomodadas em uma mesa giratória no interior de um sistema de bobinas de Helmholtz, que fornece o campo magnético dc externo (até 100 Oe). A mesa giratória nos permitiu aplicar o campo externo em duas diferentes configurações, como pode ser vista na Figura 1-2, incluindo campos aplicados no plano da fita (caracterizados pelo ângulo θ) e fora do plano da amostra (ângulo ϕ).

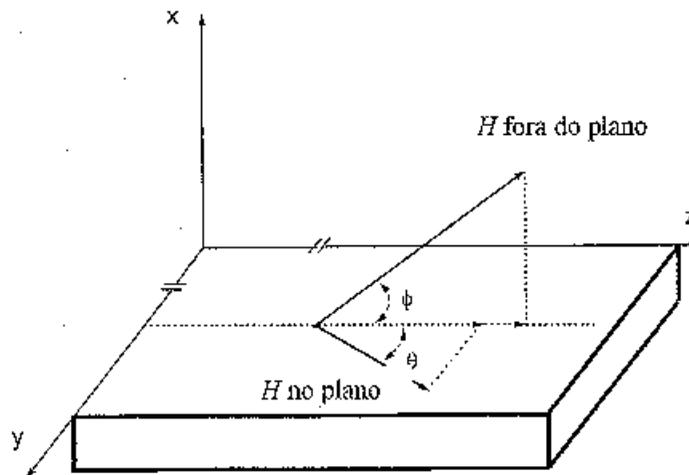


Figura 1-2. Configuração geométrica do experimento. Podemos ver o plano da amostra e as duas orientações possíveis de aplicação do campo externo. A corrente I está na direção z .

Devido ao fato de não estarmos trabalhando em uma sala blindada e por não termos um sistema de compensação do campo terrestre, foram feitas algumas pequenas correções nos dados experimentais. Apesar de posicionarmos o par de bobinas de Helmholtz com eixo perpendicular ao campo terrestre, nós sempre tivemos que lidar com o campo residual do ambiente de medida. Através da análise das posições dos picos de GMI e pela sua assimetria, foi possível estimar o campo magnético real e seu ângulo de aplicação através de cálculos vetoriais simples.

Com o objetivo de estimar o fator desmagnetizante transversal da amostra e determinar o parâmetro de amortecimento de Gilbert, foram realizadas medidas de FMR em temperatura ambiente no Laboratório de Propriedades Ópticas e Magnéticas dos Sólidos, IFGW (UNICAMP). FMR foi medida a uma frequência de microondas de 9,32 GHz em uma amostra como-fabricada de 1,7 cm de comprimento com campo magnético no plano da fita, tanto na configuração paralela ou transversal. O resultado está mostrado na

Figura 1-3. O espectro de ressonância resultante se mostrou um pouco assimétrico, provavelmente devido a rugosidade da superfície da amostra. Entretanto, através da diferença entre os campo de ressonância nas configurações paralela e transversal foi possível extrair informação sobre o fator desmagnetizante transversal, denominado aqui de N_y , o qual, de acordo com nossos resultados está entre 0,014 e 0,019. Através da largura da linha de ressonância (138 Oe), foi possível estimar o parâmetro de amortecimento de Gilbert $\alpha = 2,7 \times 10^{-2}$. Aqui é importante enfatizar que este valor de α é superestimado, porque a rugosidade superficial da amostra também contribui com o alargamento da linha de ressonância.

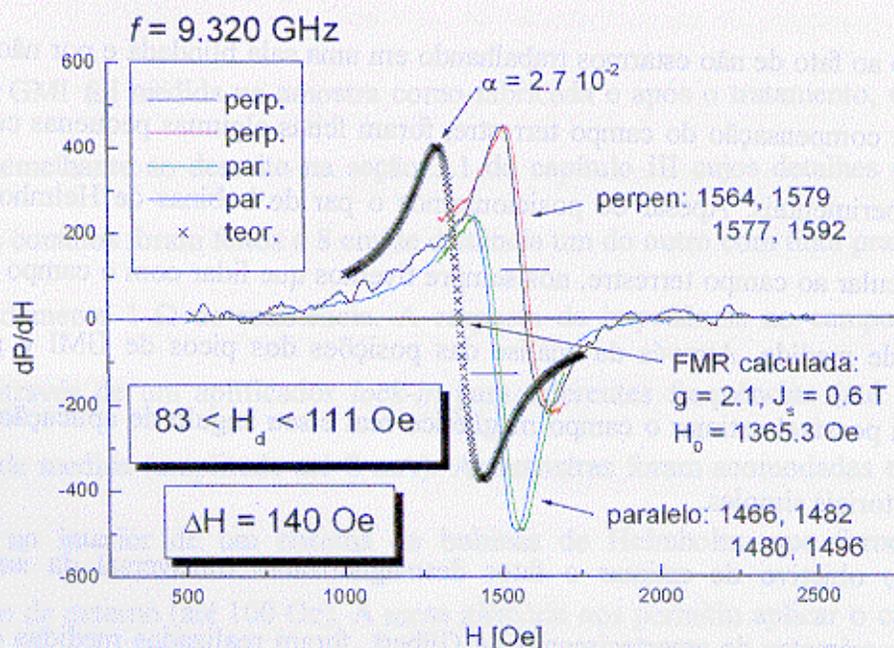


Figura 1-3. Medida de ressonância ferromagnética para nossa fita. Na figura podemos ver as medidas tanto na configuração na qual o campo ac está paralelo ao campo de quanto perpendicular. O campo dc foi aplicado no plano da fita. Vemos também as curvas teóricas, calculadas para os parâmetros indicados.

A constante de troca A , foi obtida através da lei de Bloch[137] mediante a dependência da magnetização de saturação da fita com a temperatura (de 2 a 300 K) medida em um sistema PPMS Quantum Design. Tal resultado está na Figura 1-4.

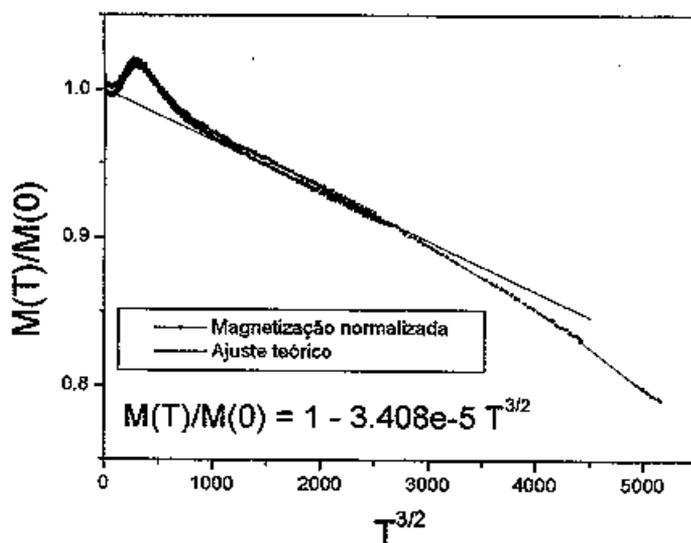


Figura 1-4. Dependência da Magnetização, normalizada pelo valor de saturação, com a temperatura. A linha cheia representa o ajuste feito com a equação mostrada na figura. Os pontos são dados experimentais.

1.3 Modelo teórico.

Como já vimos na seção 2.2.2 do capítulo III, para frequências altas da corrente de medida, a permeabilidade magnética ac do material ferromagnético é dominada pelas contribuições do processo de magnetização por rotação de domínios. Devido ao forte amortecimento por correntes parasitas [17], as contribuições dos movimentos das paredes de domínios podem ser desprezadas. Este fato faz com que a análise teórica do problema se torne bem mais simples.

Como já vastamente mencionado no capítulo III, a teoria mais completa sobre GMI é baseada na solução simultânea das equações de Maxwell e de movimento de Landau-Lifshitz. Nos próximos parágrafos ilustraremos a solução das equações (2.72) e (2.73) da

seção 2.3.2 (cap. III) para um condutor plano semi infinito, configuração que mais se aproxima da de nossa fita.

Vamos considerar um condutor ferromagnético plano semi-infinito apresentando uma anisotropia uniaxial uniforme com eixo fácil de magnetização paralelo ao plano da amostra e com uma magnetização estática M_0 uniforme. Vamos adotar o sistema de coordenadas definido como na Figura 1-5 com a coordenada x perpendicular ao plano da amostra e a coordenada z paralela a M_0 . Tanto o campo magnético estático H_0 quanto o eixo fácil de magnetização n estão supostamente no plano do condutor fazendo ângulos θ e ϕ com o eixo z , respectivamente.

Devemos observar que as definições dos ângulos θ e ϕ , feitas na presente seção, difere daquelas da seção anterior.

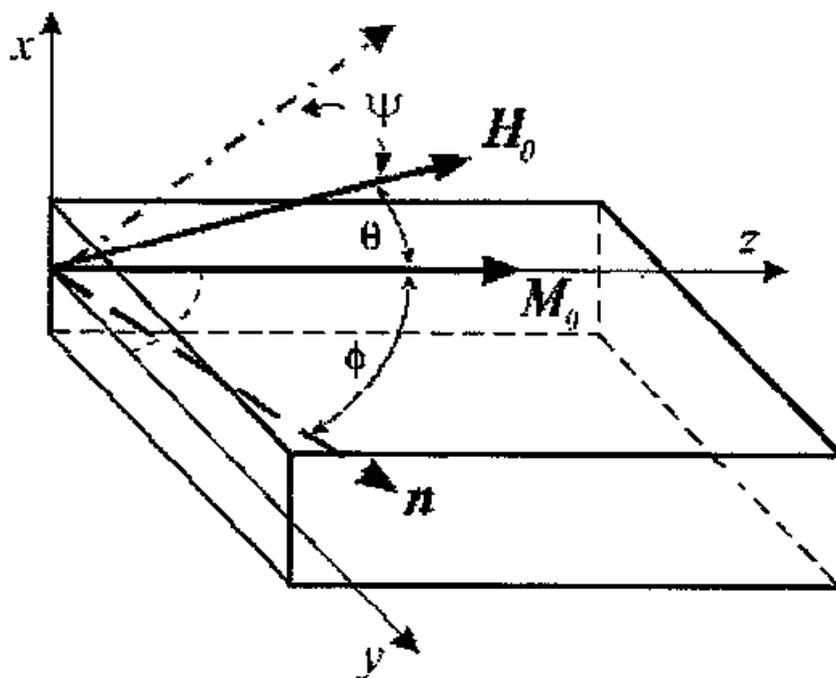


Figura 1-1. Visualização esquemática do sistema de coordenadas para nosso filme semi infinito.

Na Figura, ψ é o ângulo entre o campo interno H_0 e o eixo difícil de magnetização.

Os ângulos de equilíbrio θ e ϕ podem ser calculados a partir da equação (2.71) (cap. III):

$$H_0 \sin \theta - H_K \sin \phi \cos \phi = 0 \quad (1.1)$$

1.3.1 Equação secular.

Como normalmente se faz nas teorias de FMR, as soluções para as equações (2.72) e (2.73) (cap. III) serão assumidas como sendo ondas planas se propagando ao longo do eixo x :

$$\mathbf{m}, \mathbf{h} \propto e^{i(\omega t - kx)} \quad (1.2)$$

Sendo assim, a equação de "onda" linearizada (2.72) (cap. III) nos fornece:

$$\left(1 - \frac{i}{2} \delta_0^2 k^2\right) \mathbf{h} = -\mathbf{m} + \frac{i}{2} \delta_0^2 k^2 m_x \mathbf{e}_x \quad (1.3)$$

Substituindo a equação (1.2) em (2.73) (cap. III) e usando as equações (2.68) (cap. III) e (1.1) obtemos a seguinte equação de movimento:

$$i \frac{\omega}{\gamma} \mathbf{m} + (\Omega + D k^2) \frac{\mathbf{M}_0}{M_s} \times \mathbf{m} + H_K \sin \phi (\mathbf{n} \cdot \mathbf{m}) \mathbf{e}_x = \mathbf{M}_0 \times \mathbf{h} \quad (1.4)$$

Onde:

$$\Omega = H_0 \cos \theta + H_K \cos^2 \phi + i\alpha \frac{\omega}{\gamma} \quad (1.5)$$

Assumindo $m_z = 0$, a partir de (1.3) obtemos, para a componente longitudinal do campo ac \mathbf{h} , a seguinte equação:

$$\left(1 - \frac{i}{2} \delta_0^2 k^2\right) h_z = 0 \quad (1.6)$$

e as quatro equações seguintes para as componentes transversais m_x, m_y, h_x e h_y :

$$\left(1 - \frac{i}{2} \delta_0^2 k^2\right) (m_x + h_x) = 0 \quad (1.7)$$

$$m_y + \left(1 - \frac{i}{2} \delta_0^2 k^2\right) h_y = 0 \quad (1.8)$$

$$i \frac{\omega^*}{\gamma} m_x - (\Omega - H_K \sin^2 \phi + D k^2) m_y + M_s h_y = 0 \quad (1.9)$$

$$(\Omega + D k^2) m_x + i \frac{\omega^*}{\gamma} m_y - M_s h_x = 0 \quad (1.10)$$

Como pode ser visto das equações (1.6) a (1.10), dois tipos de ondas são possíveis. Para a onda longitudinalmente polarizada ($m = h_x = h_y = 0$) temos a solução de efeito pele não magnético $k_0 = (1-i)/\delta_0$. Para as ondas transversalmente polarizadas ($h_z = 0$) as constantes de propagação k são dadas pela solução da seguinte equação secular bi-cúbica:

$$M_s (\Omega + M_s + D k^2) + \left(1 - \frac{i}{2} \delta_0^2 k^2\right) \left[(\Omega + M_s + D k^2) (\Omega - H_K \sin^2 \phi + D k^2) - \left(\frac{\omega^*}{\gamma}\right)^2 \right] = 0 \quad (1.11)$$

Esta equação pode ser comparada com as equações seculares obtidas a partir da teoria de ressonância ferromagnética em metais. Com exceção dos termos de amortecimento, esta equação é equivalente a equação secular originalmente encontrada por Ament e Rado[88]. A equação (1.11) fornece três pares de raízes, $\pm k_i$ ($i = 1, 2, 3$) para as três ondas polarizadas transversalmente.

Da teoria da FMR é sabido que, geralmente, quatro pares de ondas de características mistas, ou seja, ondas de spins e eletromagnéticas podem ser excitadas em metais ferromagnéticos. As constantes de propagação das ondas podem ser obtidas mediante equações seculares apropriadas. Para a chamada "configuração planar", isto é, quando a magnetização de equilíbrio M_0 está no plano da amostra (no caso, fita) a equação secular

gera três pares de raízes para os modos transversais e um par para o modo longitudinal. Para frequência de microondas, geralmente utilizada nos experimentos de FMR (9 GHz ou mais alta), cada onda individual pode ser distinguida de acordo com o seu comportamento. Seguindo a classificação de Patton e Kraus[87], as ondas transversais são chamadas de “onda de spin anti-Larmor”, “onda de spin Larmor” e modo eletromagnético (precessão uniforme). A onda de spin anti-Larmor possui uma profundidade de penetração muito pequena que praticamente não depende do campo magnético aplicado. Esta onda pode ser excitada apenas mediante condições especiais de superfície[138] e, assim como na FMR, podemos ignorar seu papel no efeito da GMI. Os outros dois tipos de onda dependem fortemente do campo aplicado e são responsáveis pela ressonância na região de microondas.

1.3.2 O tensor de impedância.

A solução geral de (1.3) e de (1.4) para uma barra semi-infinita magnetizada axialmente é dada pela combinação linear de duas ondas longitudinais e de seis transversais. Para se ter uma distribuição simétrica da densidade de corrente j com relação ao plano central do filme ($x = 0$) apenas as funções antissimétricas serão consideradas para o campo ac:

$$\mathbf{h}(x,t) = e^{i\omega t} \sum_{i=0}^3 \mathbf{h}_i \sin(k_i x) \quad (1.12)$$

A densidade de corrente $\mathbf{j} = j_y \mathbf{e}_y + j_z \mathbf{e}_z$ calculada a partir da equação de Maxwell

$\nabla \times H = j$ dada por:

$$j_y = -e^{i\omega t} k_0 h_{0z} \cos(k_0 x) \quad (1.13)$$

$$j_z = e^{i\omega t} \sum_{i=1}^3 k_i h_{iy} \cos(k_i x) \quad (1.14)$$

As amplitudes relativas h_{iy} podem ser determinadas a partir de condições de contorno apropriadas, tais como a de magnetização superficial aprisionada (*surface magnetization pinning condition*), encontradas na Ref.[139]. Vamos assumir que a corrente de medida $\mathbf{I} = I_y \mathbf{e}_y + I_z \mathbf{e}_z$ faz um ângulo arbitrário com o vetor da magnetização estática M_θ . Como pode ser constatado, as ondas longitudinais contribuem para a componente transversal I_y da corrente enquanto que as ondas transversais contribuem para a componente longitudinal I_z . Utilizando a definição de impedância [84]:

$$Z = \frac{U}{I} = \frac{L E_z \Big|_s}{S \langle j_z \rangle \Big|_s} = R_{dc} \frac{j_z \Big|_s}{\langle j_z \rangle \Big|_s} \quad (1.15)$$

Onde E_z e j_z são as componentes longitudinais do campo elétrico e da densidade de corrente, respectivamente. O símbolo $\Big|_s$ refere-se ao valor da grandeza na superfície da amostra e o símbolo $\langle \rangle \Big|_s$ à média na seção transversal do material. Sendo assim, para as duas componentes da corrente I , as componentes Z_{yy} e Z_{zz} do tensor de impedância podem ser calculadas:

$$\frac{Z_{yy}}{R_{dc}} = k_0 \frac{t}{2} \cot \left(k_0 \frac{t}{2} \right) \quad (1.16)$$

Que é equivalente a equação (2.45) (cap. III) para um metal não magnético.

Substituindo (1.14) na equação (1.15) teremos:

$$\sum_{i=1}^3 \left[\frac{Z_{zz}}{R_{dc}} \sin \left(k_i \frac{t}{2} \right) - k_i \frac{t}{2} \cos \left(k_i \frac{t}{2} \right) \right] h_{iy} = 0 \quad (1.17)$$

As outras duas equações para h_{iy} são dadas pelas condições de contorno. Devido ao fato de que a influência do aprisionamento da magnetização superficial (*spin-pinning*) na

GMI não será discutida neste trabalho, utilizaremos a condição mais simples de magnetização superficial livre (*free surface spin*), a qual é dada por:

$$\left. \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x} \right|_{x = \pm t/2} = 0 \quad (1.18)$$

Usando as equações (1.8) a (1.10) para m_i ($i = 1,2,3$) juntamente com a equação (1.11), a partir da condição de contorno, obtemos:

$$\sum_{i=1}^3 B_i k_i \frac{t}{2} \cos\left(k_i \frac{t}{2}\right) h_{iy} = 0 \quad (1.19)$$

$$\sum_{i=1}^3 \frac{B_i}{C_i} k_i \frac{t}{2} \cos\left(k_i \frac{t}{2}\right) h_{iy} = 0 \quad (1.20)$$

Onde foram usadas as seguintes abreviações:

$$B_i = 1 - \frac{i}{2} \delta_0^2 k_i^2 \quad (1.21)$$

$$C_i = \Omega + M_s + D k_i^2 \quad (1.22)$$

Fazendo com que o determinante do sistema de equações lineares (1.17), (1.19) e (1.20) para h_{iy} seja igual a zero, a fórmula para a componente Z_{zz} pode ser extraída:

$$\frac{A_1}{B_1} \left(\frac{1}{C_2} - \frac{1}{C_3} \right) + \frac{A_2}{B_2} \left(\frac{1}{C_3} - \frac{1}{C_1} \right) + \frac{A_3}{B_3} \left(\frac{1}{C_1} - \frac{1}{C_2} \right) = 0 \quad (1.23)$$

Onde:

$$A_i = \frac{Z_{zz}}{R_{dc}} \frac{2}{k_i t} \tan\left(k_i \frac{t}{2}\right) - 1 \quad (1.24)$$

Resolvendo a equação secular (1.11) para as constantes de propagação k_i ($i = 1, 2, 3$) e usando (1.23), a componente Z_{zz} do tensor de impedância pode ser determinada.

Assim como a impedância superficial de um metal ferromagnético[6], a impedância de um filme plano também é um tensor 2×2 . No sistema de referência da Figura 1-5, tal

tensor é diagonal. A tensão induzida na superfície do filme, $U = ZI$ possui a mesma direção da corrente somente se a corrente for aplicada ao longo do eixo y ou z . Para uma orientação genérica da corrente de medida; a tensão induzida e a corrente não são paralelas. Na configuração padrão de medida da GMI, apenas a componente longitudinal da tensão é medida. A componente transversal pode ser medida a partir de técnicas similares as de efeito Hall.

Neste trabalho, é medida apenas a componente da tensão na direção da corrente, pois os contatos são dispostos desta maneira. Sendo assim a impedância é dada por:

$$Z = \sin^2 \beta Z_{yy} + \cos^2 \beta Z_{zz} \quad (1.25)$$

Onde β é o ângulo entre a corrente I e o eixo z , paralelo a magnetização estática.

1.3.3 Solução desprezando efeitos de troca.

Na maioria dos modelos o acoplamento de troca é desprezado. Como foi mostrado por Ménard *et al.*[83] tal consideração é razoável para altos valores de frequência. Kraus mostrou[87] que, para baixas frequências, situação em que o máximo da GMI ocorre para $H \approx H_k$, o termo de troca pode se tornar muito importante. Neste texto vamos discutir, porém, apenas a solução mais simples, obtida desprezando o efeito de troca. Se fizermos $D = 0$, os modos de ondas de spin desaparecem e a equação secular (1.11) se reduz a uma equação quadrática para as constantes de propagação para o modo de precessão uniforme:

$$\frac{i}{2} \delta_0^2 k^2 = \frac{\mu_{\text{eff}}}{\mu_0} = \frac{(\Omega + M_s)(\Omega + M_s - H_K \sin^2 \phi) - \left(\frac{\omega^*}{\gamma}\right)^2}{(\Omega + M_s)(\Omega - H_K \sin^2 \phi) - \left(\frac{\omega^*}{\gamma}\right)^2} \quad (1.26)$$

Para amortecimento do tipo Gilbert (i.e. $\omega^* = \omega$) e $\theta = 0$, esta equação é idêntica a obtida por Panina *et al.*[77].

O valor máximo para o comprimento de penetração é dado por δ_0 , ou seja, pelo comprimento de penetração não magnético. Tal valor é obtido quando H_0 tende a infinito. Já o valor mínimo é atingido quando a parte real do denominador do lado direito de (1.26) tende a zero, o que significa, simplesmente, a condição de ressonância ferromagnética:

$$(1 + \alpha^2) \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 = \left(\frac{1}{\gamma\tau} \right)^2 + (H_0 \cos\theta + H_K \cos^2\phi + M_s)(H_0 \cos\theta - H_K \cos 2(\psi + \theta)) \quad (1.27)$$

E, a partir de (1.26), obtem-se [84]:

$$k^2 \approx -\frac{1}{\delta_m^2} - \frac{2j}{\delta_0^2} \quad (1.28)$$

Onde δ_m é chamada de “profundidade de relaxação magnética” e é dada por:

$$\delta_m = \frac{1}{\gamma M_s} \sqrt{\frac{\rho}{\mu_0} \left(\alpha \gamma M_s + \frac{2}{\tau} \right)} \quad (1.29)$$

A profundidade de relaxação magnética não depende explicitamente da frequência. Os parâmetros de relaxação α e τ podem ser determinados por meio da largura de linha em medidas de FMR. Como pode-se perceber, os materiais que apresentam melhores sinais de GMI são os que possuem alta magnetização de saturação, baixa resistividade baixa relaxação. Devido ao fato de δ_0 ser várias ordens de grandeza maior que δ_m temos que $k \approx i/\delta_m$ e a profundidade de penetração mínima se aproxima de δ_m . Usando os parâmetros encontrados na Ref. [83](típicos para fios amorfos de CoFeSiB) obtem-se $\delta_m = 0,43 \mu\text{m}$ e o máximo valor teórico para a GMI, nestas condições[84], toma o valor $Z/R_{dc} \approx t/2\delta_m = 46$,

ou seja 4600%, dezenas de vezes maior que os valores tipicamente encontrados (ver Fig. 1-7, por exemplo). Tal fato indica que devemos levar em conta, na teoria da GMI, outros fatores que causam o decréscimo do valor máximo da GMI, como por exemplo a dispersão do eixo e da magnitude da anisotropia, objeto de investigação abordado neste capítulo.

É claro que o valor teórico máximo da GMI pode ser atingido somente se a condição de ressonância (1.27) for satisfeita. Normalmente temos que $\alpha^2 \ll 1$ e $H_k, H_0 \ll M_s$, e assim a condição de ressonância se reduz a:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 \approx \left(\frac{1}{\gamma\tau}\right)^2 + M_s (H_0 \cos\theta - H_k \cos 2(\psi + \theta)) \quad (1.30)$$

Para baixas frequências da corrente de medida, ou seja, $((\omega/\gamma)^2 \ll M_s H_k)$, a condição (1.30) se torna ainda mais simplificada:

$$H_0 \cos\theta \approx H_k \cos 2(\psi + \theta) \quad (1.31)$$

A equação de equilíbrio da magnetização estática M_0 (1.1) pode ser escrita como:

$$2H_0 \sin\theta = H_k \sin 2(\psi + \theta) \quad (1.32)$$

Nestas condições, a ressonância descrita por (1.31) só pode ser satisfeita se $\psi = 0$ e $H_0 \approx H_k$. Isto é, para campo interno de perpendicular ao eixo fácil de magnetização e de módulo igual ao do campo de anisotropia. Se a magnitude do campo H_0 for diferente de H_k e sua direção desviar do eixo difícil de anisotropia, a magnitude teórica da GMI decresce fortemente. Tal comportamento está ilustrado na Figura 1-6, onde é mostrado o módulo normalizado de Z , calculado para um filme com parâmetros típicos da nossa amostra tratada ($J_s = 0.6$ T, $H_k = 520$ A/m = 6.5 Oe, $g = 2.1$, $\alpha = 0.027$, $\rho = 1.22 \mu\Omega\text{m}$, $A = 3 \cdot 10^{-12}$ J/m, e $t = 13.7 \mu\text{m}$), para uma frequência da corrente de medida de 500 kHz. A direção do eixo fácil de magnetização, descrita pelo vetor unitário n , foi escolhida de modo a estar no plano da

fita e em um ângulo de 60° com a direção z . Na Fig. 1-6, a função $|Z|/R_{dc}$, onde R_{dc} é a resistência dc da fita, é mostrada em função das componentes y e z do campo interno H_o . Tal função exibe um pico estreito ao longo da direção do eixo difícil, cujo máximo aparece no campo de anisotropia H_K . A dispersão do eixo de anisotropia ou do valor do campo H_K em materiais reais leva a um alargamento do pico, bem como ao decréscimo de sua altura. Nos próximos parágrafos, a forma das curvas reais de GMI serão estimadas. Por simplicidade, apenas dispersão do eixo de anisotropia no plano da amostra será considerada.

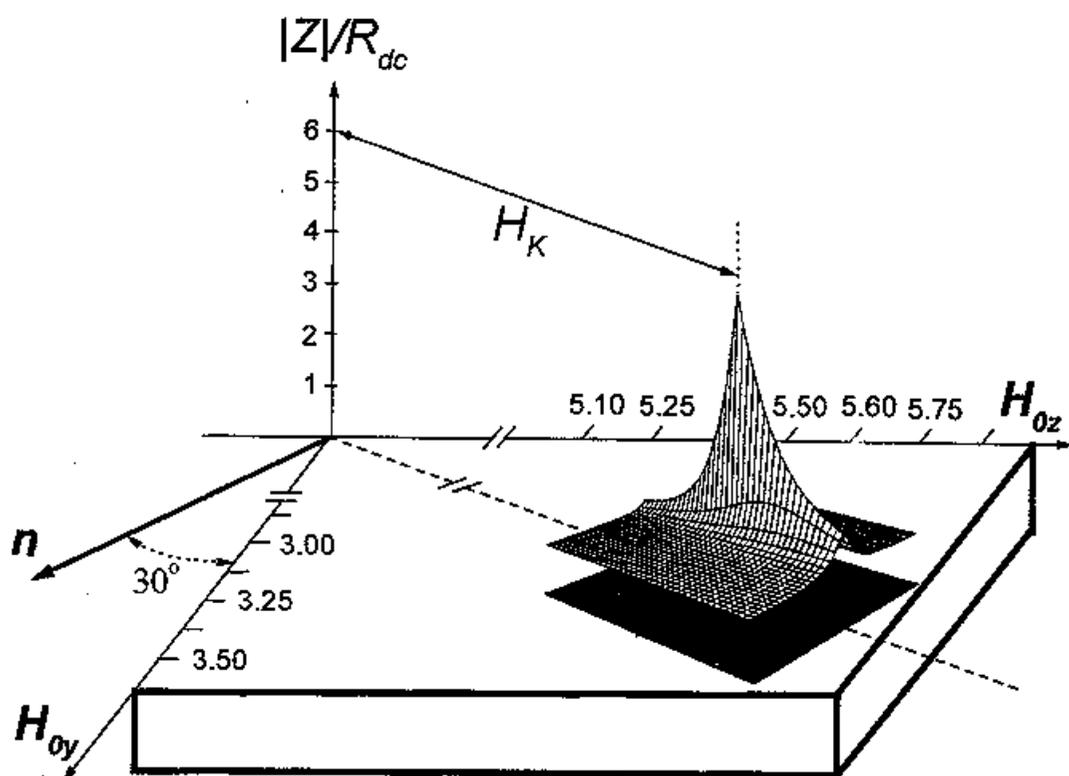


Figura 1-1. Módulo da impedância dividido pela resistência dc, calculado para um filme com os seguintes parâmetros: $J_s = 0.6$ T, $H_K = 520$ A/m = 6.5 Oe, $g = 2.1$, $\alpha = 0.027$, $\rho = 1.22$ $\mu\Omega$ m, $A = 3 \cdot 10^{-12}$ J/m, e $t = 13.7$ μ m. Aqui, o eixo fácil de magnetização faz um ângulo de 60° com a direção da corrente (eixo da amostra). A unidade de campo é Oe.

Primeiramente, vamos definir o seguinte vetor $\mathbf{H}_K = H_K \mathbf{e}_x \times \mathbf{n}$, que possui módulo H_K e está direcionado ao longo da direção difícil de magnetização, no plano do filme. Logo, o módulo da impedância complexa $F(\mathbf{H}_0, \mathbf{H}_K) = Z/R_{dc}$ possui um pico muito estreito para $\mathbf{H}_0 = \mathbf{H}_K$. Vamos supor que as contribuições para a impedância total dos volumes elementares, nos quais o campo de anisotropia \mathbf{H}_k pode ser considerado homogêneo, são independentes um dos outros. Se assumirmos que estes elementos estão conectados em série, a impedância total do filme pode ser escrita como:

$$Z(\mathbf{H}_0) = \int F(\mathbf{H}_0, \mathbf{H}_K) p(\mathbf{H}_K) dH_{Ky} dH_{Kz} \quad (1.33)$$

Onde a função de distribuição $p(\mathbf{H}_K)$ caracteriza a flutuação da anisotropia no plano y,z . Se o pico da função $F(\mathbf{H}_0, \mathbf{H}_K)$ em $\mathbf{H}_0 = \mathbf{H}_K$ é muito mais estreito do que a variação de $p(\mathbf{H}_K)$, então, na equação (1.33), a função F pode ser substituída por $F_{\max}(\mathbf{H}_0) \delta(\mathbf{H}_0 - \mathbf{H}_K)$, onde $F_{\max}(\mathbf{H}_0) = F(\mathbf{H}_0, \mathbf{H}_0)$ é o valor teórico máximo de Z/R_{dc} e $\delta(\mathbf{H}_0 - \mathbf{H}_K)$ é a função delta de Dirac. Temos então que:

$$Z(\mathbf{H}_0) \approx F_{\max}(\mathbf{H}_0) p(\mathbf{H}_0) \quad (1.34)$$

Devido à dependência de $F_{\max}(\mathbf{H}_0)$ com \mathbf{H}_0 ser praticamente desprezível[87], a distribuição dos campos de anisotropia no plano do filme pode ser investigado medindo-se $|Z(\mathbf{H}_0)|$ para várias orientações do campo interno \mathbf{H}_0 .

Ao se utilizar (1.34) para fitas, deve-se tomar cuidado com os efeitos desmagnetizantes fortemente presentes em tais amostras. Devido ao fluxo do campo ac produzido pela corrente de medida ser fechado, o campo desmagnetizante ac será desprezado. Se, no entanto, o campo aplicado \mathbf{H} não for exatamente paralelo ao eixo longitudinal da fita, originar-se-á um campo desmagnetizante \mathbf{H}_d de transversal ($H_d = N_y M_y$, onde N_y é o fator desmagnetizante transversal e M_y é a componente transversal da

magnetização da fita). Sendo assim, o campo interno H_0 que aparece nas equações é dado por $H_0 = H + H_d$. Para campo externo aplicado ao longo do plano y,z , a impedância em função do campo externo será dada por:

$$Z(H_y, H_z) \approx F_{\max} p(H_y - N_y M_y, H_z) \quad (1.35)$$

Se o fator desmagnetizante for conhecido e a magnetização transversal medida, a função distribuição $p(H_{Ky}, H_{Kz})$ pode ser construída a partir da dependência angular da GMI. Infelizmente é muito difícil se medir a componente transversal da magnetização em fitas. Porém, para uma amostra com anisotropia transversal bem definida, o campo desmagnetizante pode ser grosseiramente estimado. Devido ao fato de que o processo de magnetização transversal é dominado por movimento de paredes de domínios, podemos considerar um comportamento magnético doce ideal na direção y . Neste caso a componente transversal da magnetização seria dada por $M_y \approx H_y/N_y$ para $|H_y| < N_y M_s$, e por $M_y \approx M_s$ para $|H_y| > N_y M_s$. A componente transversal do campo magnético interno dc é dada, então, por:

$$H_{0y} = H_y - N_y M_y \approx \begin{cases} 0 & \text{para } |H_y| < N_y M_s \\ H_y - N_y M_s & \text{para } H_y > N_y M_s \end{cases} \quad (1.36)$$

Desse modo, para anisotropia magnética transversal bem definida (eixo fácil de magnetização na direção y), a função distribuição $p(H_0)$ possui um pico pronunciado em $\langle H_K \rangle = (0, \langle H_K \rangle)$. Se o campo externo H for aplicado no plano da fita porém fazendo um ângulo θ com o eixo z , de acordo com (1.35) e (1.36), a curva de GMI apresentará máximos em $H \approx \pm \langle H_K \rangle / \cos \theta$ para $H \sin \theta < N_y M_s$. Para $H \sin \theta > N_y M_s$ a posição do máximo deve se deslocar para valores maiores de H e sua altura deve decrescer.

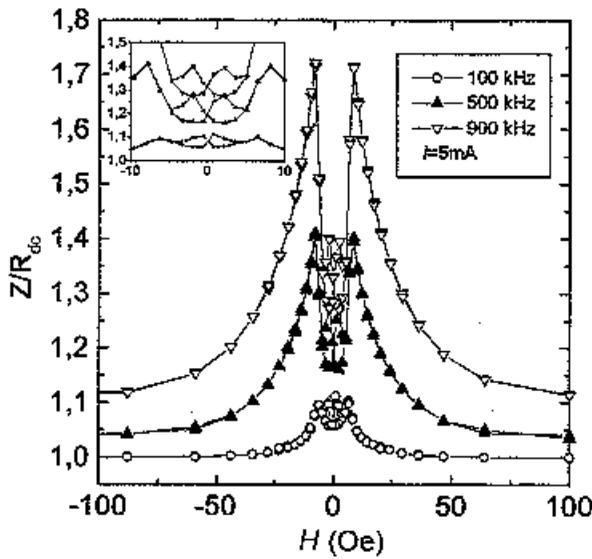
Veremos, na próxima seção, medidas da dependência angular da GMI para uma fita amorfa de FeCoSiB feitas com campo externo aplicado tanto no plano da amostra como fora do mesmo.

1.4 Discussão dos resultados.

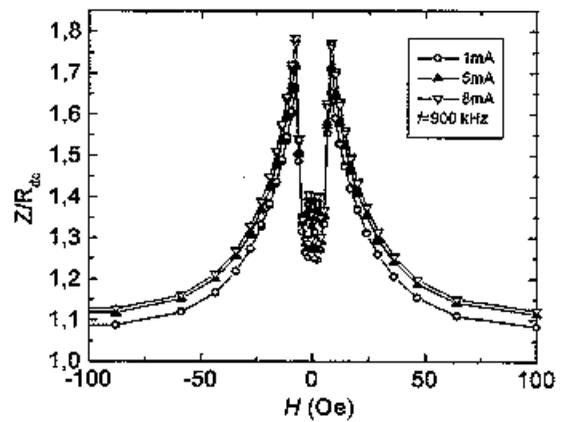
1.4.1 Magnetoimpedância longitudinal.

Medidas sistemáticas de GMI e de sua relaxação foram previamente realizadas, durante minha tese de mestrado, em uma série de amostras a base de Co com pequenas diferenças na composição e, conseqüentemente, na constante de magnetostricção de saturação λ_s . O tratamento submetido as amostras consistiu de 1h em uma temperatura de 360°C seguido de mais 1 h em temperatura de 340°C mediante uma tensão aplicada de 400 MPa. O tratamento mediante tensão aplicada, usado para induzir anisotropia transversal, também causa uma mudança na constante de magnetostricção. O comportamento da GMI muda drasticamente após o tratamento. As amostras como fabricadas exibem um comportamento de pico simples na GMI enquanto que, após o tratamento, todas as amostras apresentam uma estrutura de duplo pico com comportamento histerético na região de campo nulo. Porém, a magnitude do efeito não sofre mudanças significativas após o tratamento. Não é mostrado aqui mas a relaxação da GMI é significativamente reduzida mediante tal tratamento[76]. As curvas de magnetização antes e depois do tratamento, para a amostra estudada considerada neste capítulo ($(\text{Fe}_{0,053}\text{Co}_{0,947})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$) podem ser vistas na Figura 1-8. Podemos observar que, após o tratamento, a curva se tornou praticamente linear indicando indução de anisotropia perpendicular com $H_k \approx 6$ Oe.

A Figura 1-7(a) mostra a razão Z/R_{dc} para a amostra de $(\text{Fe}_{0.053}\text{Co}_{0.947})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$ tratada. A medida foi feita utilizando-se uma amplitude de corrente de medida de 5 mA e frequências de 100, 500 e 900 kHz. Na Figura 1-7(b) está mostrado o módulo relativo da impedância para amplitudes de corrente de 1, 5 e 8 mA a uma frequência fixa de 900 kHz. As medidas foram feitas na configuração LMI, ou seja, com o campo magnético aplicado ao longo do eixo da amostra (eixo z na Fig. 1-6). Os picos na GMI estão posicionados em, aproximadamente, ± 8 Oe, muito próximo ao campo de anisotropia H_k , medido a partir da curva de histerese da amostra, mostrada na Figura 1-8, para a amostra antes e depois do tratamento.



(a)



(b)

Figura 1-1. Z/R_{dc} como função do campo (aplicado longitudinalmente - LMI), para a fita tratada. (a) amplitude da corrente de medida $I = 5\text{ mA}$ e frequências: \circ (100 kHz), \blacktriangle (500 kHz) e ∇ (900 kHz). No destaque temos a região central com seu comportamento histerético. (b) frequência da corrente de medida $f = 900\text{ kHz}$ e amplitudes: \circ (1 mA), \blacktriangle (5 mA) e ∇ (8 mA).

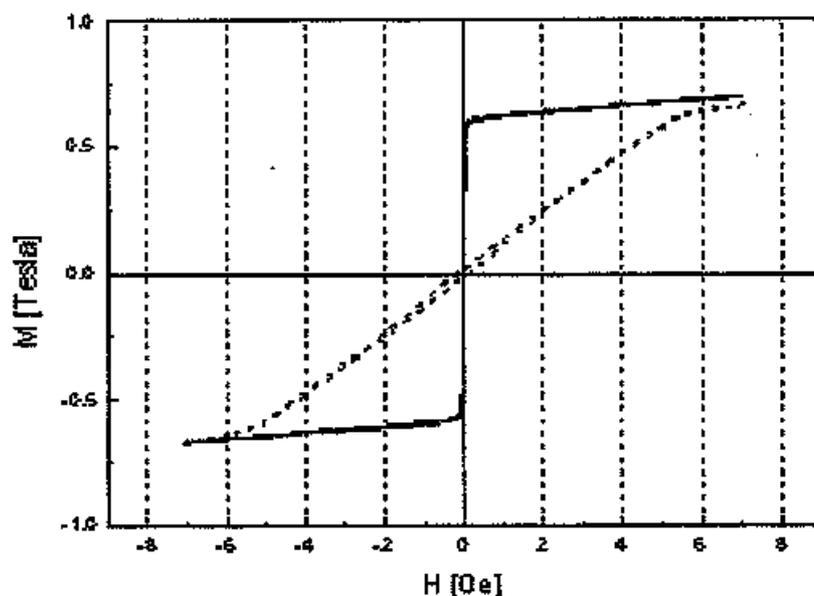


Figura 1-2. Medidas de curvas de histerese quaseestáticas da fita estudada. Na Figura, linha cheia se refere a condição antes do tratamento enquanto linha tracejada a situação após o tratamento.

Podemos perceber que, para 500 kHz, o máximo na razão Z/R_{dc} é de aproximadamente 1,4. Porém, o modelo teórico prevê uma razão de até 6. Mesmo levando em consideração as numerosas aproximações usadas no modelo, a discrepância ainda é muito grande e isto é uma clara indicação de que a anisotropia não é perfeitamente uniaxial sendo que a fita, na verdade, apresenta uma distribuição de eixos de anisotropia, o que dá origem a um decréscimo no pico de GMI.

Uma estrutura de picos menores com comportamento histerético pode ser vista na região próxima a campo nulo, como é mostrado no destaque da Fig. 1-7(a). Este comportamento está relacionado com o campo coercivo da curva de histerese, que indica que processos irreversíveis de magnetização se somam ao comportamento não histerético típico de processo de magnetização puramente por rotação de domínios. Efeitos similares já foram observados em outros sistemas[60, 140]. Sinnecker *et al.* relacionaram este comportamento histerético a movimentos irreversíveis para campos H_{ex} menores que o

campo de anisotropia H_k . Apesar deste efeito ter sido observado por vários autores, e estar evidentemente conectado com a estrutura de domínios, ainda não há uma explicação clara para sua origem. Quando se aumenta a amplitude da corrente de medida, o pico na curva de GMI aumenta de tamanho. Como já mencionado, a dependência da GMI com a frequência pode ser entendida a partir da dependência da profundidade de penetração δ_m com a frequência. Já sua dependência com a amplitude da corrente depende do valor da frequência da corrente. A magnitude do efeito da GMI geralmente aumenta com o valor da corrente. Porém, para frequências mais altas (900 kHz) a influência da amplitude da corrente parece desaparecer. Mais detalhes a respeito do comportamento da GMI para estas amostras podem ser encontrados na Ref. [76]. Uma vez amplamente estudado na configuração longitudinal o espectro de frequência da GMI, uma corrente de 1 mA com frequência de 500 kHz foi fixada para estudar o principal assunto deste capítulo: o efeito da orientação do campo magnético no fenômeno da GMI. Tal estudo foi feito para duas configurações do experimento. Em uma delas o campo foi aplicado paralelo ao campo da amostra e na outra, o campo foi aplicado perpendicular ao plano da amostra. Trataremos destes dois casos nas próximas seções.

1.4.2 Campo externo paralelo ao plano da amostra.

A Figura 1-9 mostra a dependência da impedância Z medida para campos magnéticos aplicados no plano da amostra, com diferentes ângulos θ em relação ao eixo da amostra. O campo máximo aplicado é diferente para cada ângulo, pois tal valor foi escolhido de modo a priorizar a visualização dos efeitos mais importantes. Para baixos valores de θ , H_{ex} ficou limitado entre ± 20 Oe. Para ângulos maiores o limite de campo foi aumentado até que, para θ perto de 90° , ficou entre ± 100 Oe, limite do nosso equipamento. O comportamento

histerético é claramente observado em todas as curvas. A medida que θ aumentou, a posição dos picos se deslocou para valores maiores de campo, saindo do intervalo limitado pelo sistema experimental para $\theta \approx 90^\circ$. Para $\theta = 88^\circ$ os picos praticamente não podem ser mais vistos, como previsto pelos cálculos teóricos. A Figura 1-10 mostra os mesmos dados da Fig. 1-9 porém, em função de $(H_{ex} - a)\cos\theta$, o que representa a componente z do campo aplicado. A constante de correção $a = 1,0$ Oe, comum para todas as curvas, foi obtida por meio de um ajuste dos dados para se levar em consideração os campos residuais tal como o campo terrestre. Tais campos geram uma pequena assimetria na posição dos picos pois agem como um campo *bias*. Como esperado da teoria, todas as curvas se tornam similares após o processo de re-escala. O máximo aparece agora para $H_{ex} = 8$ Oe, o que corresponde, dentro do erro experimental de 2 Oe, ao campo de anisotropia medido a partir da curva de magnetização, aproximadamente 6 Oe (ver Fig. 1-8).

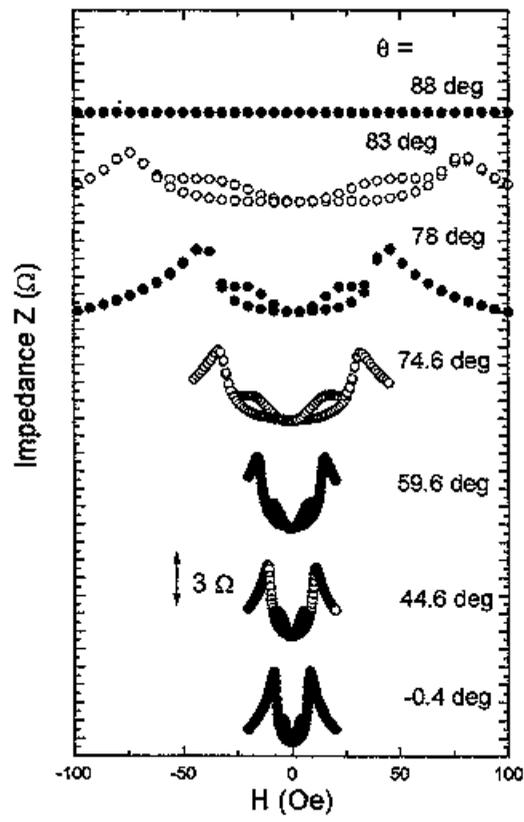


Figura 1-1. Dependência da impedância com o campo externo aplicado no plano da amostra, porém a diferentes ângulos θ em relação a direção da corrente I .

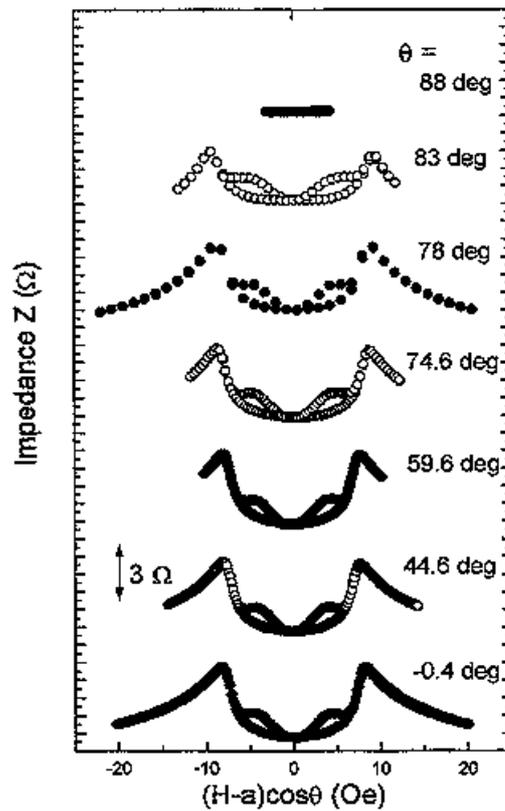


Figura 1-2. Módulo de Z para campo aplicado no plano da amostra em função da sua componente z (eixo da fita). A constante de correção devido ao campo residual é $a = 1,0$ Oe.

O comportamento da GMI na amostra tratada satisfaz as previsões teóricas para uma fita com anisotropia transversal bem definida. Devido ao fato de que a forma e a magnitude dos picos nas curvas de GMI "normalizadas" (Fig. 1-10) não dependem do ângulo para $\theta \leq 83^\circ$, tudo indica que é determinada somente pela função de distribuição $p(0, H_{ky})$. Isto significa que a componente y do campo interno H_{oy} é igual a zero. Para comportamento magnético idealmente doce na direção y , isto acontece para $H_{ex} \sin \theta < N_y M_s$. A partir do fator desmagnetizante medido através de FMR, obtivemos um campo desmagnetizante $N_y M_y$ entre os valores 84 e 114 Oe, os quais estão próximos do limite do nosso equipamento.

No momento é importante fazer o seguinte comentário acerca da parte experimental do trabalho. O presente experimento demonstra como este material magnético doce é sensível não apenas à presença de campos magnéticos residuais como também ao ângulo de aplicação do campo externo. Quando trabalhamos com tais materiais, devem-se ter cuidados extremos ao aplicar campo com magnitude bem definida e o ângulo correto. Pequenas diferenças no ângulo de aplicação do campo podem causar drásticas variações na resposta da GMI (ver Fig. 1-6, por exemplo).

Comparando nossos resultados aos de Sommer e Chien[60, 101], nota-se que nossas curvas apresentam um comportamento histerético mais simples e uma estrutura de picos melhor definida. Sommer e Chien também observaram, na configuração TMI (campo no plano da amostra, porém perpendicular a direção da corrente de medida), curvas com picos bem largos, o que não foi possível observar no nosso experimento. Possivelmente, estas diferenças indicam que as amostras estudadas por estes autores possuem uma distribuição de anisotropias (eixos fáceis) bem mais larga, mesmo após o tratamento. Também é importante notar que, quando os experimentos são feitos para baixos valores de frequências[101] surgem as contribuições dos movimentos das paredes de domínio para o processo de magnetização, fazendo com que a análise teórica se torne extremamente complicada.

1.4.3 Campo externo perpendicular ao plano da amostra.

Neste caso, a amostra foi acomodada em uma mesa rotatória de modo que o eixo de rotação estava paralelo ao plano da amostra perpendicular ao eixo da fita, como indica a Fig. 1-2. A GMI foi medida para diferentes ângulos ϕ (Fig. 1-2) entre o campo e o plano da amostra. A figura 1-11 mostra a dependência de Z com H_{ex} obtida para uma corrente de 1

mA e 500 kHz de amplitude e frequência, respectivamente. Nestas medidas, tomamos um cuidado especial de aplicar o campo exatamente no plano x - z , isto é, sua projeção na direção y foi sempre desprezível com relação a componente z ($\theta = 0$).

Pode-se perceber que a posição dos picos de GMI se deslocam, com o aumento de ϕ , para campos maiores, ultrapassando nosso limite de campo para ângulos acima de 85° . Assim como no caso anterior, no qual o campo foi aplicado no plano da amostra, não é possível mais ver os picos na curva de impedância $\phi \approx 90^\circ$ (GMI perpendicular – PMI). As curvas de GMI “normalizadas”, ou seja, corrigidas pela constante a (ainda 1,0 Oe) e multiplicadas pelo fator $\cos\phi$, estão mostradas na Figura 1-12. Novamente, todas as curvas se tornam similares após este procedimento. O campo de anisotropia perpendicular está em, aproximadamente, 8,2 Oe.

Nas nossas discussões teóricas, a configuração fora do plano não foi considerada. Entretanto, as conclusões teóricas podem ser, do mesmo modo, tiradas para esta configuração experimental. Isto porque o fator desmagnetizante perpendicular N_z da amostra, o qual é próximo de 1, diminui fortemente a componente da magnetização fora do plano para todo o intervalo de campo possibilitado pelo nosso sistema.

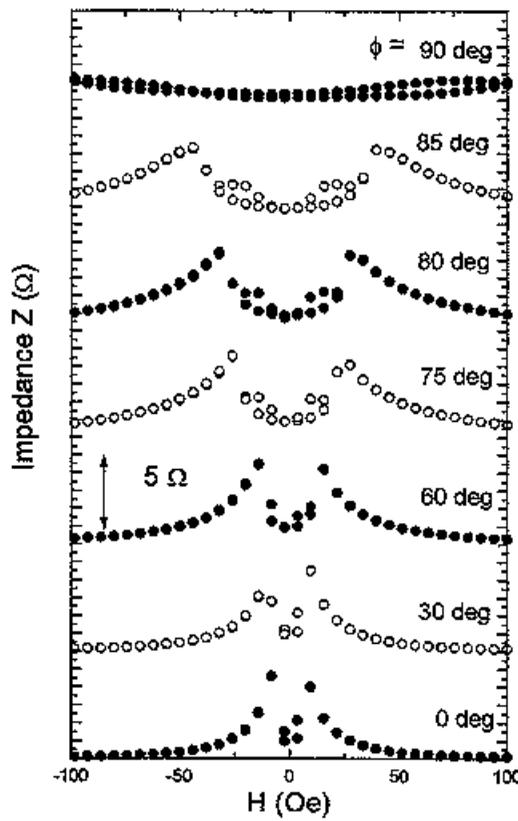


Figura 1-1. Dependência da impedância com o campo externo aplicado fora do plano da amostra e a diferentes ângulos ϕ em relação a direção da corrente I (eixo da amostra) (Ver Fig 1-2).

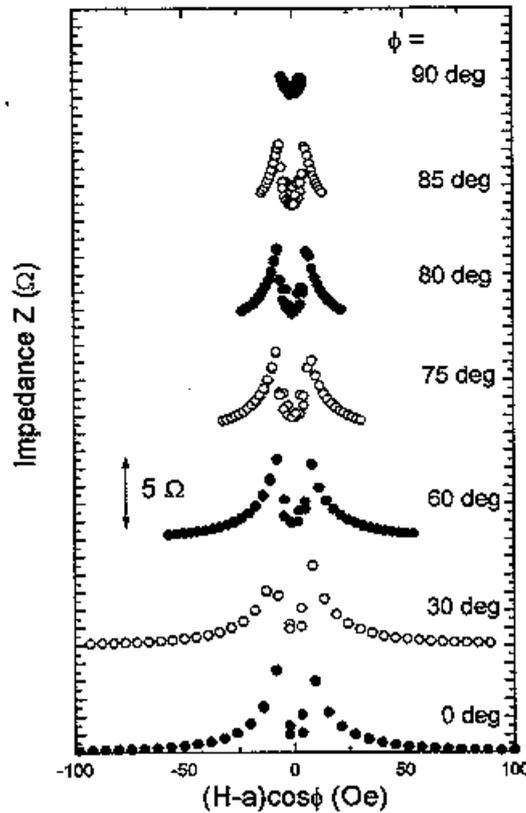


Figura 1-2. Módulo de Z para campo aplicado fora do plano da amostra em função de sua componente z (eixo da fita). A constante de correção devido a campos residuais é de $a = 1,0$ Oe.

1.5 Conclusões.

Foi apresentado um modelo teórico para explicar a GMI em filmes ou fitas com anisotropia transversal uniaxial bem definida. Tal modelo também serve para os casos nos quais o campo externo é aplicado em ângulo arbitrário com relação a direção da corrente de medida, porém no plano da amostra. Considerando amostras com uma distribuição de eixos de anisotropia, foi possível utilizar o modelo para prever o comportamento esperado da GMI.

Do ponto de vista experimental, com o estudo da GMI longitudinal (LMI) em função da frequência e amplitude da corrente de medida, foi possível obter algumas indicações

acerca da distribuição de anisotropia, comparando os resultados experimentais com o cálculo feito a partir do modelo que considera a amostra com anisotropia transversal uniaxial ideal. A investigação da GMI com orientação oblíqua do campo externo de mostrou a enorme influência da distribuição de anisotropia e do fator desmagnetizante, no efeito da GMI. Os resultados experimentais obtidos para a fita com anisotropia transversal bem definida puderam ser facilmente entendidos mediante o modelo teórico apresentado. A análise teórica indica que a distribuição de anisotropia pode ser determinada através deste tipo de experimento, se o fator desmagnetizante puder ser medido por alguma técnica independente.

Apesar de nosso sistema experimental não permitir aplicar campos maiores que os apresentados, foi possível extrair informações acerca da distribuição de anisotropias em nossa amostra. Na luz destes resultados, fica claro este tipo de experimento, se analisado corretamente, pode se tornar uma técnica para se determinar a distribuição de anisotropias em fitas ou filmes ferromagnéticos condutores. Além do mais, os resultados experimentais apresentados bem como o modelo teórico proposto podem ser muito úteis para aplicações futuras em sensores não fixos, onde o campo externo pode ser aplicado em direções arbitrárias.

Capítulo V

Resultados: Fitas amorfas II

1 GMI em fitas amorfas de $\text{Co}_{77}\text{Fe}_8\text{B}_{15}$ tratadas sob tensão.

1.1 Introdução

A permeabilidade magnética de materiais com constante de magnetostricção de saturação, λ_s , diferente de zero, também pode ser controlada mediante aplicação de tensão mecânica externa. A influência da aplicação de tensão no efeito da GMI tem sido investigado, como já mencionado no capítulo II, em fios[61, 126, 127] e fitas[128] amorfos a base de Co. Apesar da magnetostricção nestes materiais ser relativamente baixa, a tensão aplicada possui uma grande influência na GMI devido ser a anisotropia magnetoelástica a predominante em metais amorfos.

A possibilidade de explorar a GMI para aplicações em sensores foi primeiramente mencionada por Knobel *et al.* [61] em fios com magnetostricção negativa quase nula. No entanto, em materiais com alta magnetostricção tal efeito praticamente não foi estudado pois, geralmente apresentam baixos sinais de GMI.

Este capítulo apresentará resultados de investigação da dependência da GMI com a tensão externa em fitas amorfas com magnetostricção intermediária ($\lambda_s = +2,3 \times 10^{-6}$) com o objetivo de testar a aplicabilidade de tais materiais em sensores de tensão.

1.2 Detalhes experimentais

Fitas amorfas de $\text{Co}_{77}\text{Fe}_8\text{B}_{15}$ com 1 mm de largura e 16,4 μm de espessura foram preparadas através do método de *melt spinning* (ver capítulo II). Com o objetivo de produzir anisotropia transversal, apropriada para se obter altos valores de GMI, vários pedaços (de 40 cm) da amostra foram tratados mediante aplicação de tensão axial em um forno de radiação com temperatura homogênea em, aproximadamente, ± 7 cm a partir do centro do forno. Tal forno consiste de uma câmara interna de faces espelhadas de modo a refletir as ondas térmicas originadas por um sistema de resistências. Tal experimento foi realizado em Praga, República Tcheca, durante minha estadia de seis meses junto ao grupo do Prof. Ludek Kraus. As amostras utilizadas neste capítulo estão descritas na Tabela 1.

| Amostra | Condições do tratamento | | |
|---------|------------------------------------|----------------|----------------|
| | Temperatura ($^{\circ}\text{C}$) | Tensão (MPa) | Tempo (h) |
| A | como-fabricada | como-fabricada | como-fabricada |
| B | 300 | 400 | 1 |
| C | 340 | 100 | 1 |
| D | 340 | 150 | 1 |
| E | 340 | 200 | 1 |
| F | 340 | 400 | 1 |
| G | 330 | 100 | 1 |
| H | 330 | 600 | 1 |

Tabela 1. Fitas utilizadas neste capítulo com suas respectivas condições de tratamento.

Como podemos ver, todas as amostras foram tratadas durante o mesmo intervalo de tempo (1 h). Para o resfriamento da amostra, utilizou-se vapor de nitrogênio, resultante da vaporização do mesmo no estado líquido. Com este procedimento tentou-se fazer com que o resfriamento fosse o mais rápido possível. Após o tempo de tratamento, feito em vácuo, uma válvula interligando um reservatório de nitrogênio líquido e o interior do forno, era aberta proporcionando o resfriamento rápido. A rapidez no resfriamento é necessária uma vez que, para temperaturas abaixo de T_c pode ocorrer a indução de anisotropia por campo, originado pelo alinhamento dos momentos na direção da tensão aplicada ($\lambda_s > 0$). Tal anisotropia não é desejada uma vez que contribui com eixo fácil na direção paralela ao eixo da amostra e não perpendicular, como desejado.

Como comprovaremos através das figuras da próxima seção, as amostras de interesse para o propósito deste trabalho, ou seja, para a aplicação em um sensor de tensão, foram as D, E e F. Isto porque, apenas nestas, o objetivo de induzir anisotropia transversal com campo de anisotropia H_{k0} não muito alto, foi atingido. Anisotropia transversal é necessária para se ter curvas de histerese lineares e, conseqüentemente, estrutura de duplo pico na GMI. Sendo assim, ao aplicarmos tensão em fitas com esta característica, as posições dos picos se deslocam para valores mais próximos de $H_{ex} = 0$. Deste modo, o sensor de tensão seria obtido a partir da calibração da posição do pico, H_{max} , em função da tensão σ aplicada. Já para as amostras nas quais não se obteve, após o tratamento, curvas de histerese lineares, a GMI, além de ter um valor muito menos significativo que no caso anterior, apresenta um comportamento de pico único posicionado em $H_{ex} = 0$. Com a aplicação de tensão, a posição deste pequeno pico não muda, apenas decresce pois, com a aplicação de tensão, os domínios se tornam mais fortemente alinhados na direção longitudinal aumentando a

anisotropia nesta direção e tornando o material magneticamente mais duro. Este é o caso das amostras A, B e G. Por outro lado, como no caso da fita H, na qual se induziu anisotropia transversal, temos que H_{k0} resultou ser muito alto (da ordem de 12000 A/m). Isto proporcionaria um sensor para tensões mais elevadas, porém precisaríamos, certamente, aumentar as dimensões da fita para que possa suportar tais cargas. Como veremos na discussão dos resultados, a fita C apresentou uma superposição equilibrada entre anisotropia induzida por *creep* (eixo fácil transversal) e induzida por campo (eixo fácil longitudinal).

As curvas de histerese foram medidas, mediante tensão, em um traçador de curvas de convencional inserido em um sistema de bobinas compensadoras do campo terrestre. A bobina *pick-up*, com 3 cm de comprimento, foi colocada no centro da amostra. A GMI em função da tensão axial foi medida por um analisador de impedância *Schlumberger SI 1260* entre contatos distantes 9 cm um do outro. Tais medidas foram realizadas também em Praga durante minha estadia de seis meses no grupo do Prof. Ludek Kraus.

1.3 Resultados e discussão.

A curva de magnetização da amostra como-fabricada, que pode ser vista na Figura 1-1, apresenta formato retangular com campo coercivo $H_c \approx 5$ A/m (nossas medidas foram feitas no interior de um sistema de bobinas compensadoras do campo terrestre) e uma magnetização de saturação de $M_s \approx 1,3$ T. Isto significa que a amostra é extremamente doce e que a magnetização axial é basicamente dominada por movimento de paredes de domínios. Como a fita possui magnetostricção de saturação positiva, ao aplicarmos tensão, a curva continuará retangular e o campo coercivo irá aumentar. No destaque da Fig. 1-1 pode-se ver a curva de histerese para um intervalo de campo dez vezes menor (30 A/m).

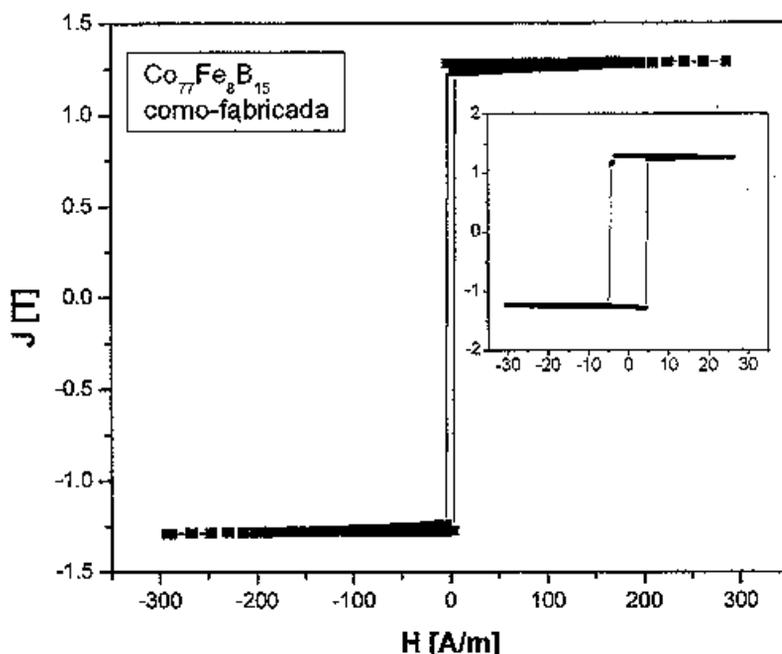


Figura I-1. Curva de histerese da fita como-fabricada de $\text{Co}_{77}\text{Fe}_8\text{B}_{15}$. No destaque temos a mesma curva para um intervalo de campo menor.

A amostra B, tratada a 300°C mediante tensão de 400 MPa (todas as amostras foram tratadas durante 1 h), assim como a fita como-fabricada, apresenta uma curva de histerese retangular com campo coercivo $H_c \approx 5 \text{ A/m}$. Este campo é, essencialmente, o mesmo que apresenta a fita como-fabricada. Isto significa que a combinação de temperatura e tensão não foram suficientes para induzir a desejada anisotropia por tensão (*creep induced anisotropy*, em inglês) ou, ainda, que a anisotropia induzida por tensão foi compensada por uma anisotropia induzida, ainda maior, por campo, de modo que o eixo fácil resultante permaneceu na direção longitudinal e a magnitude da anisotropia induzida, em relação a amostra como-fabricada, foi nula. A curva de histerese relativa a amostra B está na Figura 1-2.

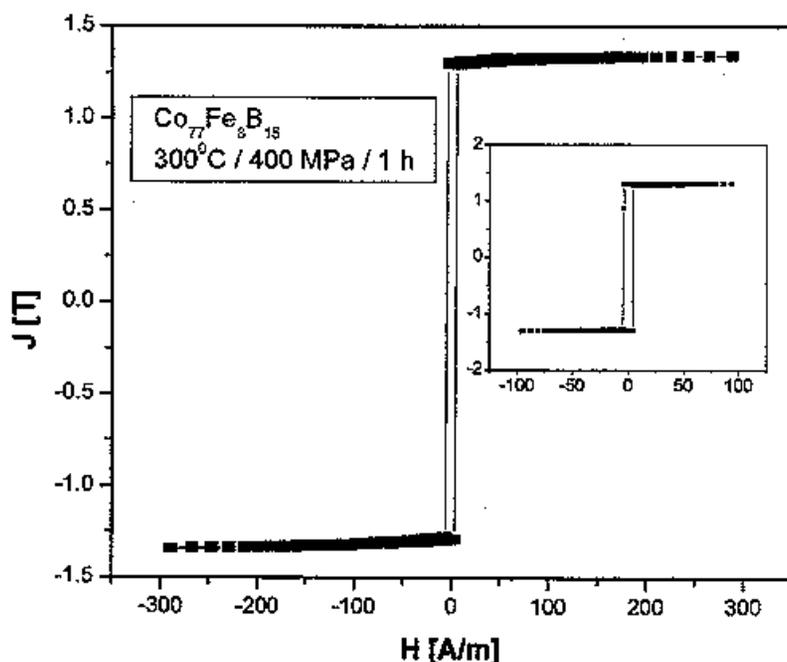


Figura I-2. Curva de histerese da fita de $\text{Co}_{77}\text{Fe}_8\text{B}_{15}$ após ter passado pelo tratamento: $300^\circ\text{C} / 400 \text{ MPa} / 1 \text{ h}$. No destaque temos a mesma curva para um intervalo de campo menor.

A amostra C, tratada a 340°C mediante tensão de 100 MPa , apresenta uma curva de histerese interessante. Em relação a amostra B, o tratamento ao qual a fita C foi submetida possui temperatura maior, porém tensão aplicada menor. Esta combinação evidencia o que acabamos de mencionar no caso da amostra B, ou seja, uma superposição de duas anisotropias, a induzida por campo (devido ao alinhamento dos momentos na direção da tensão aplicada) e a induzida por tensão. Como o tratamento foi feito a temperatura acima da temperatura de Currie da amostra, a única possibilidade de se induzir anisotropia por campo seria no ato do resfriamento, que pode ter sido lento demais possibilitando tal processo. Na Figura I-3 podemos observar uma curva de histerese que tende a ser linear porém apresenta, próximo ao campo de saturação, uma forma um pouco arredondada,

típico de anisotropia não homogênea. Outra evidência de que anisotropias de dois tipos foram induzidas está no fato da curva da Fig. 1-3 apresentar um campo coercivo relativamente alto (≈ 50 A/m) quando comparado ao da fita como fabricada (≈ 5 A/m), atribuído a uma anisotropia com eixo fácil paralelo ao eixo da fita (induzida por campo).

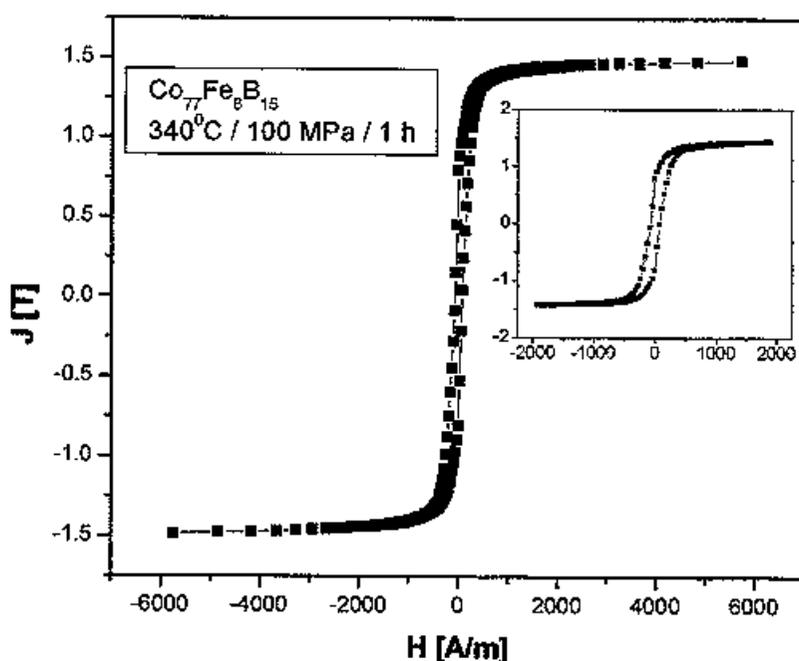


Figura 1-3. Curva de histerese da fita de $\text{Co}_{77}\text{Fe}_8\text{B}_{15}$ após ter passado pelo tratamento: $340^\circ\text{C} / 100 \text{ MPa} / 1 \text{ h}$. No destaque temos a mesma curva para um intervalo de campo menor.

A Figura 1-4 mostra a curva de histerese para a amostra D. Nesta figura podemos perceber que, apesar da curva apresentar um campo coercivo de $H_c \approx 70$ A/m, temos uma anisotropia predominantemente transversal, com campo de anisotropia $H_{k0} = 500$ A/m. Isto fez com que a amostra fosse utilizada para a investigação da dependência da GMI com tensão aplicada.

A Figura 1-5 mostra o valor de Z / R_{dc} ou seja, do módulo da impedância dividido pela resistência dc da amostra, em função da frequência da corrente de medida. São apresentados dados para frequências de 10, 15 e 20 MHz. Como é de se esperar, para frequências maiores temos maiores sinais de GMI.

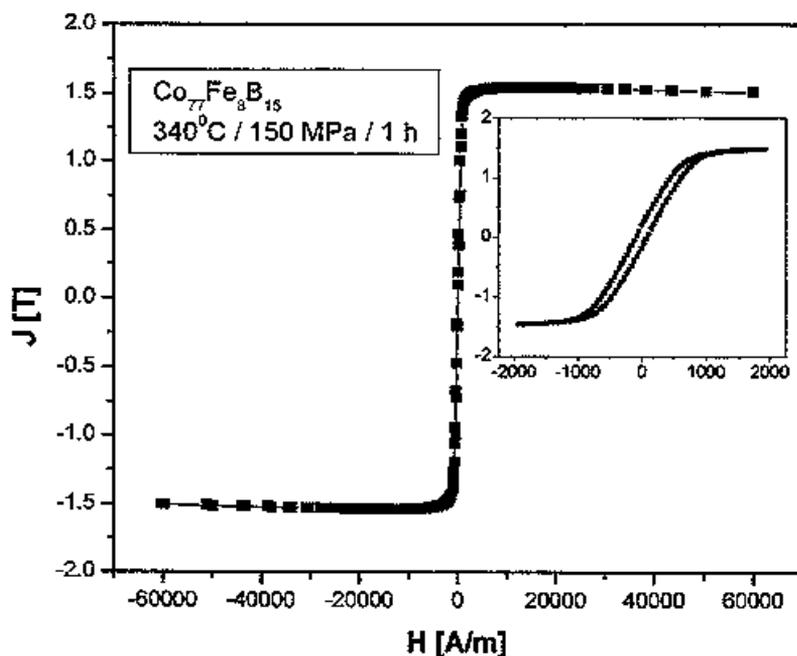


Figura 1-4. Curva de histerese da fita de Co₇₇Fe₈B₁₅ após ter passado pelo tratamento: 340°C / 150 MPa / 1 h. No destaque temos a mesma curva para um intervalo de campo menor.

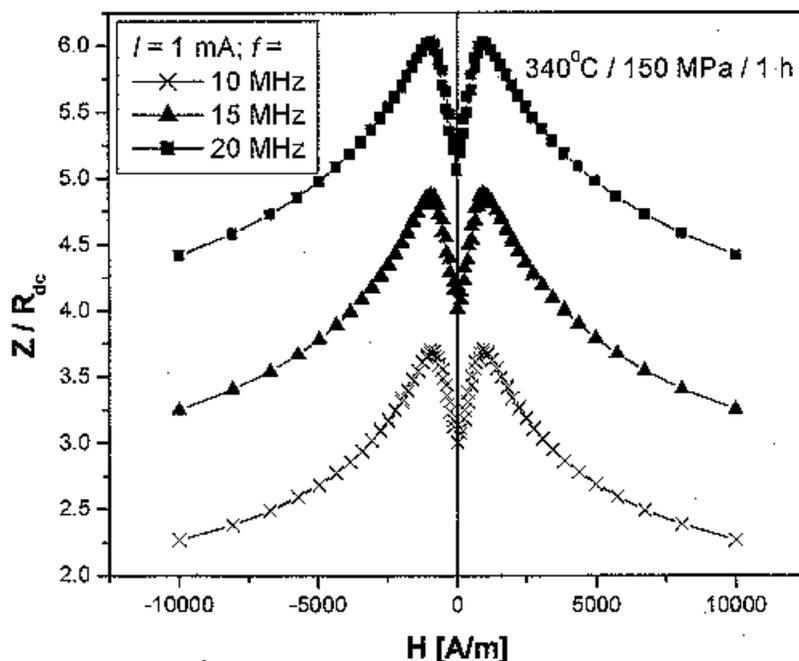


Figura 1-5. Dependência com o campo externo H do módulo de Z dividido pela resistência dc, para a amostra C, com os diferentes valores de f indicados na legenda.

O efeito da tensão aplicada na curva de histerese e na GMI, para a amostra D ($\sigma_{ann} = 150$ MPa), está mostrado na Figura 1-6. No estado $\sigma = 0$, sua curva de GMI apresenta uma estrutura de duplo pico com picos na posição H_{max} próximo ao campo de anisotropia H_{k0} . Quando aplicamos tensão, o campo de anisotropia decresce, como mostra a Fig. 1-6 e a permeabilidade cresce, como esperado para amostras com $\lambda_s > 0$. Os picos nas curvas de GMI se deslocam na direção de $H_{ex} = 0$, seguindo o campo de anisotropia. Para $\sigma = 100$ MPa a curva de magnetização se torna retangular, como consequência, a GMI apresenta, a partir desta tensão, comportamento de pico único que decai com o aumento posterior da tensão.

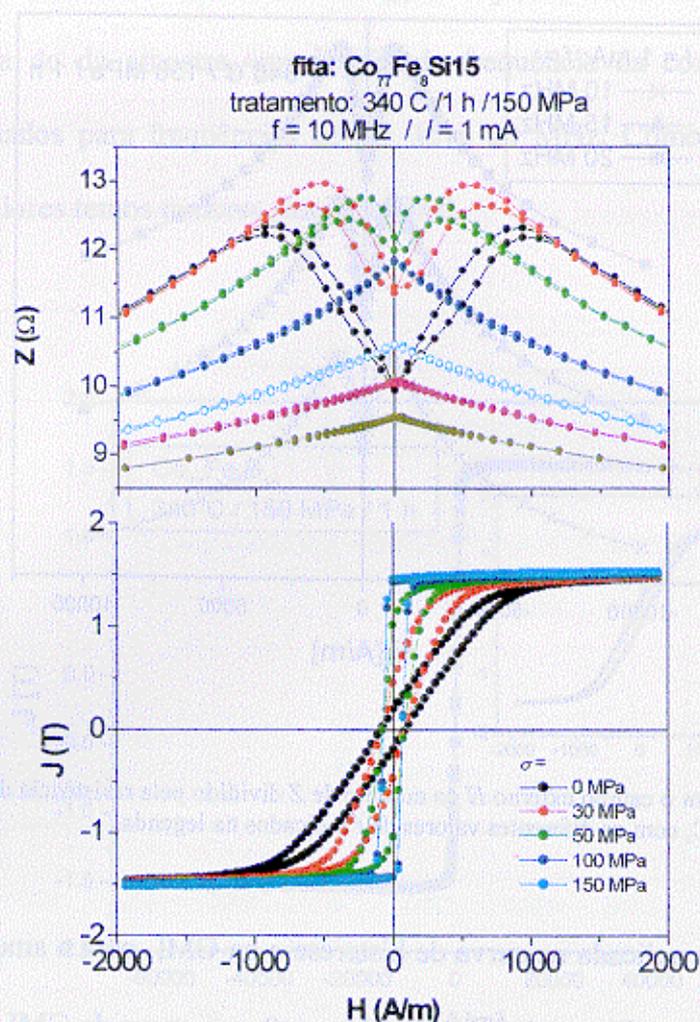


Figura 1-6. Comparação entre as curvas de GMI, para a amostra D, e as respectivas curvas de histerese, todas em função da tensão axial aplicada.

A Figura 1-7 mostra a curva de magnetização para a amostra E, ($340^\circ\text{C} / 200 \text{ MPa} / 1 \text{ h}$). Percebemos também a ocorrência de indução de anisotropia transversal, porém com campo de anisotropia $H_{k0} = 3000 \text{ A/m}$, bem maior do que no caso da amostra D. Isto se deve simplesmente à tensão de tratamento σ_{ann} ter sido maior (200 MPa) neste caso do que no anterior (150 MPa).

Para simples ilustração, temos a dependência do efeito da GMI (traduzido aqui pela dependência de Z / R_{dc} com o campo externo) com o valor da frequência f da corrente de medida I . Novamente, o sinal é maior quanto maior for o valor de f , como ilustrado na Figura 1-8.

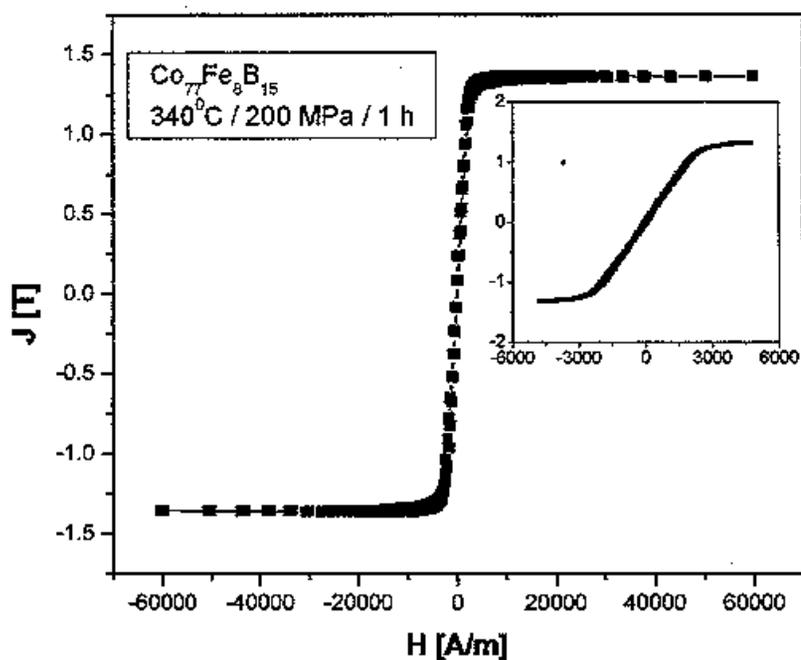


Figura 1-7. Curva de histerese da fita de Co₇₇Fe₈B₁₅ após ter passado pelo tratamento: 340°C / 200 MPa / 1 h (amostra E). No destaque temos a mesma curva para um intervalo de campo menor.

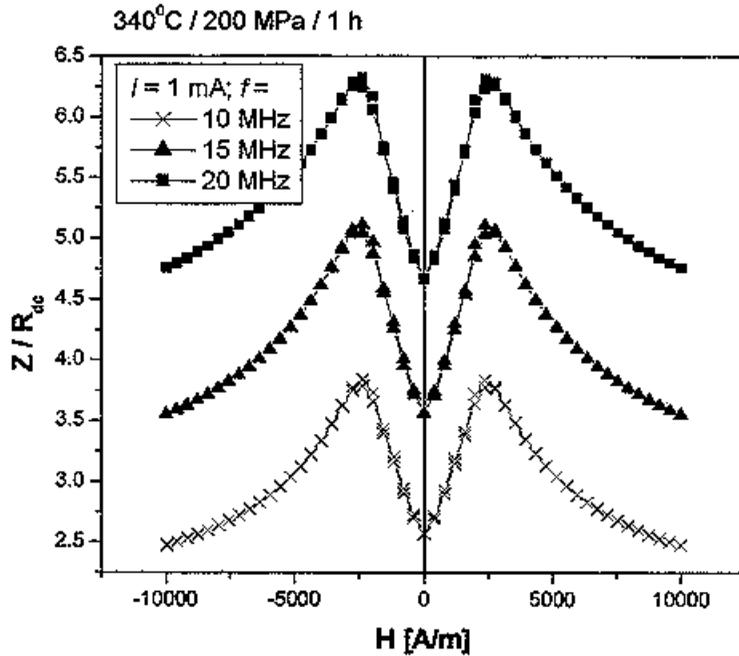


Figura 1-8. Dependência com o campo externo H do módulo de Z dividido pela resistência dc , para os diferentes valores de f indicados na legenda. A medida foi feita após o tratamento indicado na figura.

Na Figura 1-9 temos o comportamento da GMI e da curva de magnetização mediante tensão aplicada. Novamente temos que, ao aplicarmos tensão, o campo de anisotropia decresce e os picos de GMI se deslocam para campos menores até que, para $\sigma = 150 \text{ MPa}$, a curva de histerese se torna retangular e a GMI passa a apresentar um comportamento de pico único. A partir deste valor, o campo coercivo aumenta e o pico da GMI decresce, quando aumentamos a tensão.

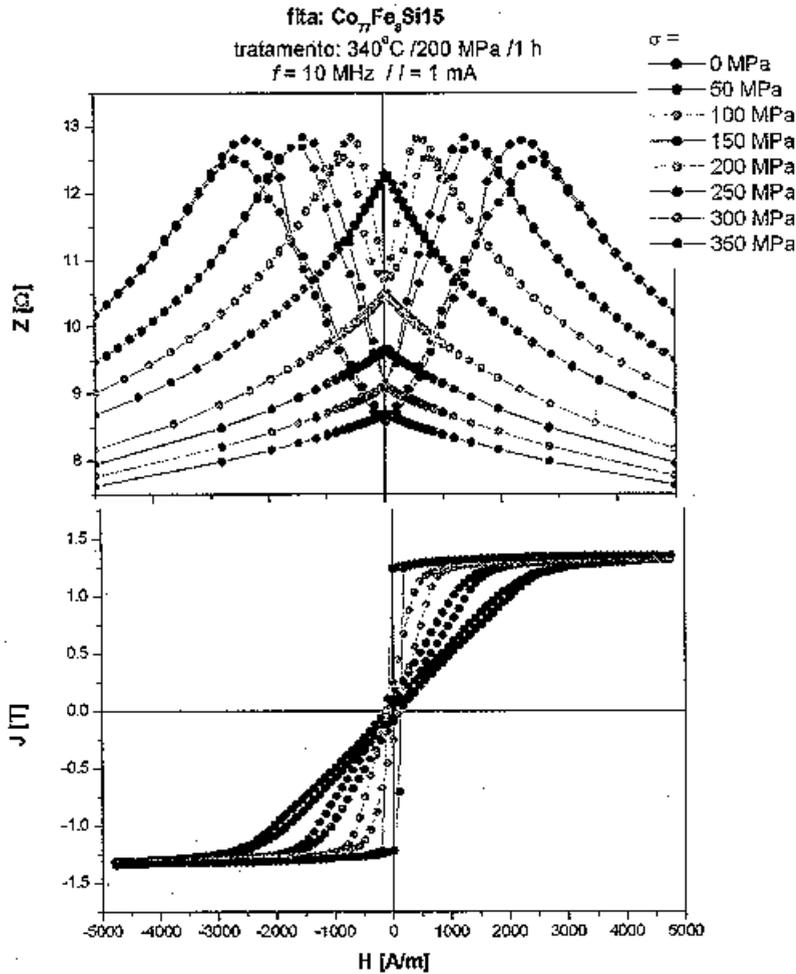


Figura 1-9. Comparação entre as curvas de GMI e as respectivas curvas de histerese, todas em função da tensão axial aplicada. As medidas foram feitas após a fita ter sido submetida ao tratamento indicado na figura.

A amostra F foi tratada a 340°C mediante tensão de 400 MPa. Como consequência a anisotropia transversal induzida foi ainda maior que nos casos das fitas D e E. O tratamento originou um campo de anisotropia de $H_{k0} \approx 3500 \text{ A/m}$, como podemos comprovar na Figura 1-10. A Figura 1-11 mostra a dependência da GMI com a frequência f da corrente I . Pela Figura 1-12 vemos que a tensão necessária para fazer com que a curva de histerese se torne retangular e, conseqüentemente, a GMI apresente pico único, sobe para 350 MPa no caso

da amostra F. Isto torna possível, mediante escolha adequada das condições de tratamento, produzir diversos sensores para diferentes intervalos de aplicações de tensão.

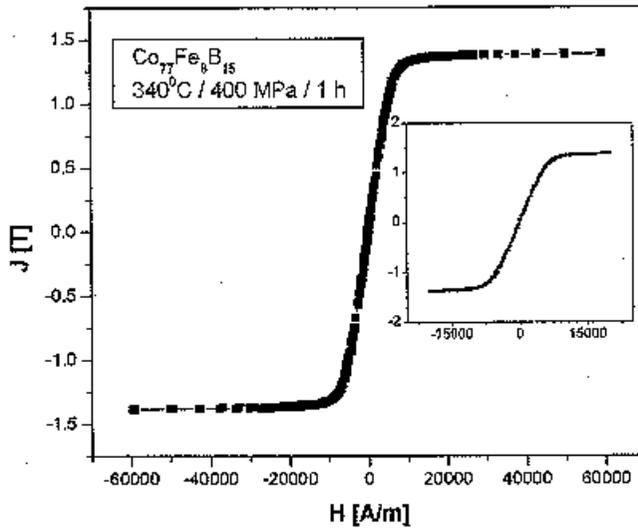


Figura 1-10. Curva de histerese da fita de Co₇₇Fe₈B₁₅ após ter passado pelo tratamento: 340°C / 400 MPa / 1 h. No destaque temos a mesma curva para um intervalo de campo menor.

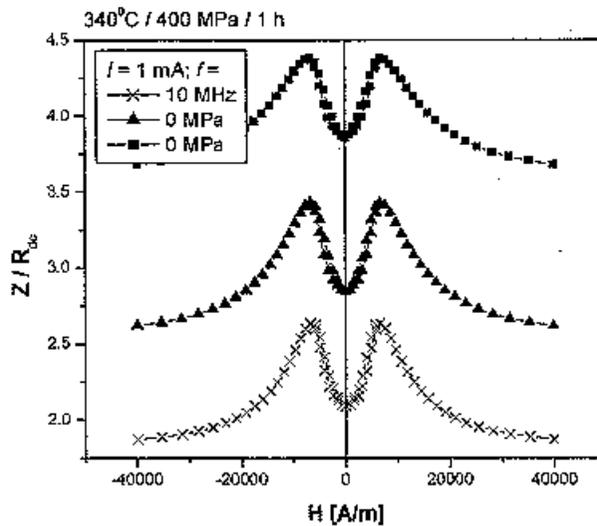


Figura 1-11. Dependência com o campo externo H do módulo de Z dividido pela resistência dc (para a amostra F), para os diferentes valores de f indicados na legenda.

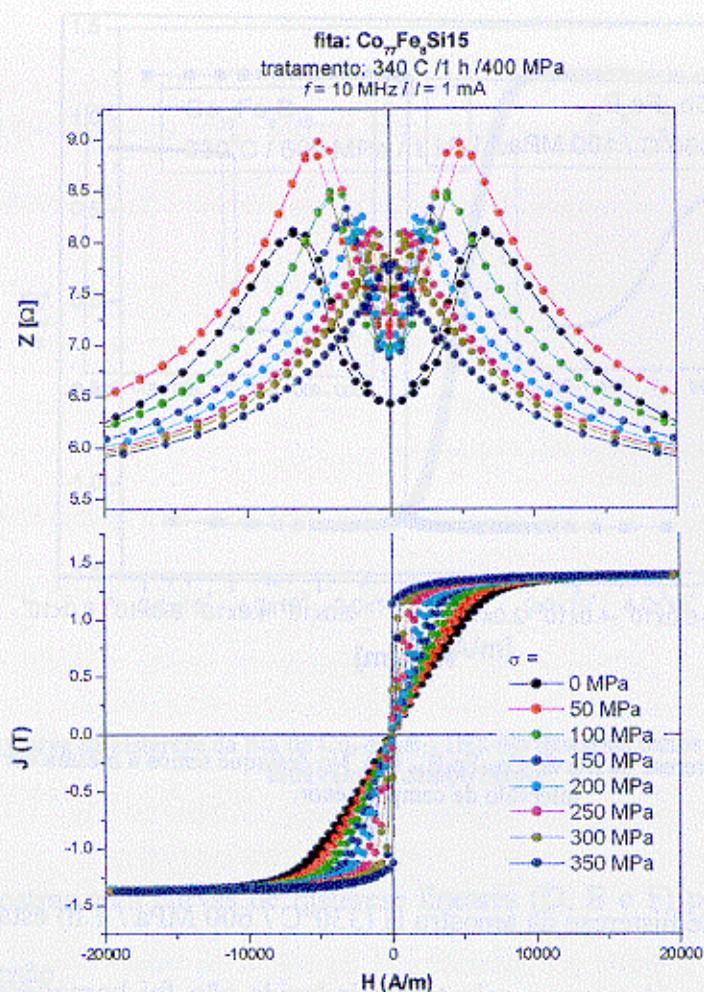


Figura 1-12. Comparação entre as curvas de GMI e as respectivas curvas de histerese da amostra F, todas em função da tensão axial aplicada.

Para questão de completeza, a Figura 1-13 mostra a amostra G, que foi tratada a 340°C e 100 MPa. Novamente, como no caso da amostra B, tais condições de temperatura e tensão não foram capazes de induzir anisotropia com eixo fácil de magnetização resultante na direção perpendicular ao eixo da fita.

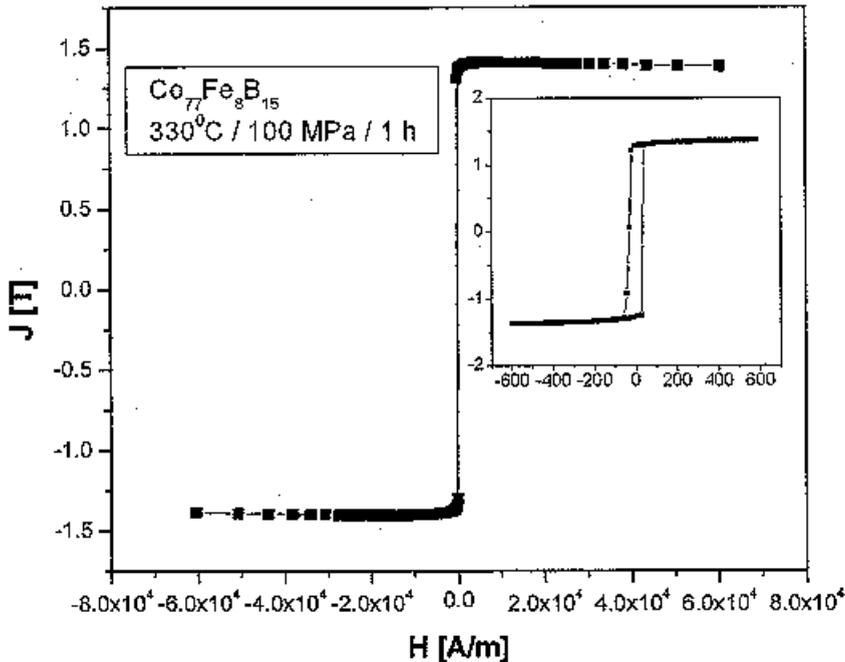


Figura 1-13. Curva de histerese da fita de $\text{Co}_{77}\text{Fe}_8\text{B}_{15}$ (G). No destaque temos a mesma curva para um intervalo de campo menor.

Por fim, a curva de histerese da amostra H ($330^\circ\text{C} / 600 \text{ MPa} / 1 \text{ h}$) está ilustrada na Figura 1-14. Podemos perceber que a anisotropia induzida não foi homogênea. Podemos perceber isto pelo destaque da Fig. 1-14 no qual a curva para campo máximo de 20000 A/m apresenta forma tendendo a linear, porém com bastante arredondamento próximo ao campo de saturação. Nesta amostra, o campo de anisotropia H_{k0} ficou em torno de 12000 A/m . Tal valor de H_{k0} proporcionaria um sensor para altos valores de tensão, podendo a fita não aguentar tamanha carga. Neste caso necessitaríamos aumentar as dimensões da mesma.

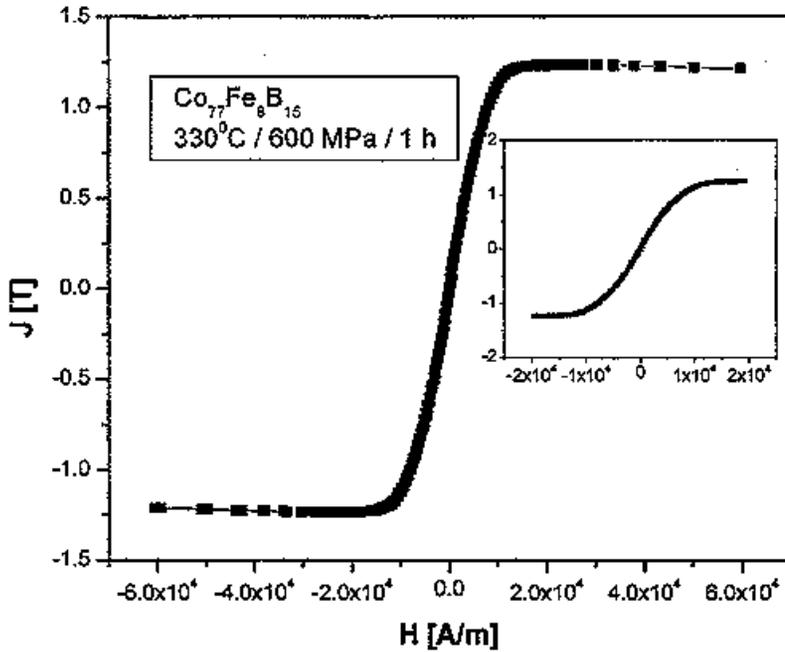


Figura I-14. Curva de histerese da fita de $\text{Co}_{77}\text{Fe}_8\text{B}_{15}$ (H). No destaque temos a mesma curva para um intervalo de campo menor.

As amostras com curvas de histerese lineares (D, E e F) podem ser usadas como sensores de tensão.

Para entender o efeito do acoplamento magnetoelástico, originado da aplicação de tensão externa, para a anisotropia da amostra, o artigo de J. D. Livingston é uma boa referência [141]. Segundo o modelo de Livingston, quando uma tensão externa σ é aplicada na direção do comprimento de uma fita com anisotropia inicial transversal, esta

produz uma contribuição anisotrópica para a densidade de energia de $-\frac{3}{2}\lambda_s\sigma\cos^2\theta$, sendo

θ o ângulo entre a magnetização e o eixo longitudinal da fita. Sendo assim, a anisotropia

resultante será $\left(K_u - \frac{3}{2}\lambda_s\sigma\right)\cos^2\theta$, sendo K_u a constante de anisotropia inicial da fita. Para

$\lambda_s\sigma > 0$, isto é, tensão de alongamento em um material com magnetostricção positiva e de

compressão em um material de magnetostricção negativa, a tensão possui o efeito de diminuir a anisotropia inicial da fita. O eixo de magnetização fácil permanecerá na direção transversal desde que a tensão aplicada for menor que o valor crítico dado por $\sigma_c = 2k_u/3\lambda_s$, para o qual a magnetização muda abruptamente para a direção longitudinal.

O campo de anisotropia resultante será então dado por [141]:

$$H_k = H_{k0} - 3\lambda_s \sigma / J_s \quad (1.1)$$

Onde J_s é a magnetização de saturação.

Como já comentado a dependência do efeito da GMI com a tensão aplicada pode ser utilizada com um sensor de tensão. Por exemplo, o valor da impedância para campo nulo (Figura 1-15 (a)) pode ser calibrado para a determinação da tensão aplicada. Técnicas mais sofisticadas, tais como medida do campo dos picos H_{max} (Figura 1-15 (b)) utilizando um campo magnético *bias*, podem ser também utilizadas. Ainda na Fig. 1-15 (b) pode-se observar a comparação entre a posição dos picos, descrita pelo campo H_{max} e o campo de anisotropia H_{k0} obtido a partir da dependência da curva de magnetização com a tensão aplicada.

Sendo que a constante de magnetostricção pode ser controlada pela composição da amostra e o campo de anisotropia H_{k0} pelas condições de tratamento, uma grande variedade de sensores com diferentes intervalos de aplicação de tensões podem ser produzidos.

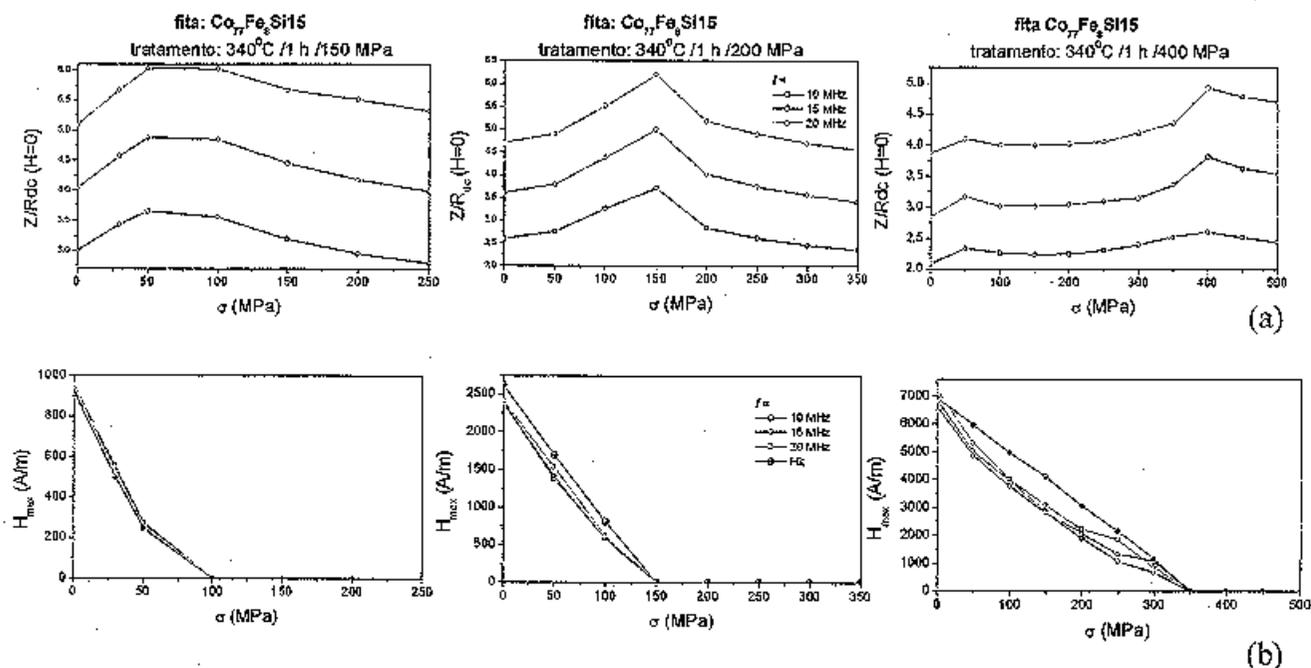


Figura 1-15. (a) módulo de Z dividido pela resistência dc para campo nulo, como funções da tensão aplicada, para as amostras D, E e F e (b) campo de anisotropia H_c comparado com a posição dos picos H_m nas respectivas curvas de GMI.

Concluindo, as curvas de magnetização das amostras dependem das condições de tratamento. Para temperatura de 340°C e baixos valores de σ_{ann} , as curvas de histerese são retangulares indicando que o eixo fácil de magnetização está ao longo do comprimento da amostra. Quando a tensão de tratamento toma valores acima de 100 MPa as curvas se tornam lineares com campo de saturação que depende de σ_{ann} . Este comportamento pode ser explicado através da anisotropia induzida por tensão, como já discutido anteriormente, com eixo fácil de magnetização perpendicular ao comprimento da amostra. Tal anisotropia induzida por *creep* se soma a anisotropia induzida por campo, gerado pelo alinhamento, abaixo da temperatura de Curie, dos momentos magnéticos paralelos ao eixo de aplicação da tensão (devido ao fato de λ_s ser positiva). Quando a anisotropia induzida por tensão

domina, o eixo fácil de magnetização se torna perpendicular ao comprimento da fita e a magnetização longitudinal é dominada por processos de rotação de domínios. Devido a isso, a curva de histerese se torna linear com campo de saturação igual ao campo de anisotropia H_{k0} .

Os resultados apresentados neste capítulo foram apresentados na conferência *Euroensors 2000* que ocorreu em agosto de 2000 em Copenhagem, Dinamarca [116].

*Capítulo VI***Resultados: Microfios amorfos cobertos com camada de vidro**

1 Introdução

Microfios amorfos cobertos com camada de vidro, preparados pela técnica de *Taylor-Ulitovski*, são particularmente interessantes para aplicações em sensores magnéticos. Suas vantagens têm origem na relativa simplicidade de se produzir, reduzidas dimensões e, o que os diferencia dos outros materiais amorfos produzidos a partir da fase líquida, devido a camada de vidro, que promove a isolação elétrica e mecânica do caroço metálico. Porém, investigações prévias mostraram que em tais microfios como-produzidos, ou seja, sem tratamentos térmicos, o efeito da GMI é bem mais baixo que no caso dos fios amorfos convencionais[13]. A deterioração da GMI nos microfios cobertos por vidro é principalmente causada pelas altas tensões internas induzidas no caroço metálico pela camada de vidro. Quando a camada de vidro é removida, mediante ácido fluorídrico por exemplo, o efeito da GMI pode aumentar porém, se perde a vantagem da isolação mencionada acima. Por meio da escolha cuidadosa da composição da liga e do tratamento térmico apropriado, o acoplamento magnetoelástico com as tensões internas podem ser reduzidas e o efeito da GMI substancialmente elevado.

Como já mencionado, quando comparados com outros sistemas, até a publicação da Ref. [142], as magnitudes da GMI em microfios deixavam a desejar. Enquanto valores de

GMI em torno de 60 % a 900 kHz[13] eram obtidos nos microfios cobertos por vidro, outros sistemas, tais como *mumetal* cristalino tratado em condições particulares, apresentavam valores em torno de 310 % a 600 kHz[64]. Um dos maiores valores de GMI (em torno de 700 % com sensibilidade de 300 % / Oe) foi obtido em estruturas de filme tipo *sandwich* possuindo duas camadas externas magnéticas e uma interna não magnética (neste caso feita de Cu) separadas por um material isolante (CoSiB/SiO₂/Cu/CoSiB)[143]. Este capítulo apresentará resultados de um estudo sistemático das propriedades magnéticas e de GMI em microfios amorfos cobertos por vidro de CoFeSiB, em função da estequiometria da liga, das dimensões da camada de vidro e do caroço metálico e de tratamentos térmicos mediante aquecimento Joule com ou sem tensão aplicada. Este estudo nos permitiu chegar a um valor de GMI de 600 %, muito maior que os já obtidos para microfios cobertos por vidro e comparável aos valores mais elevados já registrados na literatura.

2 Detalhes experimentais

As sete amostras apresentadas neste capítulo são microfios amorfos de composição CoFeSiB produzidos pelo grupo do Prof. Horia Chiriac, no *Centrul de Fizica Tehnica* de Iasi, Romênia. Todos possuem uma camada isolante de vidro, como descrito no capítulo II. A eles nos referiremos microfios cobertos com capa de vidro, microfios cobertos por vidro ou, simplesmente, microfios. Tais microfios foram preparados pelo método *Taylor-Ulitovsky*, descrito com detalhes no capítulo II. Foram investigadas cinco composições nominais diferentes, as quais podemos representar por Co_{72.5-x}Fe_xSi_{12.5}B₁₅ com $x = 4.7$ (MF6), 5.2 (MF7) e Co_{72.75-x}Fe_xSi_{12.25}B₁₅ com $x = 4.4$ (MF4), 4.45 (MF5), 4.5 (MF1, MF2 e MF3). Na tabela 1 estão relacionadas as sete amostras analisadas neste capítulo.

| Amostra | Composição | Diâmetro metálico, <i>dm.</i> (μm) | Espessura da camada de vidro, <i>tg.</i> (μm) |
|------------------|---|--|--|
| MF1 ($x=4,5$) | $\text{Co}_{68,25}\text{Fe}_{4,50}\text{Si}_{12,25}\text{B}_{15}$ | 40 | 8 |
| MF2 ($x=4,5$) | $\text{Co}_{68,25}\text{Fe}_{4,50}\text{Si}_{12,25}\text{B}_{15}$ | 29 | 21 |
| MF3 ($x=4,5$) | $\text{Co}_{68,25}\text{Fe}_{4,50}\text{Si}_{12,25}\text{B}_{15}$ | 16 | 8 |
| MF4 ($x=4,4$) | $\text{Co}_{68,35}\text{Fe}_{4,40}\text{Si}_{12,25}\text{B}_{15}$ | 27 | 7 |
| MF5 ($x=4,45$) | $\text{Co}_{68,30}\text{Fe}_{4,45}\text{Si}_{12,25}\text{B}_{15}$ | 27 | 15 |
| MF6 ($x=4,7$) | $\text{Co}_{67,80}\text{Fe}_{4,70}\text{Si}_{12,50}\text{B}_{15}$ | 27 | 6 |
| MF7 ($x=5,2$) | $\text{Co}_{67,30}\text{Fe}_{5,20}\text{Si}_{12,50}\text{B}_{15}$ | 26 | 14 |

Tabela 2. Relação dos microfios utilizados para o estudo das propriedades magnéticas e da GMI apresentados neste capítulo.

O objetivo inicial era conseguir uma liga com menor valor da constante de magnetostricção de saturação (λ_s) possível, pois é sabido que esta característica leva a um comportamento magnético mais mole e, conseqüentemente, a um maior efeito de GMI. Para reduzir as flutuações nas tensões internas e modificar a ordem de curto alcance dos fios como-fabricados (*as-cast* em inglês), algumas amostras foram tratadas por aquecimento Joule durante 10 min. mediante a passagem de corrente constante dc através do fio. Tratamentos mediante a aplicação de tensão externa axial foram utilizados com o objetivo de induzir anisotropia magnética com eixo de fácil magnetização perpendicular ao comprimento dos fios. A resistência elétrica dos fios foi medida durante o aquecimento para detectar uma eventual cristalização das amostras, caracterizada pelo decréscimo abrupto da resistência com o aumento da corrente de tratamento.

As curvas de histerese em temperatura ambiente foram obtidas utilizando um traçador de curvas de histerese quase-estático controlado por PC por intermédio do software Labview. GMI com campo magnético de paralelo ao eixo dos fios foi medida utilizando um analisador de impedância *Schloemberg SI 1260* na faixa de frequência de 1 a 30 MHz e com amplitude da corrente variando entre 1 e 3 mA. Estes experimentos foram feitos na Academia de Ciências da República Tcheca, em Praga, durante minha estadia como pesquisador visitante (6 meses) sob co-orientação do Prof. Ludek Kraus.

Aproximadamente 0,5 cm da camada de vidro foi mecanicamente removida das extremidades dos fios a fim de propiciar os contatos elétricos pertinentes, que foram feitos utilizando solda de estanho. Os fios foram arranjados na posição vertical com uma extremidade fixa e outra livre e móvel. Desta maneira, tensão externa pôde ser aplicada mediante pesos pendurados na extremidade livre da amostra. A bobina *pick-up*, de aproximadamente 5 cm de comprimento e 25000 espiras foi enrolada sobre um suporte capilar de cerâmica de 1 mm de diâmetro externo. Através deste arranjo, tanto o tratamento térmico, inclusive com aplicação de tensão externa, quanto as medidas de curvas de histerese, puderam ser feitas no mesmo lugar. Desta maneira uma mesma amostra foi utilizada várias vezes para tratamentos subseqüentes com valores de correntes de gradativamente maiores. As tensões médias foram calculadas a partir do diâmetro externo da capa de vidro e as possíveis diferenças nos módulos de *Young* do caroço metálico e da capa de vidro foram desprezadas.

3 Resultados e discussão.

3.1 Amostras como-produzidas.

Como podemos perceber a partir da tabela 1, os microfios MF1, MF2 e MF3 possuem a mesma composição, variando somente o diâmetro metálico e a espessura da camada de vidro. Já nas amostras MF4, MF5, MF6 e MF7 têm uma queda na quantidade de Co seguida de um acréscimo na quantidade de Fe, o que provoca um aumento no valor de λ_s . Além disso, nas amostras MF4 a MF7 há uma variação na espessura do vidro enquanto o diâmetro metálico permanece praticamente constante. Devido a estas características, dividiremos as amostras como-produzidas em dois grupos, um que compreende os microfios MF1-MF3 e outro que compreende MF4-MF7.

A Figura 3-1 nos mostra as curvas de histerese para as amostras MF1, MF2 e MF3 (a) e as curvas de GMI para estas mesmas amostras (b), todas como-produzidas. Já a Figura 3-2 mostra as curvas análogas para as amostras restantes: MF4, MF5, MF6 e MF7 também como-fabricadas.

As curvas de GMI para as amostras MF1 e MF2 apresentam valores altos de GMI ($\approx 450\%$) e um comportamento eminentemente de pico único para a MF1. Já para o microfio MF2 podemos observar um pequeno vale próximo do campo nulo (ver destaque da Fig. (b)). Este comportamento de pico único para o microfio MF1 é esperado, uma vez sua curva de magnetização (ver Fig. 3-1 (a)) praticamente não apresenta sinais de anisotropia transversal pois a curva não é linear como a da amostra MF3. Já a curva de histerese da amostra MF2 apresenta um visível arredondamento nas proximidades do campo de saturação, o que seria a causa do pequeno vale encontrado na curva de GMI.

A curva de histerese da amostra MF3 indica que o processo de magnetização axial é dominado por rotação de domínios, o que significa que possui anisotropia transversal já no estado como-produzida. O comportamento da GMI para a amostra MF3 pode ser visto na Figura 3-3 e, como esperado, apresenta picos cujas posições coincidem com o campo de anisotropia tomado a partir da curva de histerese, ou seja, 200 A/m (ver Fig. 3-1 (a)). Esta diferença na estrutura magnética entre as amostras MF1, 2 e 3 se deve as diferentes distribuições de tensões internas induzidas durante o processo de fabricação. Este comportamento, do mesmo modo se reflete na curva de GMI, como já discutido.

Para as amostras MF4, 5, 6 e 7 o raciocínio é semelhante. Os microfios MF4 e MF5 apresentam curvas de magnetização aproximadamente lineares indicando presença de anisotropia transversal e processo de magnetização axial dominado por rotações de domínios. Suas respectivas curvas de GMI apresentam um pequeno vale na região de campo nulo. Já as amostras MF6 e 7 apresentam curvas de histerese retangulares, com campos coercivos H_c próximos de 30 A/m. Estas curvas são típicas de amostras cujo processo de magnetização axial é dominado por movimentos de paredes de domínios, indicando presença acentuada de anisotropia longitudinal induzida pelo processo de fabricação. Tal característica influi negativamente no fenômeno da GMI, como já discutido no capítulo III. Como podemos ver, as respectivas curvas de GMI para as amostras MF6 e MF7 apresentam comportamento de pico único com valores máximos bem menores que as curvas das amostras MF4 e MF5. Já o comportamento de GMI para as amostras MF4 e MF5 apresentam uma pequena estrutura de duplo pico, como pode ser visto no destaque da Fig. 3-2 (b).

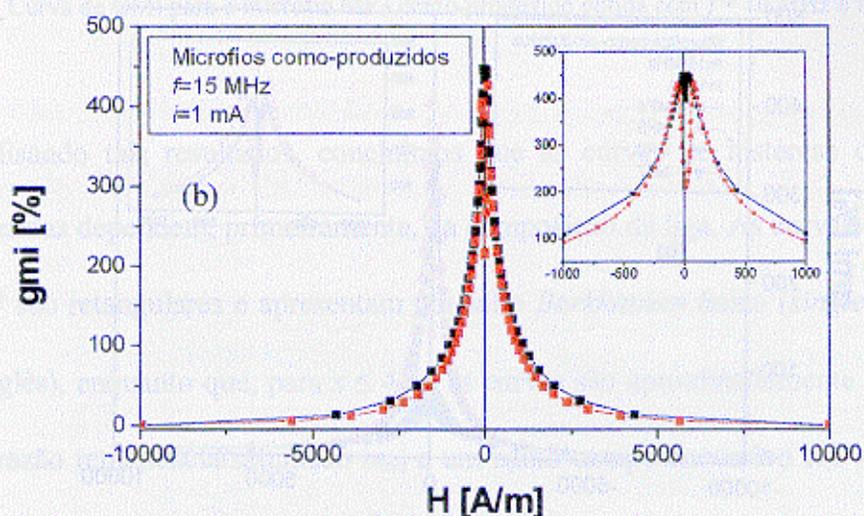
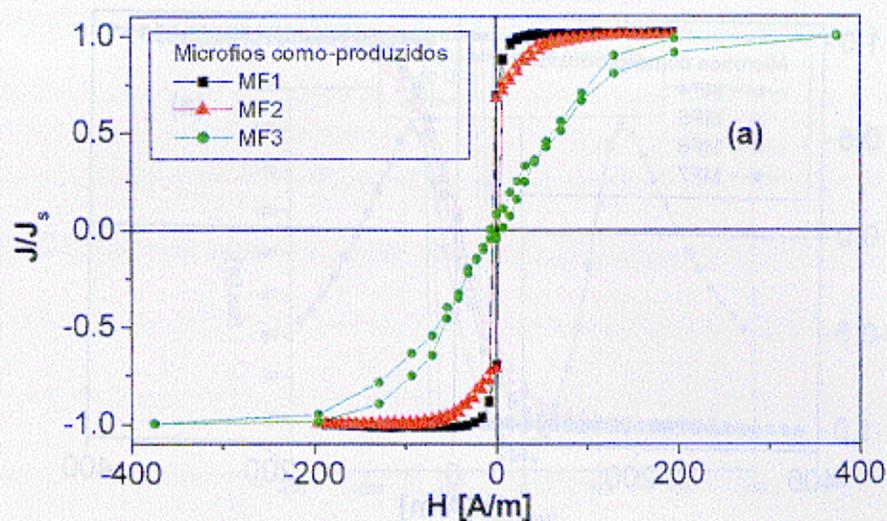


Figura 3-1. Curvas de histerese para as amostras MF1, MF2 e MF3 como-prodizadas (a). Curvas de GMI para as amostras MF1 e MF2 obtidas com $f=15$ MHz e $i=1$ mA (b).

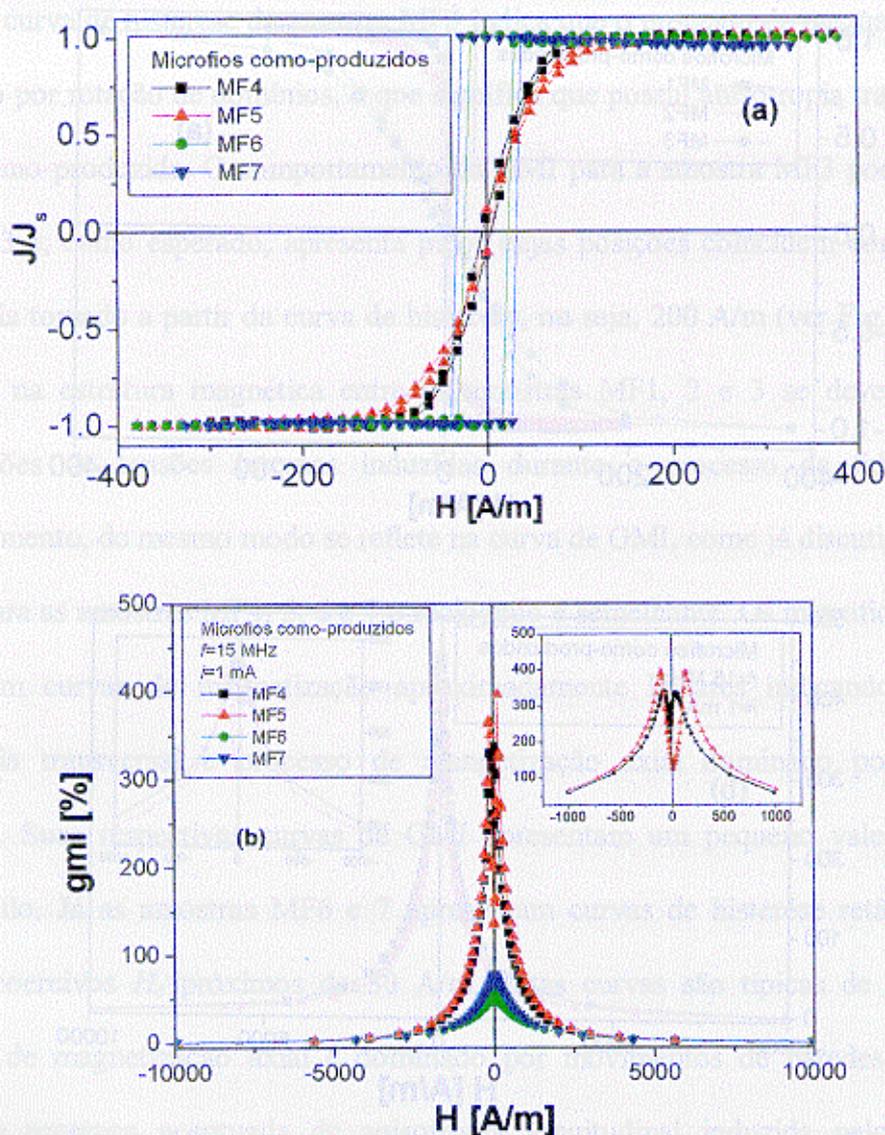


Figura 3-2. Curvas de histerese para as amostras MF4, MF5, MF6 e MF7 como-produzidas (a). Respectivas curvas de GMI obtidas com $f=15$ MHz e $i=1$ mA (b).

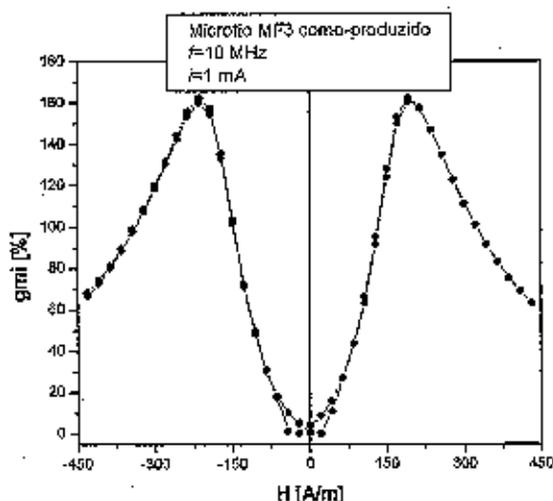


Figura 3-3. Curva de GMI para o microfio MF3 como-produzido obtida com $f = 10$ MHz e $I = 1$ mA.

Analisando tais resultados, concluímos que as curvas de histerese das amostras como produzidas dependem, primeiramente, da composição da liga. As curvas das amostras com $x \geq 4.7$ são retangulares e apresentam um salto *Barkhausen* único (*single Barkhausen jump* em inglês), enquanto que, para $x \leq 4.45$ as curvas são aproximadamente lineares com uma baixa razão remanência/saturação m_{rs} e um baixo campo coercivo H_c . As condições de preparo também influenciam a forma das curvas de histerese. Isto é particularmente evidente para as ligas com $x = 4.5$, cuja curva depende do diâmetro metálico dm e da espessura da camada de vidro t_g . Por exemplo, para a amostra MF3 com $dm = 16 \mu\text{m}$ e $t_g = 8 \mu\text{m}$ é observada uma curva aproximadamente linear com um campo de saturação perto de 150 A/m , enquanto que, para o fio mais grosso ($dm = 40 \mu\text{m}$, $t_g = 8 \mu\text{m}$), MF1, com a mesma composição, temos uma curva aproximadamente retangular com $m_{rs} \approx 0,8$ e um campo de saturação de 30 A/m . A forma da curva de histerese está claramente relacionada com a constante de magnetostricção de saturação λ_s da amostra. O sinal de λ_s pode ser

determinado a partir do comportamento da curva de histerese com tensão externa aplicada. Para as curvas retangulares o campo coercivo cresce quando a tensão aplicada também cresce, indicando que λ_s é positiva. Para as curvas aproximadamente lineares λ_s é negativa pois suas inclinações diminuem com o aumento da tensão aplicada. A amostra MF1, o fio mais grosso com $x = 4.5$, apresenta uma curva de histerese com comportamento bem mais complicado mediante a aplicação de tensão. Isto indica que λ_s é muito pequena e pode ser dependente da tensão aplicada, bem como não ser homogênea no volume da amostra [144, 145]. O comportamento da GMI também é influenciado pela composição das amostras e, conseqüentemente, pelo sinal e valor da constante de magnetostricção. Mais adiante, ainda nesta seção, será melhor discutido o efeito da GMI. As dependências das curvas de histerese com a tensão axial aplicada para as amostras MF1 a MF5 são mostradas nas próximas figuras.

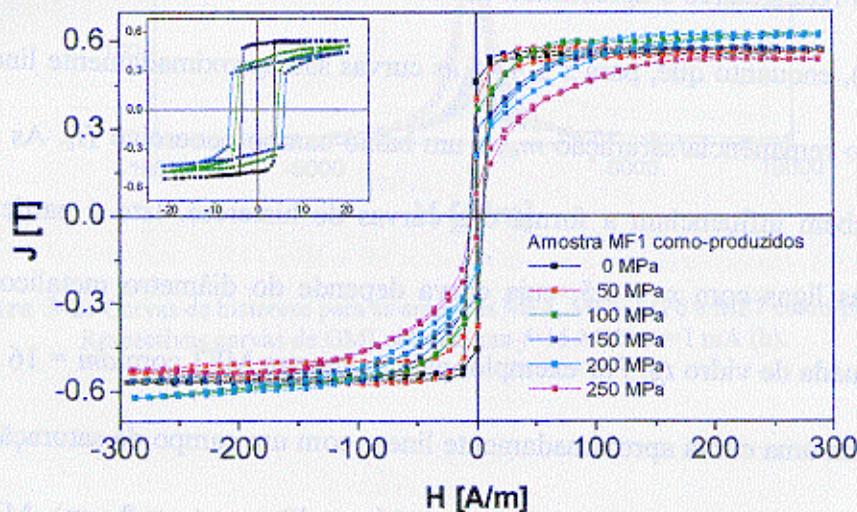


Figura 3-4. Dependência da curva de histerese, para o microfio MF1, com a tensão axial aplicada.

Como podemos perceber, a curva de histerese para a amostra MF1 como-produzida é praticamente retangular com campo coercivo em torno de 4 A/m. Este comportamento é

típico de anisotropia magnética com eixo fácil na direção longitudinal. Quando aplicamos tensão, as curvas se tornam mais arredondadas e a área acima da curva aumenta. A curva medida sem a aplicação de tensão apresenta $J_r/J_s = 0.66$ e como dissemos um campo coercivo $H_{c0} \approx 4$ A/m. Com aplicação de tensão de 250 MPa (valor máximo possível) o valor de J_r/J_s decresce para 0.15. Isto indica que a constante de magnetostricção média é negativa. Devido ao fato de que a curva de histerese medida sem aplicação de tensão não ser exatamente retangular, como esperado para anisotropia longitudinal uniforme e H_c é praticamente independente ou aumenta muito pouco com a tensão aplicada σ , há fortes indícios de que a anisotropia magnética induzida durante o processo de fabricação não é homogênea. Isto pode ser devido a distribuição não homogênea das tensões internas e e/ou constante de magnetostricção λ_s não homogênea no volume da amostra.

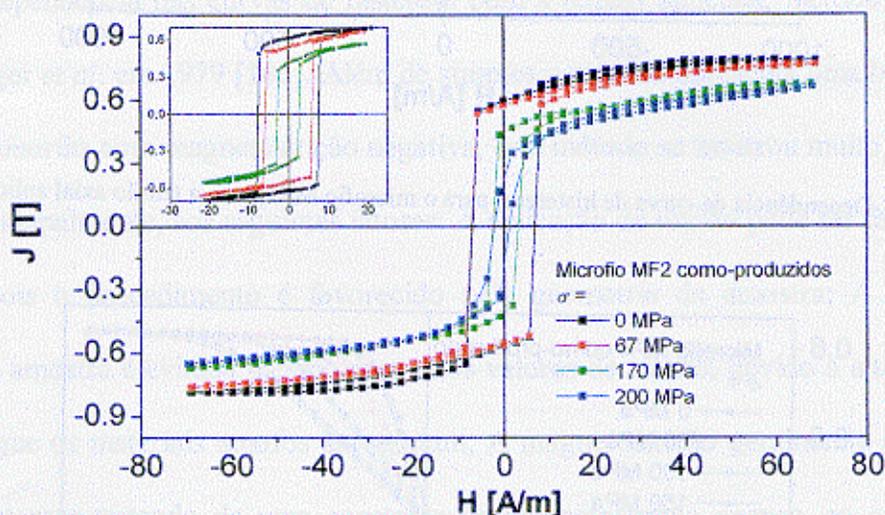


Figura 3-5. Dependência da curva de histerese, para o microfio MF2, com a tensão axial aplicada.

Já a amostra MF2 apresenta um decréscimo tanto de H_c quanto da magnetização de remanência indicando que a magnetostricção, neste caso, apresenta um comportamento mais

homogêneo que no caso da MF1 apesar de ainda ter um valor muito pequeno e que pode estar dependendo da tensão aplicada. Já as amostras MF3, MF4 e MF5 apresentam um comportamento evidente de materiais com λ_s negativa, ou seja, curvas de histerese praticamente lineares cuja inclinação (e consequentemente a permeabilidade magnética inicial) diminui com a tensão aplicada. As irregularidades apresentadas nas curvas da amostra MF3 (ver Fig. 3-6) são devido a seu diâmetro reduzido (16 μm).

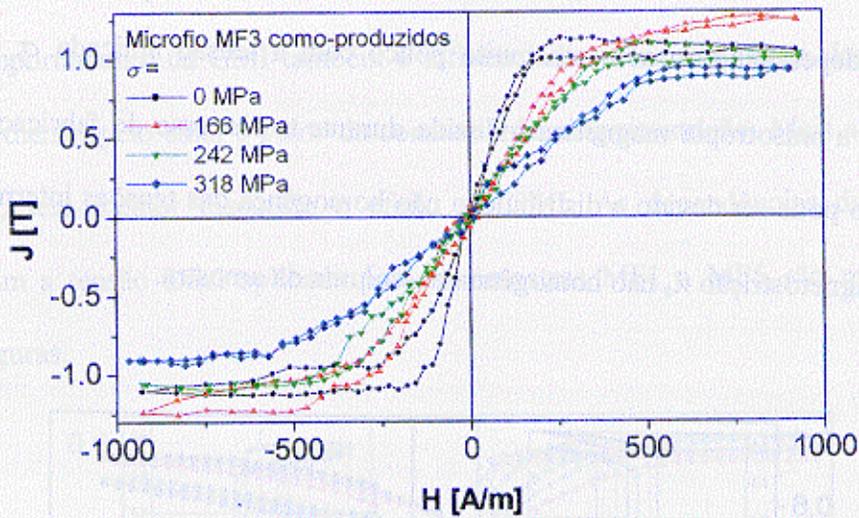


Figura 3-6. Dependência da curva de histerese, para o microfio MF3, com a tensão axial aplicada.

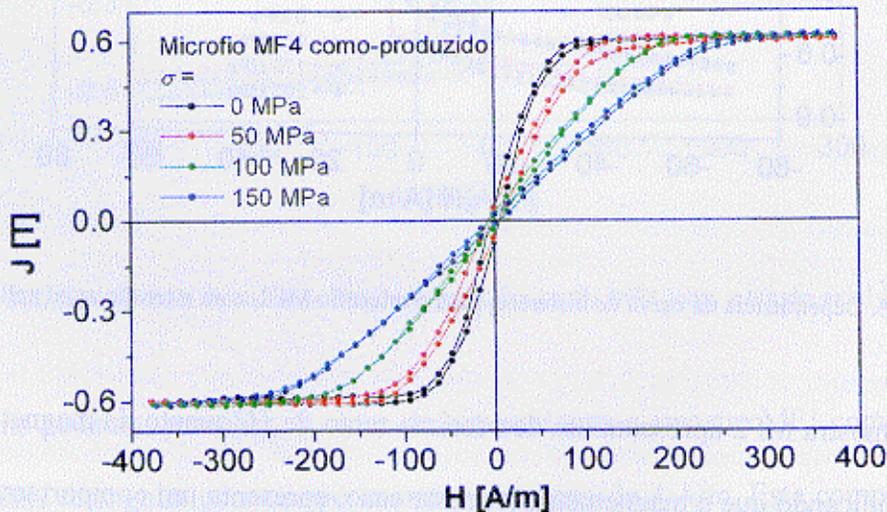


Figura 3-7. Dependência da curva de histerese, para o microfio MF4, com a tensão axial aplicada.

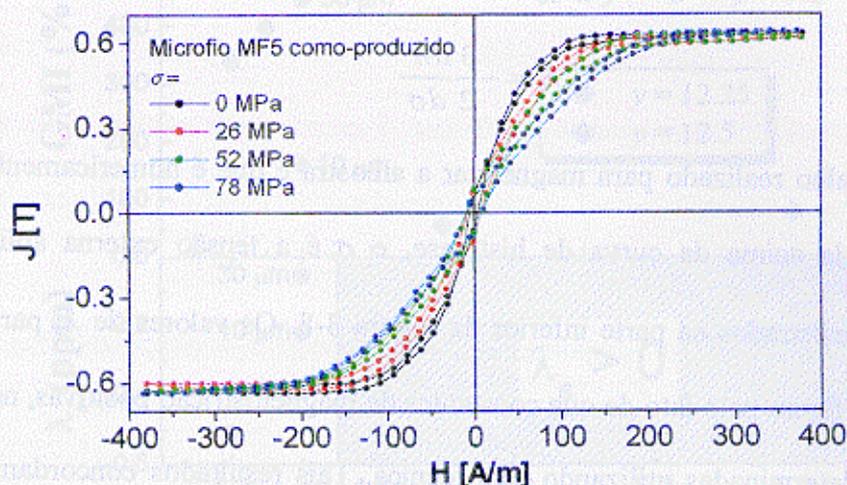


Figura 3-8. Dependência da curva de histerese, para o microfio MF5, com a tensão axial aplicada.

Os valores de constante de magnetostricção negativos ($\lambda_s < 0$) foram determinados a partir da dependência das curvas de histerese com a tensão aplicada, método introduzido por Hilzinger *et al.* em 1979 [146]. Além de simples o método apresenta uma boa precisão. Para fitas amorfas com magnetostricção negativa, este método se mostrou muito interessante devido, principalmente, aos seguintes fatores: A aplicação de tensão pode ser feita de modo simples, pois o procedimento é favorecido pela geometria da amostra; A deformação plástica da amostra é evitada mesmo para altos valores de tensão, devido a alta resistência mecânica que os materiais amorfos apresentam; A magnetostricção geralmente é isotrópica, ou seja, estamos tratando de uma constante de magnetostricção apenas, ao contrário dos materiais cristalinos; outras contribuições para a anisotropia magnética que não a magnetoelástica são muito pequenas no caso de materiais amorfos.

No caso de fitas com magnetostricção positiva, o método pode ser também utilizado porém, as tensões de alongamento devem ser substituídas por tensões de compressão [146].

De acordo com este método a constante de magnetostricção de saturação pode ser obtida a partir da seguinte relação:

$$\lambda_s = -\frac{3}{2} \frac{dW}{d\sigma} \quad (1.1)$$

onde W é o trabalho realizado para magnetizar a amostra e que é numericamente igual a área compreendida acima da curva de histerese, e σ é a tensão externa aplicada. Os resultados estão mostrados na parte inferior da Figura 3-8. Os valores de λ_s para $x > 4.5$ estão faltando na figura pelo fato de que constantes de magnetostricção positivas, neste caso, não podem ser determinadas utilizando esta técnica. Tais resultados concordam também com o trabalho de Hilzinger *et al.* [146] no qual eles encontraram uma mudança de sinal em λ_s para 4.6% de concentração de Fe em ligas ricas em Co. Como pode ser visto, λ_s muda de sinal para $x \approx 4.55$. A constante de magnetostricção, entretanto, não depende somente da composição da amostra. Por exemplo, valores diferentes foram encontrados para fios com a mesma composição ($x = 4.5$) com diferentes diâmetros. Isto pode ser explicado pela variação da ordem de curto alcance devido as diferentes condições de preparação do microfio [147].

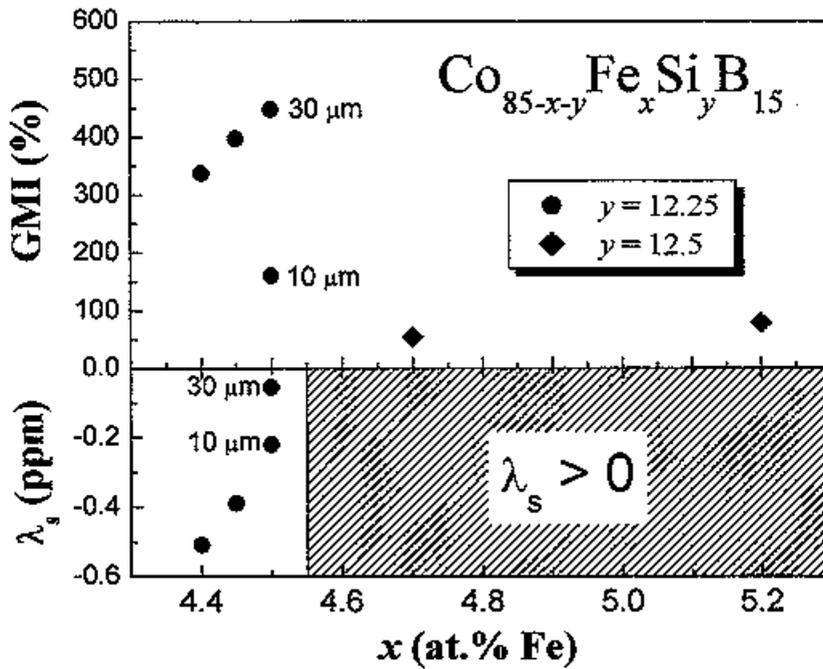


Figura 3-9. GMI e λ_s dos microfios como-fabricados em função da quantidade de Fe na liga.

Como foi mencionado anteriormente, passaremos agora a discutir o efeito da GMI. Assim como as curvas de histerese, a GMI também depende fortemente da magnetostricção das amostras. As mudanças relativas máximas do módulo da impedância para algumas amostras como-produzidas, medidas a 15 MHz, estão mostradas na parte superior da Figura 3-9. Para amostras com λ_s negativa observamos valores maiores de GMI, enquanto que para aquelas com $\lambda_s > 0$ estes valores são bem menores. A diferença nos valores de GMI para as amostras com $x = 4.5$ (MF1, MF2 e MF3) é dominada provavelmente pelas diferenças no diâmetro dos fios e não pelos valores de λ_s pois, quanto maior o diâmetro da amostra maior será a variação da profundidade de penetração δ e, conseqüentemente, da impedância Z .

A extrema sensibilidade das propriedades magnéticas com o valor e sinal de λ_s tem origem nas tensões internas induzidas no caroço metálico devido a presença da capa de vidro. Estes resultados foram apresentados, como trabalho convidado, na “*Soft Magnetic Materials 15 – SMM15*” que ocorreu em Bilbao, Espanha entre os dias 1 a 5 de setembro de 2001. O artigo, intitulado “*Giant magnetoimpedance in glass covered microwires*”, será publicado no *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* [148].

Uma vez analisados os comportamentos das amostras como-produzidas passaremos agora a tratar das amostras tratadas termicamente.

3.2 Tratamentos térmicos (Aquecimento Joule).

Vários tratamentos térmicos foram realizados com o intuito de aumentar o efeito GMI das amostras. Pequenas mudanças na constante de magnetostricção (da ordem de 10^{-7}) podem ser induzidas através de relaxação da ordem de curto alcance na estrutura amorfa [147]. Este efeito pode ser utilizado para um controle fino no valor de λ_s .

Analisaremos agora a dependência de λ_s com a corrente de aquecimento I_a bem como com as tensões aplicadas durante o tratamento. Consideraremos primeiramente as amostras MF4 e MF5 pois foram as que melhores resultados proporcionaram. Tendo feito isso comentaremos os casos das outras amostras.

Ambos fios foram tratados de acordo com o seguinte roteiro:

1. Primeiramente, um pedaço do fio (8 cm de comprimento) foi tratado através de aquecimento Joule mediante a passagem de corrente contínua cujo valor cresceu a uma taxa constante de 10 mA/min. com o objetivo de encontrar o ponto onde as amostras começam a cristalizar (120 mA para o microfio MF4 e 138 mA para o MF5, por exemplo).

A figura 6 e 7 mostram o resultado destes tratamentos para as amostras MF4 e 5 respectivamente.

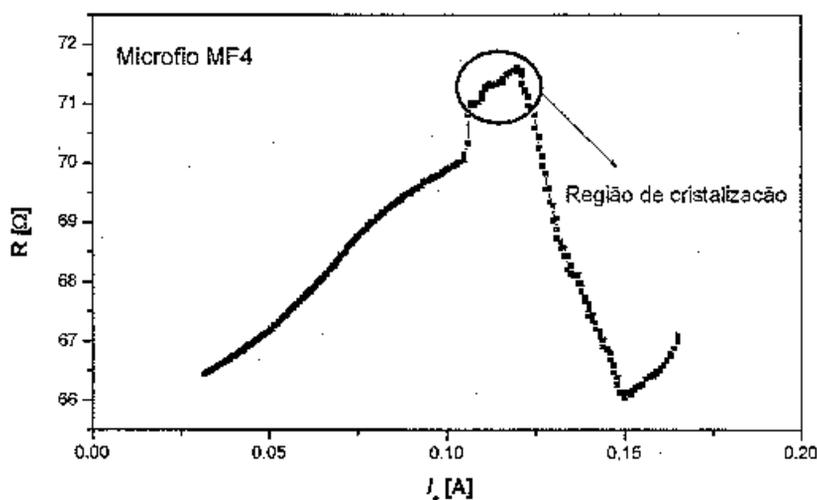


Figura 3-1. Curva de resistência vs. corrente de tratamento para o microfio MF4. A corrente foi aumentada com um taxa de 10 mA/min. Na figura pode-se avaliar a região de cristalização.

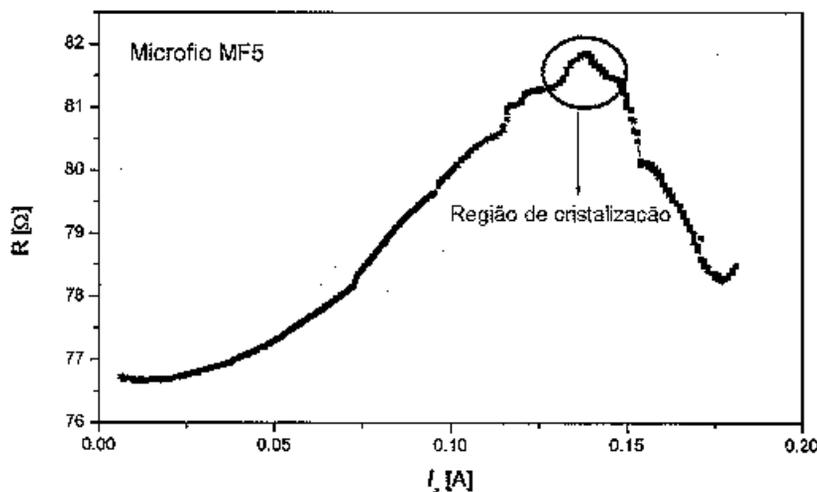


Figura 3-2. Curva de resistência vs. corrente de tratamento para o microfio MF5. A corrente foi aumentada usando uma taxa de 10 mA/min. Na figura pode-se avaliar a região de cristalização.

2. Após este passo, um segundo pedaço do fio sofreu subsequentes tratamentos, sem tensão aplicada, durante 10 min., com corrente de cuja amplitude I_a variou de 0 ao valor de cristalização de cada fio, em aproximadamente 12 tratamentos.

A dependência de λ_s com a corrente de tratamento I_a (aquecimento Joule), para os microfios MF4 e MF5 tratados segundo a etapa 2, está mostrada na Figura 3-12. Estas curvas são típicas de ligas amorfas de baixa magnetostricção, ricas em Co. Após um aumento no valor de λ_s para baixas temperaturas (correntes) de tratamento, observa-se um máximo e, logo após, um acentuado decréscimo é observado. Na Fig. 3-12 não é possível observar um máximo nas curvas de $\lambda_s \times I_a$ pois este se encontra para valores positivos de λ_s , os quais, como já mencionado, não são possíveis de se medir utilizando a dependência das curvas de histerese com a tensão aplicada. Já na Figura 3-13 da Ref. [148] encontramos também a curva análoga para um microfio de composição $\text{Co}_{72,5-x}\text{Fe}_x\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ (assim como as amostras MF6 e MF7), porém com $x = 4.35$. Tal amostra não será considerada nesta tese pois seu estudo foi feito por L. Kraus antes de minha estadia na Academia de Ciências da Rep. Tcheca. O estudo detalhado desta amostra pode ser encontrado na Ref. [149]. Estudo semelhante a este foi realizado por Costa-Krämer e Rao [150] porém em fios amorfos convencionais de CoFeSiB (125 μm de diâmetro e 45 cm de comprimento). Neste trabalho os autores observaram que λ_s , que inicialmente era negativa, diminuía em módulo (com o aumento da corrente de tratamento) e mudava de sinal, tornando-se positiva. No entanto eles não observaram uma nova mudança de sinal, agora de positiva para novamente negativa, o que ficou claro neste capítulo, com microfios amorfos cobertos por vidro.

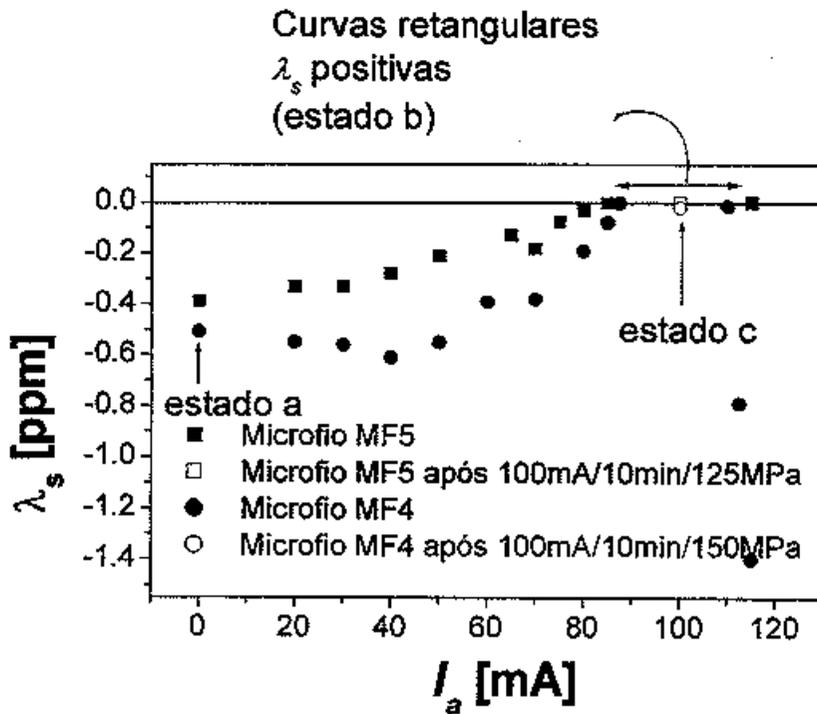


Figura 3-3. Constante de magnetostricção de saturação em função da corrente de tratamento. O aquecimento se deu em 10 min com corrente I_{ann} constante.

A curva de histerese para a amostra MF4 como-produzida (estado a) é praticamente linear com um campo de anisotropia H_k de aproximadamente 100 A/m, característica para amostras com anisotropia perpendicular à direção de aplicação do campo magnético. Após o tratamento de 100 mA/10 min./0 MPa (estado b) a curva torna-se retangular com campo coercivo H_c de aproximadamente 10 A/m (anisotropia paralela ao eixo de aplicação do campo, ver Fig. 3-13). Com a aplicação de tensão H_c cresce indicando que λ_s é positiva. Curvas de histerese para vários estágios de aquecimento Joule, para a amostra MF4 se encontram na Figura 3-13. Os pontos denominados por estado c serão discutidos nos parágrafos seguintes, que tratam do aquecimento Joule mediante a aplicação de tensão (terceira parte do roteiro de tratamentos).

O microfio MF5 apresenta um comportamento semelhante. No estado como-produzido a curva de histerese é linear com $H_k = 80$ A/m e, no estado b, retangular com $H_c = 7$ A/m que cresce com a tensão aplicada assim como em MF4. Percebe-se que, para ambos microfios, quando a corrente de tratamento I_a assume valores maiores que 110 mA para MF4 e 115 mA para MF5, as curvas de histerese se tornam novamente lineares com inclinação decrescente mediante a aplicação de tensão, ou seja, com λ_s negativa novamente. As curvas de histerese para o microfio MF5, ilustrando os vários estágios de tratamento estão na Figura 3-14.

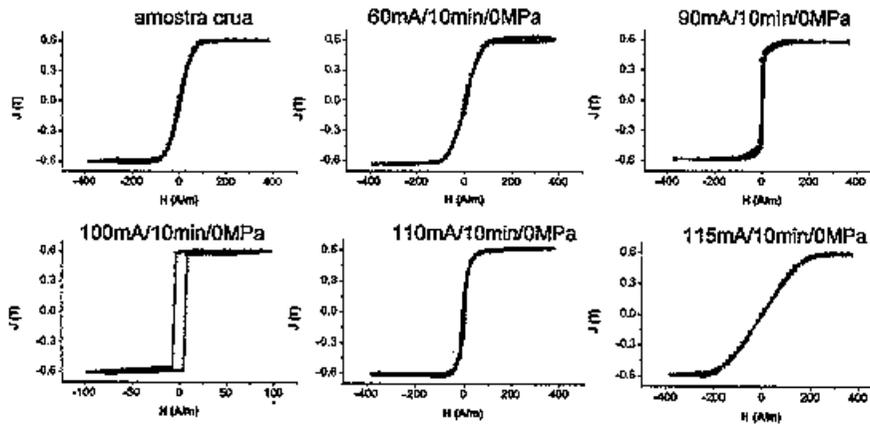


Figura 3-4. Curvas de histerese da amostra MF4 para vários estágios diferentes de tratamento. A primeira curva, denominada por “amostra crua” significa o estado como-produzido.

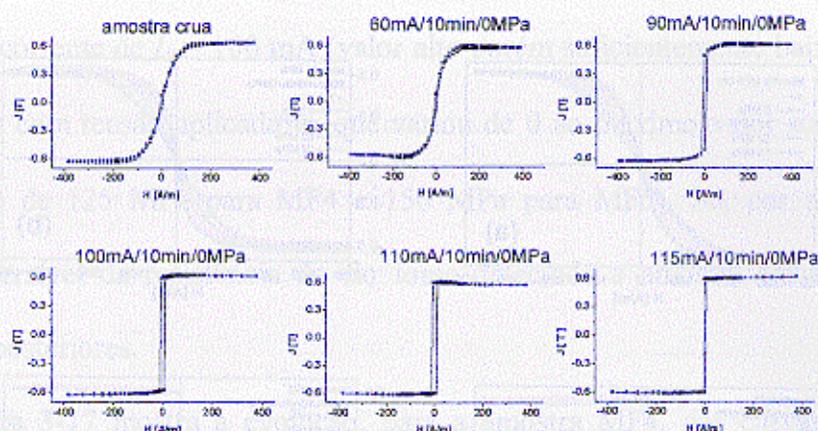


Figura 3-5. Curvas de histerese da amostra MF5 para vários estágios diferentes de tratamento.

O comportamento das curvas de magnetização para as amostras MF4 e MF5, mediante tensão aplicada para os vários estágios de tratamento mencionados acima pode ser visto nas Figuras 3-15 e 3-16 respectivamente.

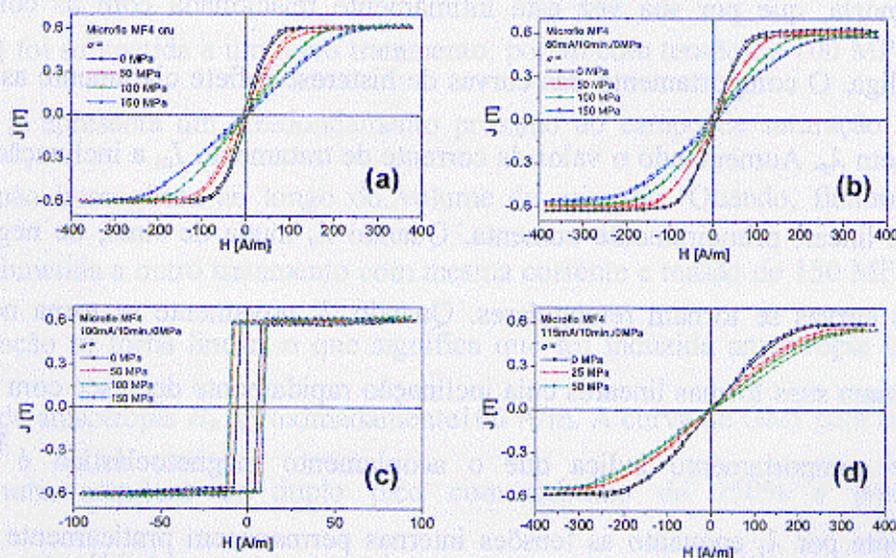


Figura 3-6. Dependência das curvas de histerese com a tensão aplicada para a amostra MF4 após tratamentos com as seguintes características: (a) como-fabricada, (b) 60 mA / 10 min / 0 MPa, (c) 100 mA / 10 min / 0 MPa e (d) 115 mA / 10 min / MPa.

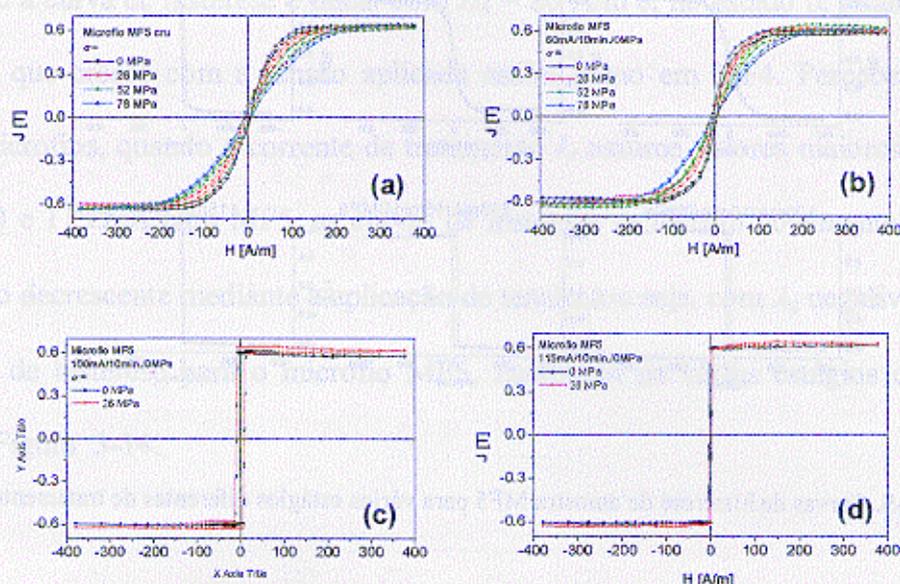


Figura 3-7. Dependência das curvas de histerese com a tensão aplicada para a amostra MF5 após tratamentos com as seguintes características: (a) como-fabricada, (b) 60 mA / 10 min / 0 MPa, (c) 100 mA / 10 min / 0 MPa e (d) 115 mA / 10 min / 0 MPa.

A magnitude da mudança total em λ_s depende da ordem de curto alcance inicial da estrutura amorfa, que por sua vez está intimamente relacionada com as condições de preparo da liga. O comportamento das curvas de histerese reflete claramente as mudanças observadas em λ_s . Aumentando o valor da corrente de tratamento I_a , a inclinação da curva, inicialmente linear, primeiramente aumenta. Quando λ_s muda de sinal, de negativo para positivo, as curvas se tornam retangulares. Quando λ_s novamente se torna negativa, as curvas retomam suas formas lineares cuja inclinação rapidamente decresce com o aumento de I_a . Este comportamento indica que o acoplamento magnetoelástico é controlado principalmente por λ_s enquanto as tensões internas permanecem praticamente constantes pois são causadas principalmente pela diferença entre os coeficientes de expansão térmica entre o caroço metálico e a camada de vidro [71].

3. Após a segunda etapa, um terceiro pedaço do fio foi então tratado durante 10 min. mediante uma corrente de $I_a = 100$ mA (valor alto porém suficientemente baixo para evitar a cristalização) com tensão aplicada σ_a que variou de 0 ao máximo valor suportado pelos fios (em torno de 125 MPa para MF4 e 150 MPa para MF5). Se, por acaso, alguma mudança irreversível da resistência do fio fosse detectada a amostra era separada para investigações posteriores.

A Figura 3-17 mostra a evolução, para a amostra MF4, das curvas de histerese mediante aquecimento Joule com tensão e o comportamento da GMI com a frequência após o tratamento com 100 mA, durante 10 min e com 150 MPa de tensão aplicada. Como sabemos a curva de histerese para tal amostra após o tratamento com 100 mA, 10 min e 0 MPa é retangular com salto *Barkhausen* único. Como podemos perceber a partir da figura, após um tratamento de 100 mA mediante tensão de 50 MPa a curva continua com as mesmas características. Isto significa que a tensão de tratamento σ_{ann} não foi suficiente para induzir anisotropia transversal na amostra. Quando a mesma amostra (tratamento subsequente) foi submetida a um novo tratamento, porém com tensão de 100 MPa, a curva de histerese já apresenta um arredondamento próximo ao campo de saturação indicando anisotropia não homogênea ao longo do volume do microfio. Quando, finalmente, esta amostra é submetida a outro tratamento com mesma corrente e tensão de 150 MPa, a curva de magnetização se torna linear, o que significa que foi induzida anisotropia transversal com campo de anisotropia H_k aproximadamente 100 A/m. A curva de GMI para tal amostra apresentou uma estrutura de duplo pico com máximo de 250% e posição em, aproximadamente, 100 A/m, como esperado.

Na Figura 3-18 encontramos resultados análogos para o microfio MF5. A única diferença é que, o tratamento com 100 mA, durante 10 min e com tensão de 150 MPa não foi suficiente para induzir anisotropia transversal na amostra. Isto pode ser concluído a partir da respectiva curva de histerese, que apresenta uma forma mais próxima da retangular. Da mesma forma, podemos ver o comportamento da GMI com a frequência da corrente de medida I para esta amostra após o tratamento mediante 150 MPa.

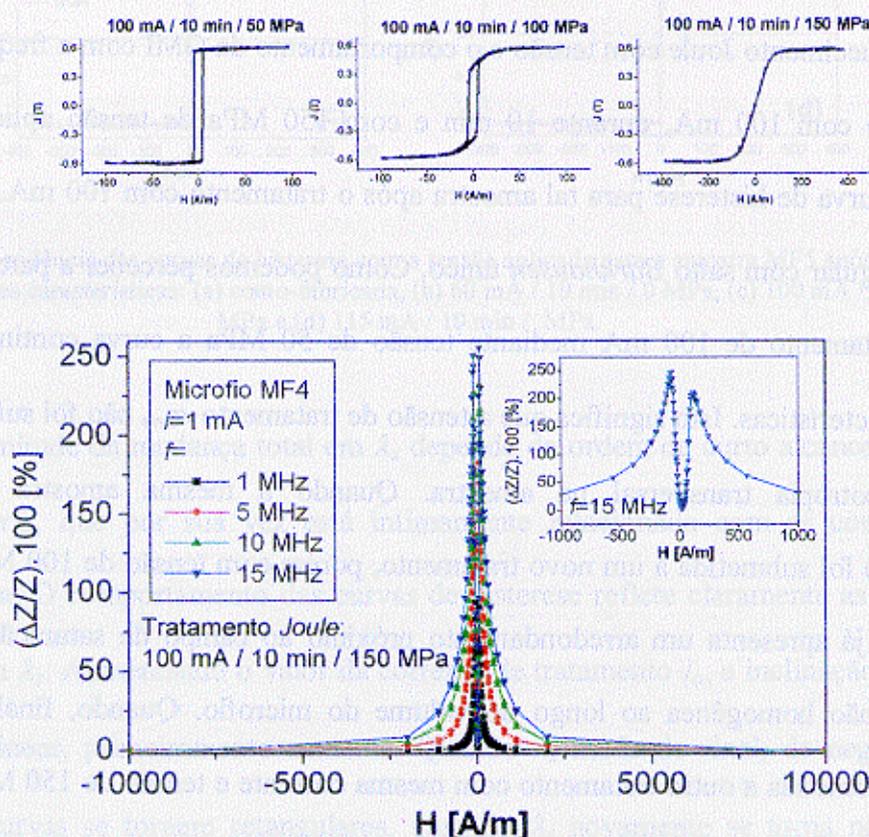


Figura 3-8. Curvas de histerese para os três diferentes estágios de aquecimento Joule mediante tensão aplicada e curvas de GMI em função da frequência da corrente de medida, para a amostra MF4 tratada nas condições: 100 mA / 10 min / 150 MPa.

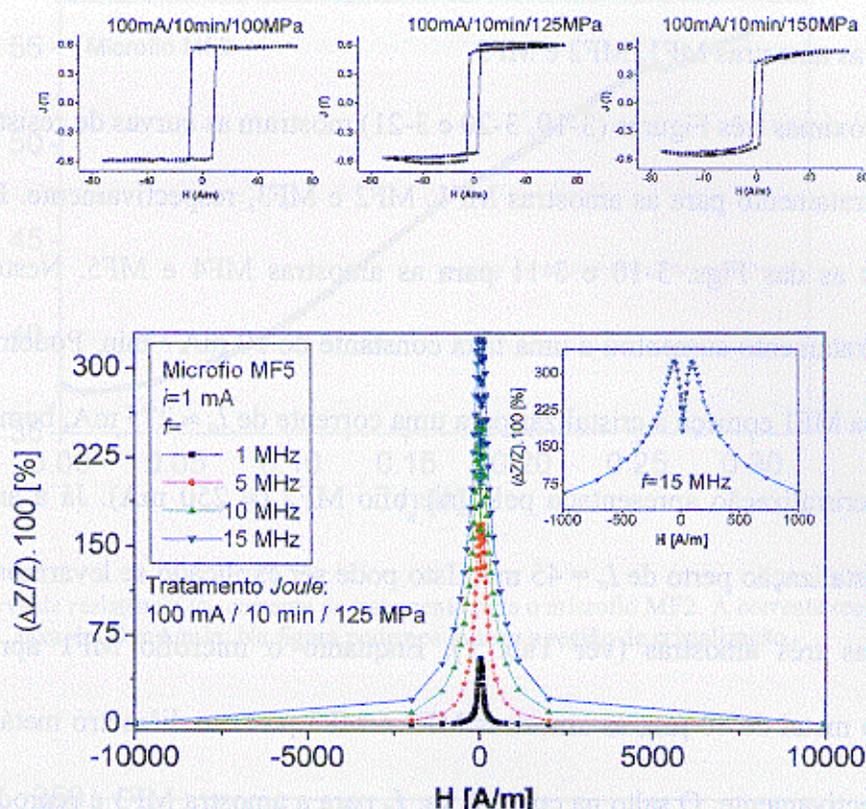


Figura 3-9. Curvas de histerese para os três diferentes estágios de aquecimento Joule mediante tensão aplicada e curvas de GMI em função da frequência da corrente de medida, para a amostra MF5 tratada nas condições: 100 mA / 10 min / 125 MPa.

Estes resultados se encontram publicados na Ref.[151], que foi publicada como uma *letter to the editor* no *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*.

Assim como as amostras MF4 e MF5, os microfios MF1, 2, 3, 6 e 7 também foram detalhadamente estudados. Como não foi possível obter resultados semelhantes aos MF4 e 5, como por exemplo o controle da magnetostricção mediante aquecimento Joule, serão mostrados apenas alguns resultados mais relevantes. Atenção maior será dada ao microfio MF1, pois este apresentou, após condições especiais de tratamento, um valor de GMI jamais registrado antes em microfios (600 %) e comparado aos maiores valores já

encontrados ($\approx 700\%$). Vamos então, nos próximos parágrafos, analisar os resultados obtidos para as amostras MF1, MF2 e MF3.

As próximas três Figuras (3-19, 3-20 e 3-21) mostram as curvas de resistência dc vs. corrente de tratamento para as amostras MF1, MF2 e MF3, respectivamente. Estas curvas são análogas as das Figs. 3-10 e 3-11 para as amostras MF4 e MF5. Nestas figuras a corrente de tratamento aumentou a uma taxa constante de 10 mA/min . Podemos perceber que a amostra MF1 começa a cristalizar para uma corrente de $I_a \approx 275\text{ mA}$, bem próxima da corrente de cristalização apresentada pelo microfio MF2 ($\approx 250\text{ mA}$). Já a amostra MF3 apresenta cristalização perto de $I_a = 45\text{ mA}$. Isto pode ser explicado se levarmos em conta a espessura das três amostras (ver Tab. 1). Enquanto o microfio MF1 apresenta uma espessura do metal de $40\text{ }\mu\text{m}$, as amostras MF2 e MF3 possuem diâmetro metálico de 29 e $16\text{ }\mu\text{m}$, respectivamente. O salto na curva R vs. I_a para a amostra MF3 é reprodutível e não foi intensamente investigado neste trabalho, pois estávamos interessados apenas em avaliar para qual valor de corrente nossas amostras começavam a cristalizar.

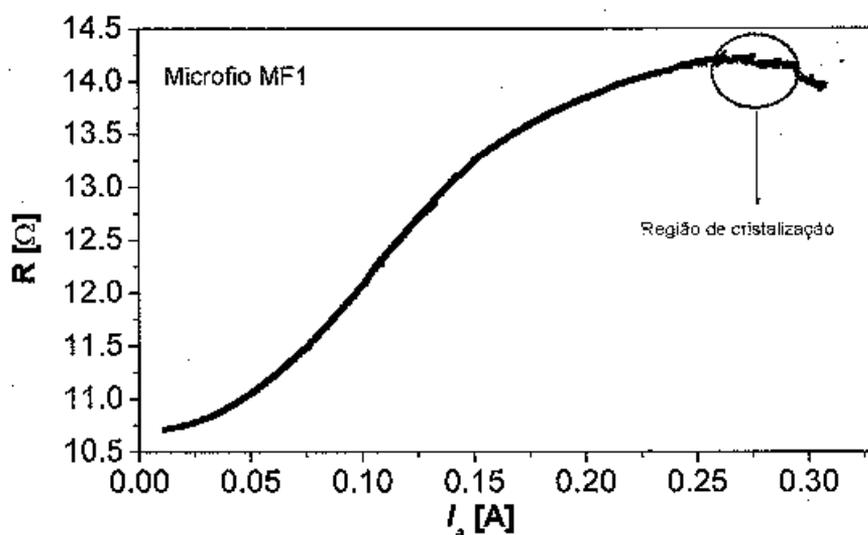


Figura 3-10. Curva de resistência vs. corrente de tratamento para o microfio MF1. A corrente cresceu a uma taxa de 10 mA/min . Na figura podemos avaliar a região de cristalização.

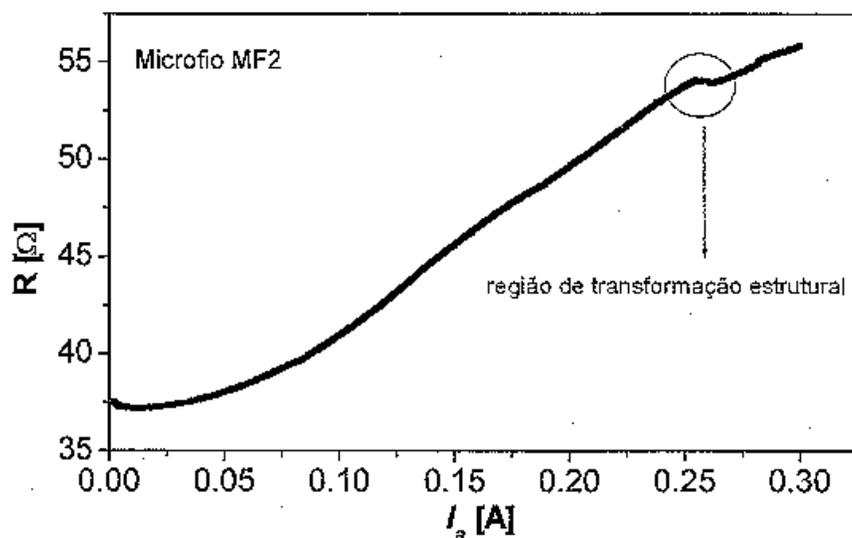


Figura 3-11. Curva de resistência vs. corrente de tratamento para o microfio MF2. A corrente cresceu a uma taxa de 10 mA/min. Na figura podemos avaliar a região de cristalização.

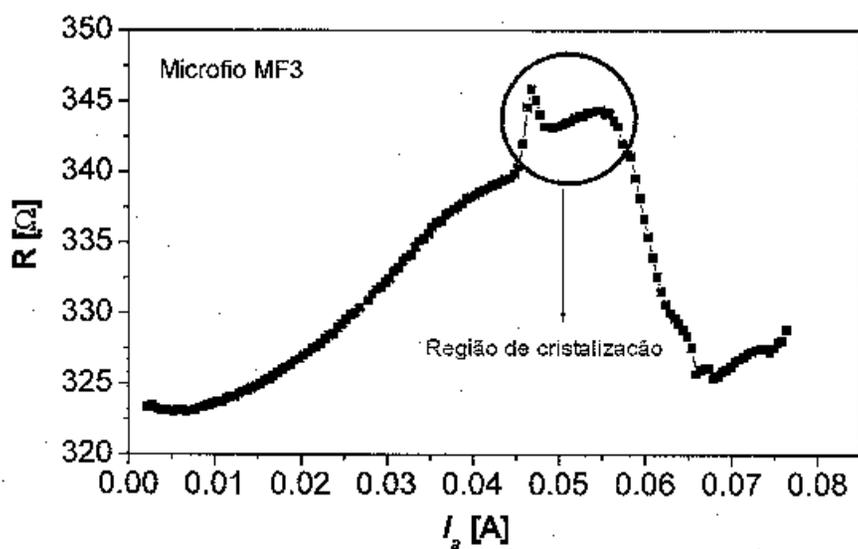


Figura 3-12. Curva de resistência vs. corrente de tratamento para o microfio MF3. A corrente cresceu a uma taxa de 10 mA/min. Na figura podemos avaliar a região de cristalização.

As tensões internas são causadas principalmente pela diferença dos coeficientes de expansão térmica, durante o processo de fabricação, do caroço metálico e da capa de vidro, e não podem ser removidas através de tratamentos de relaxação de tensão, como nos casos de amostras sem a camada externa de vidro [149]. Tratamentos térmicos, no entanto, podem ser utilizados para homogeneizar as tensões internas, para regular λ_s , e para induzir anisotropias magnéticas. A combinação apropriada destes efeitos pode nos levar a um aumento significativo nos valores de GMI.

Vamos estimar qual a magnitude máxima da GMI que se pode, teoricamente, ser obtida, seguindo o mesmo raciocínio da seção 1.3.3 do capítulo IV. O parâmetro de amortecimento de *Gilbert* (α), que aparece na equação (1.29) (cap. IV), pode ser obtido a partir da largura da linha de ressonância ferromagnética medida a alta frequência. A curva de ressonância medida a 35,7 GHz no microfio MF1 como fabricado está mostrada na Figura 3-22, tal medida foi feita pelo Prof. Ludek Kraus no laboratório de FMR da Academia de Ciências da Rep. Tcheca. Na região de baixo campo é claramente evidente a anti-ressonância. A curva teórica calculada, também pelo Professor Kraus (círculos abertos na Fig. 3-9) com os seguintes parâmetros $J_s = 0,722$ T, $g = 2,11$ e $\alpha = 1,26 \times 10^{-2}$, também é mostrada. Percebemos que o ajuste entre os dados experimentais e as curvas teóricas são excelentes (círculos abertos na Fig.). Utilizando tais parâmetros e a resistividade $\rho = 1,5$ $\mu\Omega\text{m}$ (um valor típico para tais microfios a base de Co), o menor valor para o comprimento de penetração, de acordo com a equação (1.29) (cap. IV) é $\delta_{\text{min}} = 0,34$ μm . Para o microfio MF1, com $dm = 2\alpha = 29,3$ μm , o valor teórico estimado para o valor máximo relativo da resistência é $R_{\text{max}} / R_{\text{dc}} = 21,6$.

Porém, se levamos em consideração que o efeito da condutividade de troca, devemos seguir o raciocínio de Ménard e Yelon [82], que mostraram que abaixo de um certo valor de frequência, denominada por eles de frequência de *crossover*, que para um material amorfo típico fica em torno de 200 MHz, a hibridização dos modos eletromagnéticos e de onda de *spin* (soluções das equações de Maxwell e de movimento de Landau&Lifshitz, capítulo III, seção 2.3.2) assume um importante papel e a profundidade de penetração fica determinada principalmente pelo efeito da condutividade de troca. Ou seja:

$$\delta_{\min} \approx \sqrt[4]{\frac{A\rho}{\omega J_s^2}} \quad (1.2)$$

Tomando um valor típico da constante de troca $A = 5 \times 10^{-12}$ J/m, obtemos $\delta_{\min} = 0,63$ μm e $R_{\max} / R_{dc} = 11,6$ para uma frequência de 15 MHz. Nos próximos parágrafos vamos comparar este resultado com o que obtivemos para o microfio MF1 devidamente tratado.

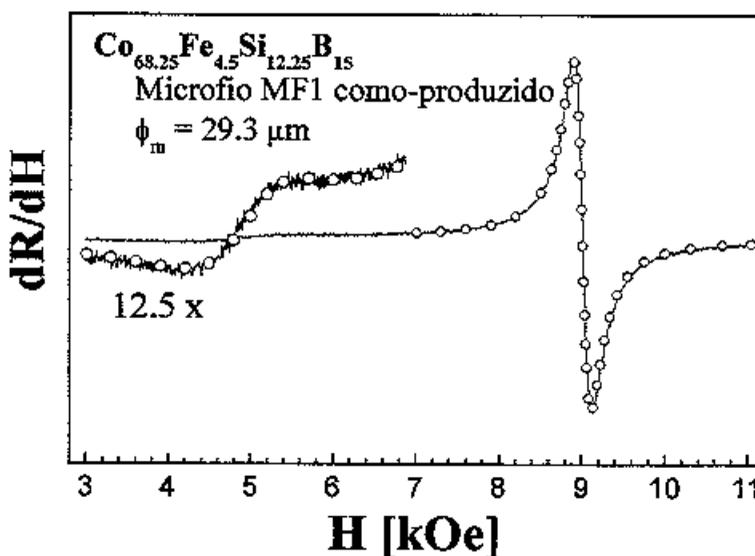


Figura 3-13. Ressonância ferromagnética para a amostra MF1 como-fabricada, medida a 35,7 GHz. Os círculos abertos representam o cálculo teórico.

Como é esperado, aquecimento Joule pode proporcionar uma melhora no efeito da GMI em microfios com magnetostricção negativa muito baixa. Deste modo, aquecimento Joule foi aplicado com a intenção de modificar as propriedades magnéticas das amostras.

Os resultados das medidas de GMI pra frequência de 15 MHz e 1 mA de amplitude da corrente de medida para o microfio subsequentemente tratado com diferentes correntes I_a são mostrados na Figura 3-23. A amostra como-produzida apresenta uma mudança máxima na impedância com relação ao seu valor para campo máximo de 420% (com derivada máxima de $1.2\%/Am^{-1}$ ou $95\%/Oe$). A GMI apresenta uma estrutura de duplo pico com posições dos picos muito próximas a $H = 0$, o que pode ser visto apenas no destaque da figura onde as partes centrais das curvas estão mostradas com maior detalhe. A pequena assimetria da posição central das curvas provavelmente é causada pelo campo magnético terrestre. Com o aumento de I_a , a GMI também aumenta e atinge um valor máximo de 600% com derivada máxima de $4\%/Am^{-1}$ ($320\%/Oe$) para $I_a = 70$ mA. Com o continuado aumento da corrente de tratamento o efeito da GMI diminui e atinge 490% para $I_a = 90$ mA.

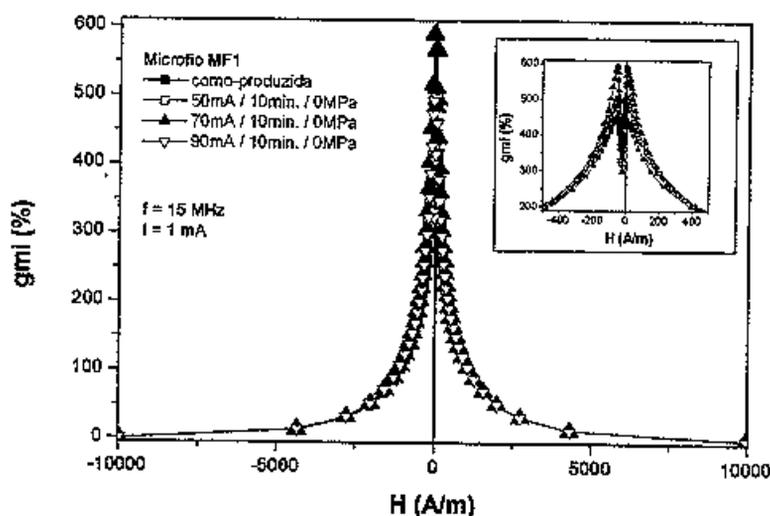


Figura 3-14. Curvas de GMI medidas a 15 MHz e 1 mA de frequência e amplitude da corrente de medida, para diferentes valores de correntes de tratamento I_a . Amostra MF1.

A Figura 3-24 mostra uma melhor visualização do efeito da corrente de tratamento nos valores de GMI. Nesta figura é mostrada a curva de GMI, medida a 15 MHz, para o microfio mais grosso MF1 tratado por aquecimento Joule durante 10 min. mediante uma corrente de 70 mA. A dependência da GMI (valor máximo) com a corrente de tratamento I_a , medida para dois valores de frequência diferentes é mostrada no destaque da figura. Um máximo largo, porém claro, é observado perto do valor de $I_a = 70$ mA. O valor de aproximadamente 600 % na GMI obtido neste experimento já está mais próximo do máximo valor teórico de $GMI = 100 \% \times (R_{max} / R_{dc} - 1) = 1060 \%$, calculado por meio da equação (1.2). Este é o maior valor de GMI já obtido em materiais amorfos e é comparável com os melhores resultados reportados na literatura [142].

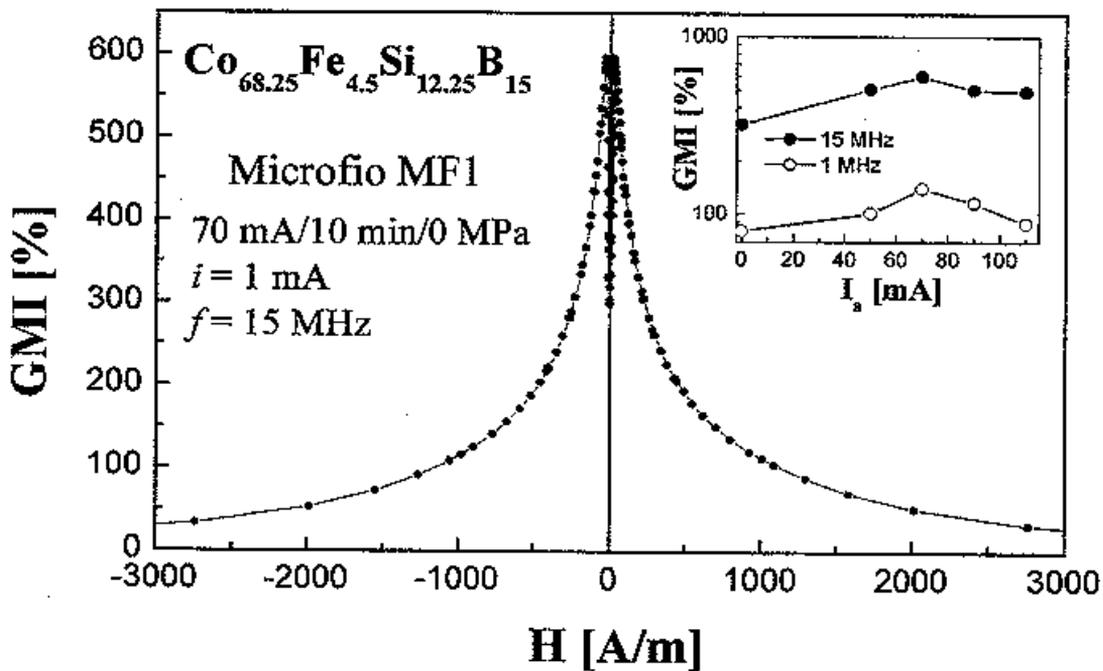


Figura 3-15. GMI para o microfio MF1 tratado (70 mA / 10 min / 0 MPa) medida a 15 MHz e com $i = 1$ mA. No destaque temos o valor de pico da GMI em função da corrente de tratamento, para 1 MHz e 15 MHz.

Como pode ser visto na Fig. 3-19, o gráfico da resistência vs. corrente de tratamento revela o começo de relaxações estruturais em torno de 130 mA e início de cristalização em torno de 290 mA. A influência da corrente de tratamento I_a na curva de histerese e no comportamento da GMI foi investigado em uma amostra subsequentemente tratada com corrente I_a crescente (cada tratamento com duração de 10 min.). Com o aumento de I_a as curvas medidas sem tensão aplicada se tornam mais retangulares, o campo coercivo cresce bem como a razão remanência-saturação J_r/J_s . A Figura 3-23 mostra a evolução das curvas de histerese da amostra MF1 com a corrente de tratamento. Parte destes resultados destes resultados foram publicados na Ref. [142].

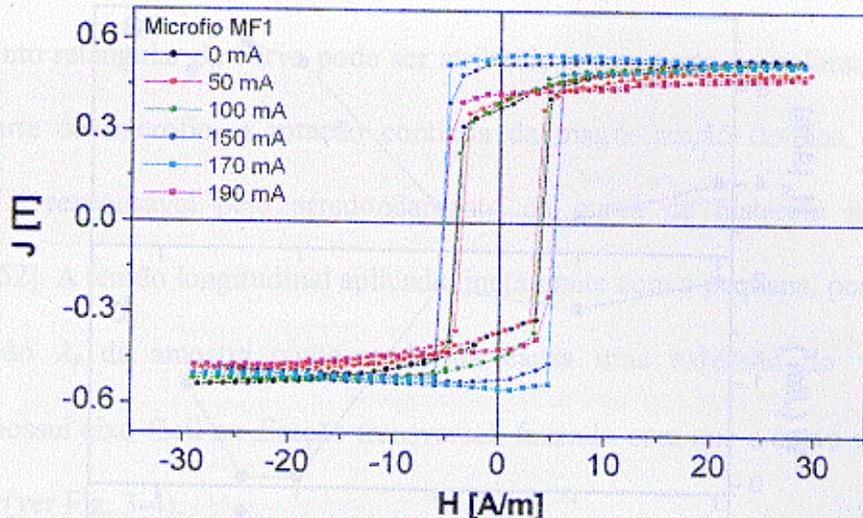


Figura 3-16. Curvas de histerese em função da corrente de tratamento para a amostra MF1. Os tratamentos duraram 10 min, não houve aplicação de tensão e a corrente I_a permaneceu constante.

A dependência de alguns parâmetros da curva de histerese com a corrente de tratamento está mostrado na Figura 3-25. Nenhuma mudança na curva de histerese pôde ser detectada para $I_a < 100$ mA em concordância com as medidas de resistência. Para correntes de tratamento no intervalo de 100 – 190 mA, H_c cresce e atinge o valor de 5.3 A/m para $I_a = 190$ mA. O acréscimo de J_r/J_s e o decréscimo da área acima da curva de histerese (trabalho magnético W realizado para magnetizar a amostra) com o aumento de I_a , são devidos ao fortalecimento da anisotropia longitudinal.

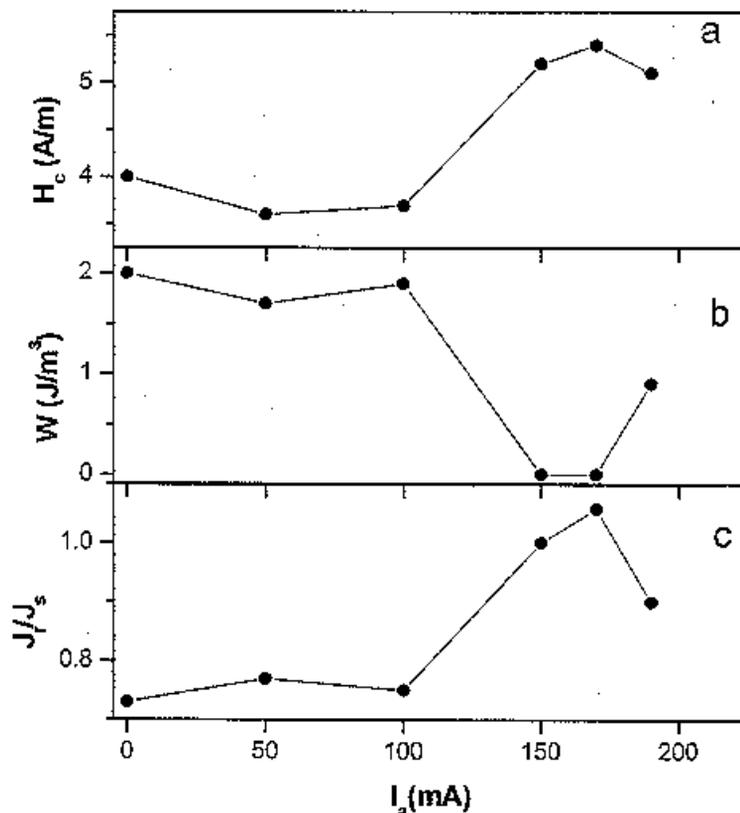


Figura 3-17. Dependência de parâmetros da curva de histerese com a corrente de tratamento. (a) campo coercivo, (b) trabalho para magnetizar a amostra e (c) razão remanência-saturação.

A indução de anisotropia com eixo fácil de magnetização na direção longitudinal, através do aquecimento Joule, pode ser explicado pela relaxação da anisotropia induzida por tensão durante o processo de fabricação [71], ou através do desenvolvimento de magnetostricção positiva de pequeno valor devido a relaxação da ordem de curto alcance[152].

A não homogeneidade na anisotropia magnética pode ser grosseiramente interpretada como se o microfio fosse dividido em duas partes de acordo com o sinal de do campo de anisotropia local H_k . No volume da amostra no qual $H_k < 0$ o eixo fácil de magnetização está na direção longitudinal (paralela ao comprimento do microfio) e a

magnetização axial é dominada por movimentos de paredes de 180° de Bloch. O comportamento retangular da curva pode ser atribuído a esta parte do volume da amostra. Na outra parte do microfio, a rotação contínua da magnetização domina e essa parte volumétrica é responsável pelo arredondamento da curva de histerese na região de saturação [152]. A tensão longitudinal aplicada, juntamente com a pequena, porém negativa magnetostricção λ_s da amostra como-produzida causa uma extensão do volume cuja anisotropia possui eixo fácil na direção transversal, fazendo com que a curva se torne mais arredondada (ver Fig. 3-4).

A Figura 3-24 compara as curvas de histerese para três aquecimentos Joule mediante aplicação de tensão, para o microfio MF1. No destaque temos as mesmas três situações, porém para um intervalo de campo menor. Os três tratamentos foram feitos com corrente $I_a = 150$ mA e durante um tempo de 10 min. Os tratamentos com tensão de 0 e 90 MPa praticamente não influenciam a forma da curva de histerese. Porém, para uma tensão de tratamento $\sigma_a = 270$ MPa observamos um arredondamento próximo ao campo de saturação. Isto indica o início da indução de anisotropia transversal.

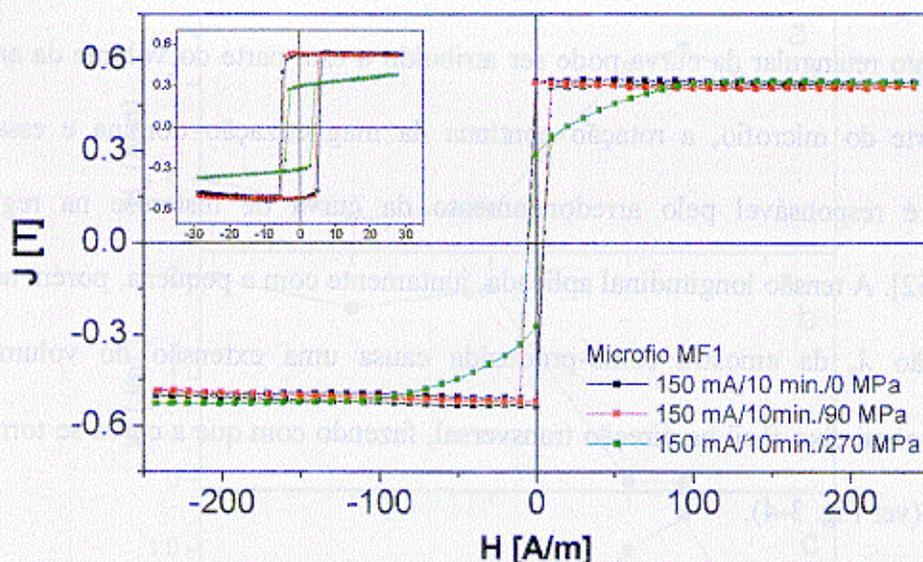


Figura 3-18. Curvas de histerese em função das condições de tratamento para a amostra MF1. Os tratamentos duraram 10 min e a corrente I_a permaneceu constante. Neste caso os tratamentos foram realizados mediante aplicação de tensão axial.

A Figura 3-25, assim como a Fig. 3-23, mostra a evolução da curva de magnetização para a amostra MF2 para vários estágios do aquecimento Joule sem aplicação de tensão. No destaque temos a curva de histerese após o tratamento com 80 mA, para um intervalo de campo de 10000 A/m. A curva de histerese, para a amostra submetida ao tratamento a 80 mA, para campo máximo de 30 A/m apresenta uma aparente redução na magnetização de saturação. No destaque percebemos que a mesma curva, porém para campo máximo de 10000 A/m, não apresenta a mesma redução na magnetização de saturação. Isto pode ser indicio do início da cristalização. Para correntes de tratamento menores que 80 mA praticamente não se observa nenhuma mudança nas propriedades das curvas.

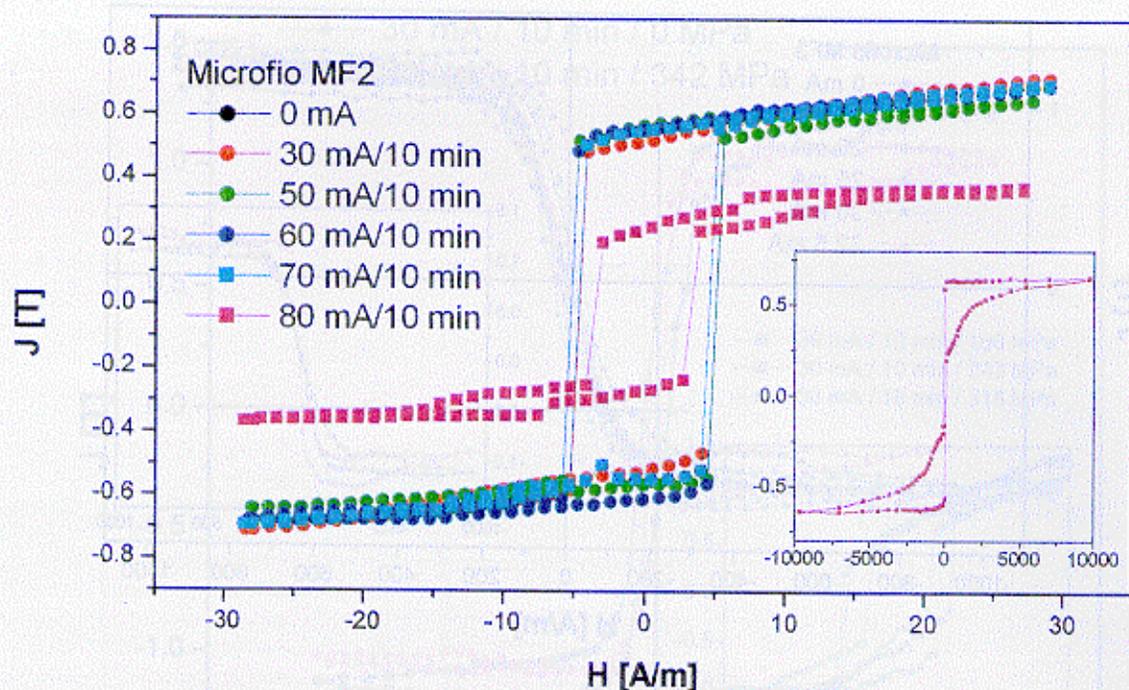


Figura 3-19. Curvas de histerese em função da corrente de tratamento para a amostra MF2. Os tratamentos duraram 10 min, não houve aplicação de tensão e a corrente I_a permaneceu constante.

A Figura 3-28 é análoga a 3-25 porém para o microfio MF3, ou seja, mostra as curvas de histerese em função da corrente de tratamento. Nela podemos observar que, a medida que I_a aumenta seu valor, a inclinação da curva também aumenta e, conseqüentemente, a permeabilidade magnética da amostra. Uma imagem mais clara está no destaque da figura. Enquanto a curva para a amostra como-fabricada é praticamente linear com campo de anisotropia $H_k \approx 200$ A/m, a curva após o tratamento mediante corrente de 32.5 mA apresenta uma inclinação bem mais acentuada.

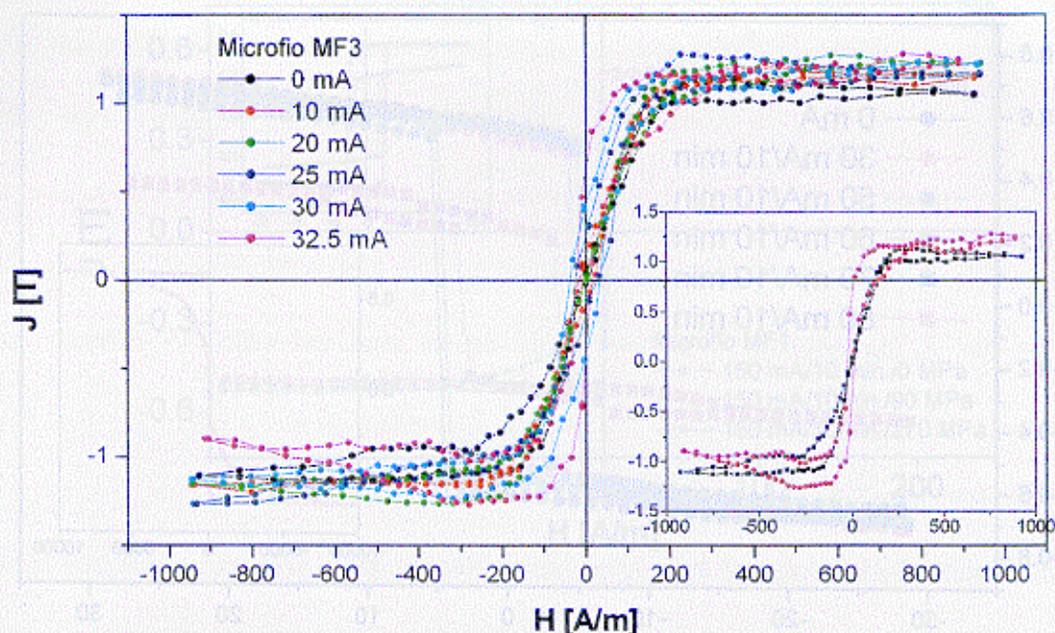


Figura 3-20. Curvas de histerese em função da corrente de tratamento para a amostra MF3. Os tratamentos duraram 10 min, não houve aplicação de tensão e a corrente I_a permaneceu constante.

Como percebemos, as curvas para a amostra MF3 apresentam bastante ruído. Isto se deve ao seu diâmetro reduzido, de apenas $16 \mu\text{m}$. Apesar deste ruído estas foram as melhores curvas possíveis, selecionadas a partir de um conjunto de centenas.

A Figura 3-27, apenas para ilustração, mostra curvas de histerese para aquecimentos Joule mediante tensão aplicada, para a amostra MF3. Na figura maior ($\pm 1000 \text{ A/m}$) observamos que o tratamento com 30 mA, 10 min e 342 MPa não induz modificações significantes em relação ao tratamento com 30 mA porém sem tensão aplicada. No destaque temos curvas após os tratamentos 30 mA / 10 min / 166 MPa, 242 MPa e 318 MPa para um intervalo de campo bem menor ($\pm 100 \text{ A/m}$). Percebemos apenas pequenas modificações no campo coercivo e na magnetização de remanência.

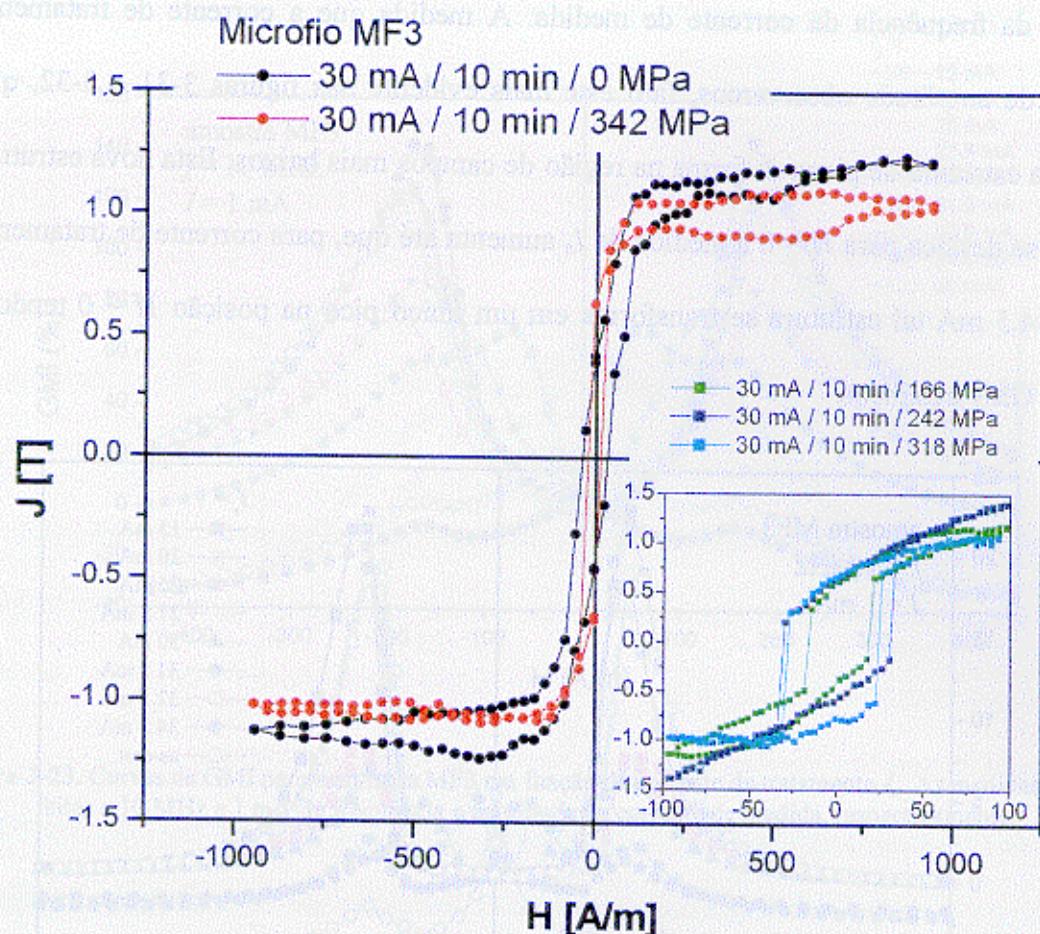


Figura 3-21. Curvas de histerese da amostra MF3 após tratamentos térmicos por aquecimento Joule mediante tensão aplicada. No destaque pode-se observar o comportamento de H_c com o aumento da tensão de tratamento.

Um fato interessante observado nas curvas de GMI para a amostra MF3, após vários estágios de tratamento sem tensão aplicada, pode estar intimamente ligado à não homogeneidade dos tratamentos térmicos por aquecimento Joule. As Figuras 3-28, 3-29 e 3-30 mostram curvas de GMI após vários estágios de tratamento sem tensão aplicada, durante 10 min. A Fig. 3-28 se refere a medida para frequência de 10 MHz e as Figs. 3-29 e 3-30 para frequências de 15 e 20 MHz, respectivamente. Pode-se verificar, nas três figuras que, para o estado como-produzido, a GMI apresenta estrutura de duplo pico com campo de máxima GMI $H_m \approx 125$ A/m para 1 MHz e que aumenta nas figuras 3-29 e 3-30 devido ao

aumento da frequência da corrente de medida. A medida que a corrente de tratamento aumenta de amplitude observamos, fato este mais evidente nas figuras 3-31 e 3-32, que uma nova estrutura de picos se forma na região de campos mais baixos. Esta nova estrutura de picos se desloca para $H = 0$ a medida de I_a aumenta até que, para corrente de tratamento igual a 34.5 mA tal estrutura se transforma em um único pico na posição $H = 0$ tendo a curva de GMI três picos.

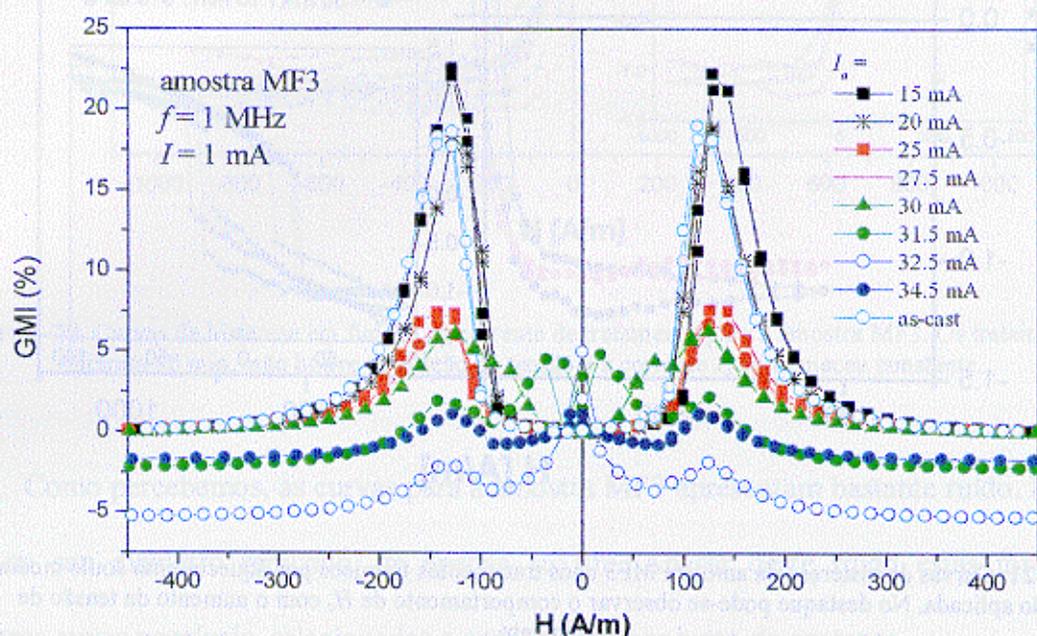


Figura 3-22. Curvas de GMI para a amostra MF3 em função da corrente de tratamento I_a . As medidas foram feitas a 1 MHz e 1 mA de frequência e amplitude da corrente de medida, respectivamente.

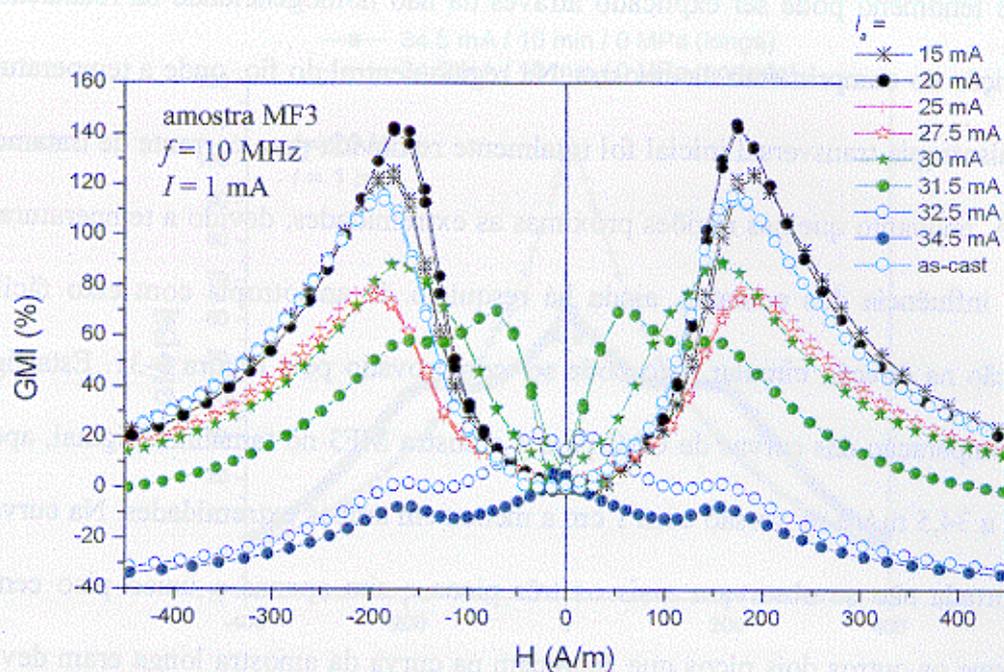


Figura 3-23. Curvas de GMI para a amostra MF3 em função da corrente de tratamento I_a . As medidas foram feitas a 10 MHz e 1 mA de frequência e amplitude da corrente de medida, respectivamente.

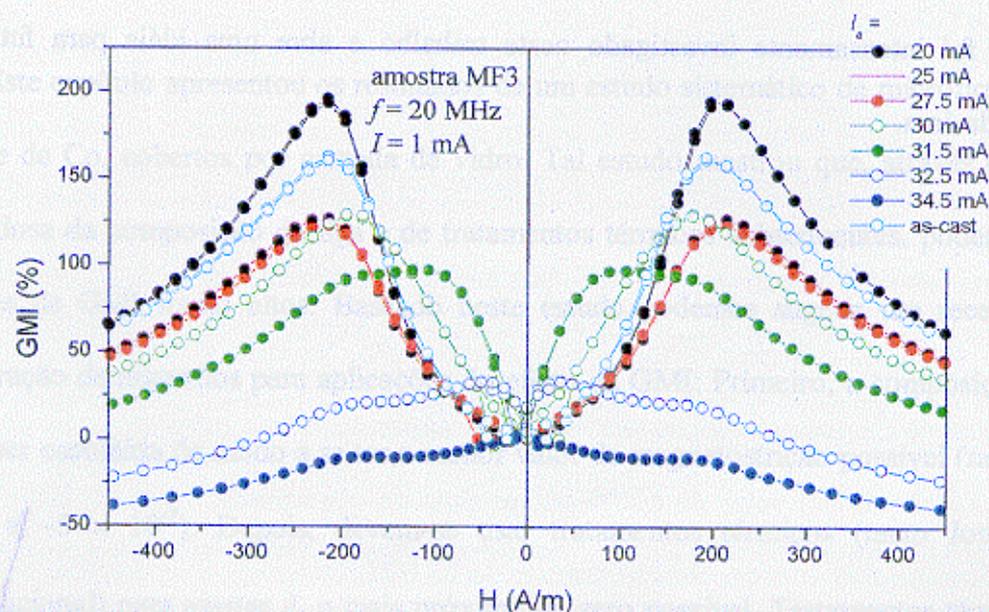


Figura 3-24. Curvas de GMI para a amostra MF3 em função da corrente de tratamento I_a . As medidas foram feitas a 20 MHz e 1 mA de frequência e amplitude da corrente de medida, respectivamente.

Este fenômeno pode ser explicado através da não homogeneidade na relaxação da magnetostricção no comprimento da amostra. Na região central do fio, onde a temperatura é maior, a anisotropia transversal inicial foi totalmente removida para corrente de tratamento de 34,5 mA, enquanto que nas regiões próximas as extremidades, devido a temperatura ser menor por influência dos contatos, ainda há resquício de anisotropia com eixo fácil de magnetização na direção circular. Isto pode ser comprovado pela Figura 3-31. Esta figura mostra a comparação das curvas de GMI para a amostra MF3 no tamanho original, após o tratamento a 34,5 mA e na versão com 1 cm a menos em ambas extremidades. Na curva da amostra cortada não se observam mais os três picos e sim apenas o único pico central, indicando que os outros dois picos que aparecem na curva da amostra longa eram devidos aos extremos da amostra, regiões onde ainda havia anisotropia transversal.

Este resultado, juntamente com os modelos teóricos já existentes[49], pode ser útil para o estudo da inhomogeneidade das propriedades induzidas por este tipo de tratamento, porém não foi intensamente investigado neste trabalho e abre uma idéia para futuros estudantes da área.

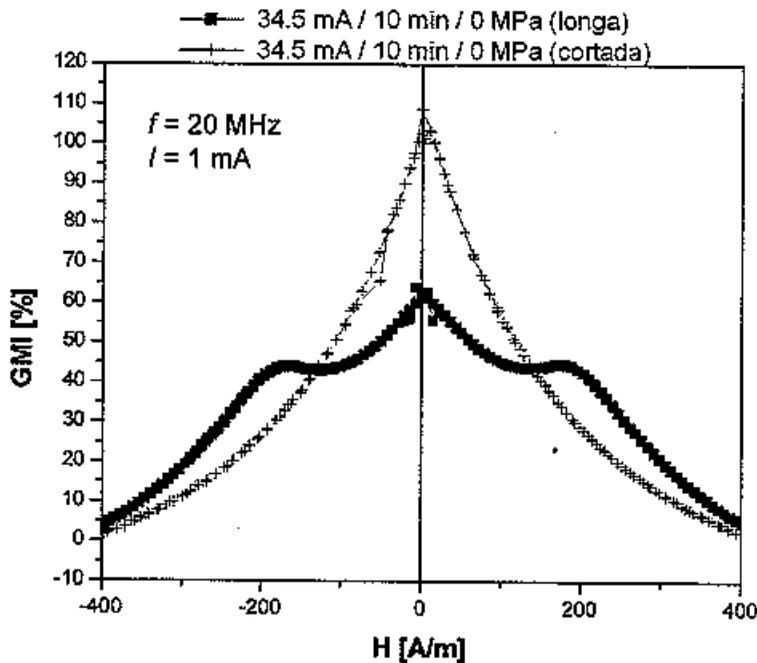


Figura 3-25. Curvas de GMI para a amostra MF3 após o tratamento a 34.5 mA / 10 min. / 0 MPa antes (■) e após (+) ter 1 cm de cada extremidade cortada.

4 Conclusão

Este capítulo apresentou os resultados de um estudo sistemático de microfios amorfos, a base de Co, cobertos por camada de vidro. Tal estudo mostrou que, através da escolha cuidadosa da composição da liga e de tratamentos térmicos subsequentes, podem-se obter valores de GMI muito altos. Baseado neste estudo podemos sugerir um receita para a preparação de microfios para aplicações do efeito da GMI: Primeiro, a composição da liga deve ser escolhida de modo a se ter o menor valor de magnetostricção possível (no intervalo de 0 a -5×10^{-7}). Depois, devem-se usar tratamentos térmicos (tanto Joule quanto convencional) para ajustar λ_s o mais próximo de zero possível. Tratamentos térmicos com tensão aplicada podem ser utilizados para se induzir anisotropia transversal, a qual determina as posições dos picos nas curvas de GMI.

*Capítulo VII***Conclusões e Perspectivas**

Esta tese concentra vários trabalhos de pesquisa sobre o efeito da GMI. Estudos intensos e sistemáticos foram feitos em fitas amorfas e microfios amorfos cobertos por vidro. Com respeito as fitas, um modelo teórico que leva em conta a dispersão dos eixos e valores de anisotropia foi desenvolvido com a ajuda do Prof. Ludek Kraus, da Academia de Ciências da República Tcheca, Praga. Tal modelo explicou muito bem os resultados experimentais e demonstrou mais uma aplicação da GMI como uma ferramenta de estudo. Em um conjunto de fitas de CoFeB, com magnetostricção positiva, foi investigado o efeito de tratamentos térmicos em forno convencional, mediante a aplicação de tensão externa. Tal estudo teve como objetivo de testar a aplicabilidade de tais amostras como sensores de tensão, uma vez que o valor de impedância para campo nulo, ou mesmo a posição dos picos nas curvas de GMI como função da tensão aplicada podem ser facilmente calibrados. Para os microfios amorfos cobertos por vidro, um estudo sistemático variando a espessura da camada de vidro, do diâmetro metálico e da composição, foi feito visando uma liga com menor constante de magnetostricção possível, pois assim apresenta maiores sinais de GMI. Com isso foi obtido um valor de 600% na variação da impedância, para um microfio de CoFeSiB devidamente tratado, para frequência de 15 MHz da corrente de medida. Tal valor é o maior já publicado em microfios e é comparável aos maiores valores já encontrados em outros sistemas.

Durante minha estadia de seis meses sob a co-orientação do Prof. Ludek Kraus, na academia de Ciências da República Tcheca, pude ter contato com pesquisadores e equipamentos diferentes dos que temos no Laboratório de Materiais e Baixas Temperaturas do IFGW (UNICAMP) que certamente teve o importante papel de enriquecer esta tese do ponto de vista de idéias e técnicas experimentais.

Os estudos realizados durante o período de três anos e oito meses renderam dez publicações em conferências nacionais e internacionais bem como seis artigos em revistas indexadas e um capítulo de livro, todas elas citadas neste texto, de acordo com a conveniência.

Como perspectivas futuras existem várias idéias que certamente novos estudantes darão continuidade. Uma delas é a colaboração com a Prof. Cristina Gómez-Polo, iniciada nos últimos meses de minha tese e que resultou no trabalho da Ref. [125]. Em tal trabalho encontram-se estudos acerca de outros harmônicos presentes na resposta da impedância de amostras com o campo externo aplicado. Um modelo baseado na análise de Fourier e na minimização da equação da densidade de energia magnética livre é apresentado para explicar os resultados. Tal trabalho se encontra ainda em andamento e várias medidas estão sendo realizadas no momento.

Outra colaboração de deverá ser mantida é a que temos atualmente com o Prof. João Paulo Sinnecker da UFRJ. Rio de Janeiro. Com ele, trabalhos experimentais e teóricos a respeito da GMI em microtubos de cobre eletrodepositados com uma camada de CoP, foram iniciados e já estão bastante avançados [153]. Porém, muito ainda deve ser esclarecido e explicado. Neste trabalho, a distribuição da densidade de corrente é calculada, utilizando a técnica de elementos finitos, para um condutor heterogêneo composto por um caroço interno e uma camada externa fina que podem ser do mesmo material (fio

homogêneo) ou de materiais diferentes com propriedades físicas diferentes. Porém, é estudado apenas o caso de um caroço não magnético envolto de uma camada magnética. Os resultados dos cálculos apontaram que, para frequências baixas (100 kHz), a corrente flui quase que totalmente pelo caroço não magnético. Na medida em que a frequência aumenta, a densidade de corrente que flui pelo caroço diminui gradualmente, começando a fluir de modo significativo pela camada magnética externa. Acima de um certo valor de frequência, a densidade de corrente que flui pelo caroço se torna insignificante, passando a fluir totalmente pela camada magnética.

Por fim, apesar de muitos e intensos estudos já terem sido publicados acerca do efeito da GMI nos últimos anos, muitas portas ainda estão se abrindo e cada vez mais necessitamos esclarecer novos resultados experimentais com modelos mais e mais apurados visando, sempre, a possível aplicação do efeito GMI.

Referências

1. H. R. Hilzinger, *IEEE Trans. Magn.* **MAG-21** (1985) 2020.
2. F. L. A. Machado, B. L. Silva and E. Montarroyos, *J. Appl. Phys.* **73** (1993) 6387.
3. K. Mandal and S. K. Ghatak, *Phys. Rev. B* **47** (1993) 14233.
4. M. N. Baibich *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **61** (1988) 2472.
5. R. S. Beach and A. E. Berkowitz, *J. Appl. Phys.* **76** (1994) 6209.
6. L. Landau and E. M. Lifshitz, in *Electrodynamics of Continuous Media*, (Pergamon, Oxford, 1975, pg. 212).
7. O. V. Nielsen, *IEEE Trans. Magn.* **MAG-21** (1985) 2008.
8. R. Valenzuela, M. Vazquez and A. Hernando, *J. Appl. Phys.* **79** (1996) 6549.
9. T. Kaneyoshi, in *Introduction to amorphous magnets*, (World Scientific, 1992, pg. ix).
10. H. H. Liebermann and C. D. Graham, *IEEE Trans. Magn.* **MAG-12** (1976) 921.
11. S. Takayama and T. Oi, *J. Appl. Phys.* **50** (1979) 4962.
12. C. D. Graham and T. Egami, *IEEE Trans. Magn.* **MAG-15** (1979) 1398.
13. H. Chiriac and T. A. Óvári, *Prog. Mat. Sci.* **40** (1996) 333.
14. M. Vázquez and A. Hernando, *J. Phys. D: Appl. Phys* **29** (1996) 939.
15. H.-R. Hilzinger, A. Mager and H. Warlimont, *J. Magn. Magn. Mater.* **9** (1978) 191.
16. H. Kronmüller, M. Fähnle, M. Donann, H. Grimm, R. Grimm and B. Gröger, *J. Magn. Magn. Mater.* **13** (1979) 53.
17. L. G. C. Melo and A. D. Santos, *Magnetism, Magnetic Materials and Their Applications* **302-3** (1999) 219.
18. C. Kittel, *Rev. Modern Phys.* **21** (1949) 541.
19. J. Schwitalla, G. L. Györfly and L. Szunyogh, *Phys. Rev. B* **63** (2001) 104423.

20. S. Chikazumi, in *Physics of magnetism*, (John Wiley & Sons, 1964, pg. 243).
21. R. O'Handley, in *Amorphous magnetism II*, (1976).
22. T. Masumoto, I. Ohnaka, A. Inoue and M. Hagiwara, *Scrip. Metal.* **15** (1981) 293.
23. G. F. Taylor, *Phys. Rev.* **23** (1924) 655.
24. A. V. Ulitovskiy, *Pribory Tech. Eksper.* **3** (1957) 115.
25. A. Antonov, V. T. Borisov, O. V. Borisov, V. A. Pozdnyakov, A. F. Prokoshin and N. Usov, *J. Phys. D: Appl. Phys* **32** (1999) 1788.
26. N. Usov, A. Antonov, A. Dykhne and A. Lagar'kov, *J. Phys. :Condens. Matter.* **10** (1998) 2453.
27. A. Antonov, V. T. Borisov, O. V. Borisov, A. F. Prokoshin and N. Usov, *J. Phys. D: Appl. Phys* **33** (2000) 1161.
28. H. Chiriac, T. A. Óvári and Gh. Pop, *Phys. Rev. B* **52** (1995) 10104.
29. H. Chiriac, T. A. Óvári, Gh. Pop and R. Barariu, *J. Magn. Magn. Mater.* **160** (1996) 237.
30. J. Velázquez, M. Vázquez and A. P. Zhukov, *J. Mater. Res.* **11** (1996) 2499.
31. P. T. Squire, D. Atkinson, M. R. J. Gibbs and S. Atalay, *J. Magn. Magn. Mater.* **132** (1994) 10.
32. M. R. J. Gibbs, I. E. Day, T. A. Lafford and P. T. Squire, *J. Magn. Magn. Mater.* **104-107** (1992) 327.
33. M. Vázquez and D.-X. Chen, *IEEE Trans. Magn.* **31** (1995) 1229.
34. K. Mohri, F. B. Humphrey, K. Kawashima, K. Kimura and M. Mizutani, *IEEE Trans. Magn.* **26** (1990) 1789.
35. D.-X. Chen, N. M. Dempsey, A. Hernando and M. Vázquez, *J. Phys. D: Appl. Phys* **28** (1995) 1022.
36. C. Gómez-Polo, M. Vázquez and D.-X. Chen, *Appl. Phys. Lett.* **62** (1993) 608.
37. A. Mitra and M. Vázquez, *J. Phys. D: Appl. Phys* **23** (1990) 228.
38. A. M. Severino, C. Gómez-Polo, P. Marín and M. Vázquez, *J. Magn. Magn. Mater.* **103** (1992) 117.
39. H. Theuss, B. Hofmann, C. Gómez-Polo, M. Vázquez and H. Kronmüller, *J. Magn. Magn. Mater.* **145** (1995) 165.

40. M. Vázquez and A. P. Zhukov, *J. Magn. Magn. Mater.* **160** (1996) 223.
41. K. Mohri, K. Kawashima, T. Kohzawa and H. Yoshida, *IEEE Trans. Magn.* **29** (1993) 1245.
42. L. Kraus, M. Vázquez and A. Hernando, *J. Appl. Phys.* **76** (1994) 5343.
43. T. Jagielinsky, *IEEE Trans. Magn.* **19** (1983) 564.
44. A. Mitra, M. Vázquez, A. Hernando and C. Gómez-Polo, *IEEE Trans. Magn.* **26** (1990) 1415.
45. P. Allia, M. Baricco, P. Tiberto and F. Vinai, *Phys. Rev. B* **47** (1993) 3118.
46. M. Knobel, P. Allia, C. Gómez-Polo, H. Chiriac and M. Vázquez, *J. Phys. D: Appl. Phys* **28** (1995) 2398.
47. H. Chiriac e I. Astefanoaei, *Phys. Stat. Sol* **153** (1996) 183.
48. H. Chiriac, M. Knobel and T. A. Ovari, in *Mater. Sci. Forum* **302-3**, (F. P. Missel ed., 1999, pg. 239).
49. F. C. S. Silva, UNICAMP, 2000.
50. P. Allia, M. Baricco, M. Knobel, P. Tiberto and F. Vinai, *Materials Science and Engineering A-Structural Materials Properties Microstructure and Processing* **179** (1994) 361.
51. O. V. Nielsen, *IEEE Trans. Magn.* **MAG-21** (1985) 2008.
52. L. Kraus, P. Duhaj and S. Bode, *J. Magn. Magn. Mater.* **101** (1991) 1.
53. E. P. Harrison, G. L. Turney and H. Rowe, *Nature* **135** (1935) 961.
54. R. S. Beach and A. E. Berkowitz, *Appl. Phys. Lett.* **64** (1994) 3652.
55. F. L. A. Machado, C. S. Martins and S. M. Rezende, *Phys. Rev. B* **51** (1995) 3926.
56. L. V. Panina, K. Mohri, K. Bushida and M. Noda, *J. Appl. Phys.* **76** (1994) 6198.
57. M. Knobel and K. R. Pirota, *J Magn Magn Mater*, para ser publicado em 2002.
58. P. Ripka and L. Kraus, in *Magnetic Sensors and Magnetometers*, (P. Ripka ed., Artech House, 2000, Cap. 9).
59. M. Vázquez, *J. Magn. Magn. Mater.* **226-230** (2001) 693.
60. R. L. Sommer and C. L. Chien, *Appl. Phys. Lett.* **67** (1995) 3346.

61. M. Knobel, M. L. Sánchez, J. Velázquez and M. Vázquez, *J. Phys. : Cond. Mater.* **7** (1995) L115.
62. L. V. Panina and K. Mohri, *Appl. Phys. Lett.* **65** (1994) 1189.
63. W.-S. Cho, H. Lee and C.-O. Kim, *Thin Sol. Films* **375** (2000) 51.
64. H. B. Nie, A. B. Pakhomov, X. Yan, X. X. Zhang and M. Knobel, *Sol. State Comm.* **112** (1999) 285.
65. K. C. Mendes, F. L. A. Machado, L. G. Pereira, S. M. Rezende, F. C. Montenegro, M. V. P. Altoé and F. P. Missell, *J. Appl. Phys.* **79** (1996) 6555.
66. S. Q. Xiao, Y. H. Liu, Y. Y. Dai, L. Zhang, S. X. Zhou and G. D. Liu, *J. Appl. Phys.* **85** (1999) 4127.
67. Y. Zhou, J. Yu, X. Zhao and B. Cai, *IEEE Trans. Magn.* **36** (2000) 2960.
68. A. S. Antonov, N. A. Buznikov, I. T. Iakubov, A. N. Lagarkov and A. L. Rakhmanov, *Journal of Physics D-Applied Physics* **34** (2001) 752.
69. L. Brunetti, P. Tiberto, F. Vinai, A. Stantero, H. Chiriac and T. A. Ovari, *Sensors and Actuators A-Physical* **81** (2000) 117.
70. H. Chiriac, T. A. Ovari, C. S. Marinescu, D. Ménard and P. Ciureanu, *J. Magn. Mater.* **197** (1999) 159.
71. L. Kraus, M. Knobel, S. N. Kane and H. Chiriac, *J. Appl. Phys.* **85** (1999) 5425.
72. M. Knobel, M. L. Sánchez, C. Gómez-Polo, A. Hernando, P. Marín and M. Vázquez, *J. Appl. Phys.* **79** (1995) 1646.
73. M. Knobel, J. Shoenmaker, J. P. Sinnecker, R. Sato Turtelli, R. Grössinger, W. Hofstetter and H. Sassik, *Mater. Sci. Eng. A* **226-228** (1997) 546.
74. A. Yelon, D. Menard, M. Britel and P. Ciureanu, *Appl. Phys. Lett.* **69** (1996) 3084.
75. C. Kittel, *Phys. Rev.* **70** (1946) 281.
76. K. R. Pirota, M. L. Sartorelli, M. Knobel, J. Shoenmaker, J. Gutierrez and J. M. Barandiarán, *J. Magn. Mater.* **202** (1999) 431.
77. L. V. Panina, K. Mohri, T. Ushiyama, M. Noda and K. Bushida, *IEEE Trans. Magn.* **31** (1995) 1249.
78. D. Atkinson and P. T. Squire, *J. Appl. Phys.* **83** (1998) 6569.
79. F. L. A. Machado and S. M. Rezende, *J. Appl. Phys.* **79** (1996) 6558.

80. P. T. Squire, *J. Magn. Magn. Mater.* **87** (1990) 299.
81. L. Kraus *et al.*, in *Non-linear Electromagnetic Systems - Advanced Techniques and Mathematical Methods, ISEM '97*, (V. Kose e J. Sievert ed., IOS Press, Amsterdam, 1998, Vol. 13).
82. D. Menard and A. Yelon, *J. Appl. Phys.* **88** (2000) 379.
83. D. Menard, M. Britel, P. Ciureanu and A. Yelon, *J. Appl. Phys.* **84** (1998) 2805.
84. L. Kraus, *J. Magn. Magn. Mater.* **195** (1999) 764.
85. K. R. Pirota, L. Kraus, M. Knobel, P. G. Pagliuso and C. Rettori, *Phys. Rev. B* **60** (1999) 6685.
86. M. Carara, M. N. Baibich and R. L. Sommer, *J. Appl. Phys.* **88** (2000) 331.
87. L. Kraus, *J. Magn. Magn. Mater.* **195** (1999) 764.
88. W. S. Ament and G. T. Rado, *Phys. Rev.* **97** (1955) 1558.
89. J. P. Sinnecker, M. Knobel, M. L. Sartorelli e J. Schoenmaker, *J. Physique IV* **8 (P2)** (France) (1998) 665.
90. P. Ciureanu, C. Akyel, M. Britel, J. Gauthier, A. Yelon, P. Rudowski, G. Rudkowska and J. O. Strom-Olsen, *IEEE Trans. Magn.* **32** (1996) 4678.
91. D. Menard, M. Britel, V. P. Paramonov, A. S. Antonov, P. Ciureanu, P. Rudowski, J. O. Strom-Olsen and A. Yelon, *J. Appl. Phys.* **81** (1997) 4032.
92. A. D. C. Viegas, A. M. H. de Andrade, R. L. Sommer, J. S. Jiang and C. L. Chien, *J. Magn. Magn. Mater.* **226** (2001) 707.
93. R. L. Sommer and A. D. C. Viegas, comunicação privada (2001).
94. M. L. Sartorelli, M. Knobel, J. Shoenmaker, J. Gutierrez and J. M. Barandiarán, *Appl. Phys. Lett.* **71** (1997) 2208.
95. J. P. Sinnecker, P. Tiberto, G. V. Kurlyandskaya, E. H. C. P. Sinnecker, M. Vázquez and A. Hernando, *J. Appl. Phys.* **84** (1998) 5814.
96. M. Vázquez, J. P. Sinnecker and G. V. Kurlyandskaya, *Mater. Sci. Forum* **302** (1999) 209.
97. C. G. Kim, K. J. Jang, H. C. Kim and S. S. Yoon, *J. Appl. Phys.* **85** (1999) 5447.
98. P. Ciureanu, P. Rudkowski, G. Rudkowska, D. Menard, M. Britel, J. F. Currie, J. O. Ström-Olsen and A. Yelon, *J. Appl. Phys.* **79** (1996) 5136.

99. L. Kraus, A. N. Medina, F. G. Gandra, M. Knobel and V. Haslar, *Mater. Sci. Forum* **302-303** (1999) 224.
100. S. Q. Xiao, Y. H. Liu, L. Zhang, C. Chen, J. X. Lou, S. X. Zhou and G. D. Liu, *J. Phys. : Cond. Mater.* **10** (1998) 3651.
101. R. L. Sommer and C. L. Chien, *Phys. Rev. B* **53** (1996) R5982.
102. T. Kitoh, K. Mohri and T. Ushiyama, *IEEE Trans. Magn.* **31** (1995) 3137.
103. L. V. Panina, K. Mohri and D. P. Makhnovskiy, *J. Appl. Phys.* **85** (1999) 5444.
104. D. P. Makhnovskiy, L. V. Panina and D. J. Mapps, *Appl. Phys. Lett.* **77** (2000) 121.
105. F. L. A. Machado, A. E. P. de Araujo, A. A. Puca, A. R. Rodrigues and S. M. Rezende, *Phys. Stat. Sol.* **173** (1999) 135.
106. S.-H. Song, K.-S. Kim, S.-C. Yu, C. G. Kim and M. Vázquez, *J. Magn. Magn. Mater.* **215-216** (2000) 532.
107. S. H. Song, S.-C. Yu, C. G. Kim, H. C. Kim and W. Y. Lim, *J. Appl. Phys.* **87** (2000) 5266.
108. D.-X. Chen, L. Pascual and A. Hernando, *Appl. Phys. Lett.* **77** (2000) 1727.
109. C. G. Kim, K. J. Jang, D. Y. Kim and S. S. Yoon, *Appl. Phys. Lett.* **75** (1999) 2114.
110. C. G. Kim, K. J. Jang, D. Y. Kim and S. S. Yoon, *Appl. Phys. Lett.* **77** (2000) 1730.
111. D. Menard, L. G. C. Melo, P. Ciureanu and A. Yelon, *J. Appl. Phys.* **87** (2000) 4801.
112. A. Yelon, D. Menard, M. Britel, and P. Ciureanu, in *Mater. Sci. Forum* **302-3**, (F. P. Missel ed., 1999, pg. 194).
113. V. E. Makhotkin, B. P. Shurukhin, V. A. Lopatin, P. Yu. Marchukov and Yu. K. Levin, *Sens. Act. A* **24-27** (1991) 759.
114. K. Mohri, *Mater. Sci. Eng. A* **A185** (1994) 141.
115. A. F. Cabeño, A. Zukhov, J. M. Blanco, V. Larin and J. Gonzalez, *Sens. Act. A* **91** (2001) 95.
116. K. R. Pirota, L. Kraus, F. Fendrych e P. Svec., in *Euroensors XIV*, (2001 Cap. Magnetic Sensors II, pg. 753)
117. R. Steindl, Ch. Hausleitner, A. Pohl, H. Hauser and J. Nicilics, *Sens. Act. A* **85** (2000) 169.
118. K. Mohri, T. Uchiyama and L. V. Panina, *Sens. Act. A* **A59** (1997) 1.

119. K. Mohri, T. Uchiyama, L. P. Shen, C. M. Cai and L. V. Panina, *Sens. Act. A* **A91** (2001) 85.
120. P. Ripka and G. Vértessy, *J. Magn. Magn. Mater.* **215-216** (2000) 795.
121. L. P. Shen and K. Mohri, *IEEE Trans. Magn.* **36** (2000) 3667.
122. R. Valenzuela, M. Knobel, M. Vazquez and A. Hernando, *J. Appl. Phys.* **78** (1995) 5189.
123. E. Carrasco, M. T. Gonzalez, K. L. Garcia, I. Betancourt, E. Amano and R. Valenzuela, *Rev. Mex. de Fis.* **45** (1999) 115.
124. C. Gomez-Polo, M. Vazquez and M. Knobel, *Appl. Phys. Lett.* **78** (2001) 246.
125. C. Gomez-Polo, M. Vazquez, K. R. Pirota, and M. Knobel, *Physica B* **299** (3-4) (2001) 322.
126. D. Atkinson and P. T. Squire, *IEEE Trans. Magn.* **33** (1997) 3364.
127. M. Knobel, M. Vázquez, M. L. Sánchez and A. Hernando, *J. Magn. Magn. Mater.* **169** (1997) 89.
128. M. Tejedor, B. Hernando, M. L. Sánchez, V. M. Prida and M. Vázquez, *J. Physique IV (France)* **8 (Pr2)** (1998).
129. M. Knobel, C. GomezPolo and M. Vazquez, *J. Magn. Magn. Mater.* **160** (1996) 243.
130. G. H. Ryu, S.-C. Yu, C. G. Kim and S. S. Yoon, *J. Magn. Magn. Mater.* **215-216** (2000) 359.
131. J. M. García, A. Asenjo, M. Vázquez, A. M. Yakunin, A. S. Antonov and J. P. Sinnecker, *J. Appl. Phys.* **89** (2001) 3888.
132. P. Ciureanu, M. Britel, D. Menard, A. Yelon, C. Akyel, M. Rouabhi, R. W. Cochrane, P. Rudkowski and J. O. Strom-Olsen, *J. Appl. Phys.* **83** (1998) 6563.
133. D. Menard, M. Britel, P. Ciureanu, A. Yelon, M. Rouabhi and R. W. Cochrane, *J. Magn. Magn. Mater.* **203** (1999) 111.
134. M. R. Britel, D. Menard, P. Ciureanu, A. Yelon, M. Rouabhi, R. W. Cochrane, C. Akyel and J. Gauthier, *J. Appl. Phys.* **85** (1999) 5456.
135. M. R. Britel, D. Menard, L. G. Melo, P. Ciureanu, A. Yelon, R. W. Cochrane, M. Rouabhi and B. Cornut, *Appl. Phys. Lett.* **77** (2000) 2737.
136. J. P. Sinnecker, M. Knobel, M. L. Sartorelli, J. Schonmaker and F. C. S. Silva, *Journal de Physique Iv* **8** (1998) 665.

137. T. Kaneyoshi, in *Amorphous magnetism*, (CRC Press, Boca Raton, 1984).
138. D. Fraiřová, *Phys. Stat. Sol. (b)* **120** (1983) 341.
139. G. T. Rado and J. R. Weertman, *J. Chem. Sol.* **11** (1959) 315.
140. M. Vázquez, G. V. Kurlyandskaya, J. L. Muñoz, A. Hernando, V. Dmitrieva and V. A. Lukshina, *J. Phys. IV (France)* **PR2** (1998) 143.
141. J. D. Livingston, *Phys. Stat. Sol. (a)* **70** (1982) 591.
142. K. R. Pirota, L. Kraus, H. Chiriac and M. Knobel, *J. Magn. Magn. Mater.* **221** (2000) L243.
143. T. Morikawa, Y. Nishibe, H. Yamadera, Y. Nonomura, M. Takeuchi, J. Sakata and Y. Taga, *IEEE Trans. Magn.* **32** (1996) 4965.
144. L. Kraus, *Ac. Phys. Polon.* **A76** (1989) 147.
145. H. Szymczac, *J. Magn. Magn. Mater.* **67** (1987) 227.
146. H.-R. Hölzinger, H. Hillmann and A. Mager, *Phys. stat. sol(a)* **55** (1979) 763.
147. J. M. Barandiarán, A. Hernando, V. Madurga, O. V. Nielsen, M. Vázquez and M. V. López, *Phys. Rev. B* **35** (1987) 5066.
148. L. Kraus, Z. Fraiř, K. R. Pirota, and H. Chiriac, *J Magn Magn Mater*, in press.
149. L. Kraus, M. Knobel, S. N. Kane and H. Chiriac, *J. Appl. Phys.* **85** (1999) 5435.
150. J. L. Costa-Krämer and K. V. Rao, *IEEE Trans Magn* **31** (1995) 1261.
151. K. R. Pirota, L. Kraus, H. Chiriac and M. Knobel, *J. Magn. Magn. Mater.* **226** (2001) 730.
152. L. Kraus, H. Chiriac, and T. A. Óvári, *J Magn Magn Mater* **215** (2000) 343.
153. J. P. Sinnecker, M. Knobel, K. R. Pirota, J. M. Garcia, A. Asenjo and M. Vazquez, *J. Appl. Phys.* **87** (2000) 4825.