Magnetoimpedância Gigante em Materiais Ferromagnéticos Amorfos: Uma Breve Introdução.

K. R. Pirota

Instituto de Física "Gleb Wataghin" (IFGW), Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP), C. P. 6165, Campinas 13083-970, S. P. Brasil.

Resumo

É apresentada uma breve introdução informativa a respeito das características dos materiais magnéticos amorfos e suas aplicações tecnológicas. O conceito do efeito "Magnetoimpedância Gigante" é introduzido, bem como as bases teóricas existentes para o entendimento do fenômeno nos materiais ferromagnéticos amorfos. É apresentada também uma pequena revisão dos resultados experimentais ilustrada com alguns experimentos realizados no Laboratório de Materiais e Baixas Temperaturas (LMBT) do IFGW e no Departamento de Magnetismo da Academia de Ciências da República Tcheca (ASCR).

1 Introdução

1.1 Materiais magnéticos amorfos

As ligas magnéticas amorfas surgiram primeiramente em 1967 e são comumente fabricadas a partir de técnicas de solidificação rápida dos constituintes em fase líquida [1]. O grande número de avanços neste campo tem sido orientado na descoberta de novos materiais magnéticos e efeitos, visando a larga possibilidade de aplicações tecnológicas. O estudo dos materiais magnéticos amorfos tem sido tópico corrente da física do estado sólido e é interesse de físicos, cientistas de materiais e engenheiros em geral.

Ao contrário de um material cristalino, os átomos em uma estrutura magnética amorfa estão distribuídos randomicamente e os estudos teóricos neste campo consistem em entender como a ausência de uma estrutura cristalina orientada afeta as propriedades magnéticas e elétricas de tais materiais. Nos materiais magnéticos amorfos é possível encontrarmos uma ordem magnética de longo alcance, enquanto tal ordem de longo alcance não existe 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 e, por outro lado, pode ser muito bem ordenado do ponto de vista magnético, ou seja, os momentos magnéticos constituintes estão ordenados de alguma forma periódica. Já os materiais magnéticos cristalinos possuem uma ordem de longo alcance com relação aos constituintes atômicos e 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 dos momentos magnéticos varia de forma aperiódica e randômica [1].

Materiais magnéticos amorfos ordenados são classificados de acordo com o tipo de ordem magnética existente entre os momentos magnéticos locais (ferromagnéticos, ferrimagnéticos,...). Dentro do objetivo deste trabalho, concideraremos apenas os chamados ferromagnéticos, classe dos amorfos utilizada para o estudo do fenômeno da Magnetoimpedância Gigante discutido nas próximas seções.

Nos materiais amorfos ferromagnéticos, 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, como já mencionado, foram produzidas, com o propósito de evitar a cristalização, a partir da solidificação ultra rápida da fase líquida. Logo, o fornecimento de energia externa (forno, aquecimento Joule com a passagem de corrente elátrica, etc.) pode originar um processo de cristalização irreversível, passando primeiramente pela nanocristalização, estado no qual o material é composto por pequenos grãos cristalinos embebidos em uma matriz amorfa. Tal estado intermediário de nanocristalização também é bastante estudado e apresenta fenômenos tão interessantes quanto o estado amorfo, porém não é assunto de interesse deste trabalho.

Materiais magnéticos amorfos são produzidos nas mais variadas formas tais como filmes finos, fitas, fios,

microfios cobertos com vidro e em forma de pó. As aplicações tecnlógicas 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, baixo campo coercivo e alta magnetização de saturação) originadas principalmente devido a ausência de uma anisotropia magnética cristalina (fortemente presente nos materiais no estado cristalino), o que faz com que esses materiais sejam aplicados em sensores magnéticos, cabeças de gravacao magnética, etc. A alta resistividade (geralmente bem maior do que quando no estado cristalino) torna os materiais magnéticos amorfos ideais para aplicações em circuitos magnéticos como motores ou transformadores, pois as perdas por correntes parasitas são fortemente reduzidas.

Recentemente (≈1992), foi descoberto um novo e fascinante fenômeno apresentado pelos materiais magnéticos amorfos, a chamada Magnetoimpedância Gigante, da qual trataremos a seguir.

1.2 Magnetoimpedância Gigante (GMI)

O Termo Magnetoimpedância Gigante, cuja sigla em inglês é GMI, é utilizado para descrever grandes mudanças na impedância a, altas frequências, de materiais magnéticos doces, quando submetidos a campos magnéticos dc externos. Pode-se citar como primeira aparição do fenômeno na literatura, dentro do limite do conhecimento do autor, o artigo de V. E. Makhotkin de 1991 [2]. Neste artigo os autores comentam sobre possíveis sensores magnéticos fabricados com materiais amorfos de um ponto de vista essencialmente prático, se limitando a descrever o comportamento da impedância elétrica (medida através da passagem de uma corrente ac) de um pedaço de fita amorfa de FeCoSiB, mediante a aplicação de um campo magnético dc externo.

Em 1993 dois outros trabalhos foram lançados quase que simultaneamente. No primeiro (maio de 93) um grupo brasileiro de Recife, chefiado pelo Prof. Fernado Machado, publicou resultados da variação da resistência com campo magnético externo em fitas amorfas de composição $Co_{70.4}Fe_{4.6}Si_{15}B_{10}$ (50 µm de expessura, 1.5 mm de largura e 1.5 cm de comprimento) [3]. Logo em seguida (junho de 93), os indianos K. Mandal e S. K. Ghatak publicaram resultados semelhantes (resistência elétrica em função do campo externo aplicado) em fios amorfos (120 µm de diâmetro e 10 cm de comprimento) de $Co_{68.1}Fe_{4.4}Si_{12.5}B_{15}$ [4]. Apesar destes trabalhos darem atenção apenas à resistência (componente da impedância em fase com a corrente elétrica), as medidas foram feitas mediante a passagem de corrente elétrica alternada, o que permite a existência também de uma componente reativa ou fora de fase com a corrente que, em combinação com a resistência, dá origem a chamada impedância elétrica Z do material. Nesta ocasião, os autores de ambos os trabalhos tentaram explicar o fenômeno sob a luz da já conhecida Magnetoresistência Gigante [5] (que é medida com a passagem de corrente contínua), ou seja, a variação da resistência das amostras seria devida a variação de suas resistividades em função do espalhamento dependente do *spin* dos elétrons de condução.

Em maio de 1994, R. S. Beach e A. E. Berkowitz publicaram, pela primeira vez, resultados envolvendo também variações da reatância [6]. Além de batizarem o fenômeno pelo termo utilizado atualmente (Magnetoimpedância Gigante), também foram os primeiros que explicaram o efeito com bases na teoria da eletrodinâmica clássica (equações de Maxwell) mostrando que a variação da impedância é, na verdade, reflexo da variação do comprimento de penetração de ondas eletromagnéticas ($\delta = \sqrt{2/\omega\sigma\mu}$) - que depende da frequência da onda (*w*), da permeabilidade magnética do material (μ) e de sua condutividade elétrica (σ) devido à aplicação de um campo magnético externo. A explicação estaria no fato de que, para valores de frequências e permeabilidades suficientemente altas o comprimento de penetração pode, muitas vezes, ser menor ou até mesmo muito menor do que as dimensões transversais da amostra, fazendo com que a corrente se propague apenas por uma casca próxima a superfície do fio ou fita. Quando um campo magnético externo é aplicado, a permeabilidade magnética μ do material é alterada, alterando também, por meio de δ , a área efetiva por onde a corrente elétrica flui. Isto altera de modo direto a resistência do material, uma vez que ela é inversamente proporcional a sua área de secão reta, porém, sua resistividade, ao contrário do que ocorre no da Magnetoresistência Gigante, permanece caso inalterada. Não foi complicado para os autores mostrarem que a componente reativa da impedância depende diretamente da permeabilidade magnética μ da amostra. Desde então, qualquer modelo que se preocupou em explicar a GMI, tentou explicar a resposta da permeabilidade μ a um campo magnético de externo, à frequência e à amplude da corrente utilizada para a medição da impedância [7, 8]. Mais recentemente (1996), A. Yelon [9] demonstrou que para se calcular com rigor a resposta da impedância de um material magnético amorfo a campos magnéticos externos é necessário a solução simultânea das equações de Maxwell juntamente com a equação de movimento da magnetização de Landau-Lifshitz. Tais cálculos são completamente equivalentes aos dos problemas de Ressonância Ferromagnética (FMR) e já contam com uma vasta literatura publicada ao longo dos últimos 40 anos [10]. A direção relativa entre o campo magnético externo H e a corrente ac I utilizada para a medição da impedância Z, determina a geometria da GMI em questão. Apesar de ser mais comum encontrarmos estudos relacionados à GMI longitudinal (quando o campo externo H e a corrente I estão na mesma direção) [2-9], existem muitos trabalhos referentes a GMI transversal (com H e I ortogonais entre si) [11 e 12] ou até mesmo resultados em função do ângulo entre o campo H e a corrente I [13]. Desde o seu descobrimento, a GMI tem atraído muita atenção, principalmente devido às enormes perspectivas em aplicações tecnológicas, sendo os sensores magnéticos um dos principais exemplos.

2 Bases teóricas

Todas as equações apresentadas nesta seção se referem a amostras de geometria cilíndrica com seção transversal circular (fios), não sendo difícil modificá-las para o caso de geometria planar (filmes e fitas) [14].

Experimentalmente, a medida da impedância Z é obtida através da razão entre a tensão V induzida nos extremos da amostra (geralmente em forma de fio ou fita) e a corrente elétrica alternada I que passa através da amostra. A Fig.1 mostra, esquematicamente, a configuração de medida da GMI.



Figura 1: Desenho esquemático indicando uma amostra em forma de fio, de comprimento l e raio a, sendo submetida à passagem de uma corrente elétrica ac I. Através da medida da tensão V induzida nos terminais do fio, é calculada a sua impedância Z.

Trataremos agora de desenvolver um pouco os alicerces teóricos que regem o fenômeno da GMI. Consideraremos apenas o limite (ou aproximação) linear da impedância, ou seja, o limite no qual Z é independente da corrente de medida I. Como consequência, a resposta a uma corrente elétrica senoidal será uma tensão também senoidal. Este comportamento é típico para altos campos magnéticos aplicados (amostra saturada) e para baixas

amplitudes da corrente elétrica *I*. Respeitando tal limite, podemos escrever:

$$Z = R + iX = V / I \tag{1}$$

onde *R* e *X* são as componentes resistivas e reativas da impedância complexa. O desenvolvimento a seguir será feito considerando-se uma amostra curta o suficiente ($l < \lambda/4$ sendo λ o comprimento de onda da onda eletromagnética produzida pela corrente de medida *I*), de modo que podemos considerar o campo elétrico constante ao longo do comprimento do fio. Sendo assim, podemos escrever, a partir da definição de potencial elétrico e da lei de Ampère, que:

$$V = \left(e_{z}\right)_{\sup erficie} \cdot l \tag{2}$$

$$I = 2\pi a \cdot \left(h_{\varphi}\right)_{\sup erficie} \tag{3}$$

sendo e_z e h_{φ} os campos elétrico e magnético, respectivamente, associados a corrende elétrica de medida *I*. A coordenada *z* é paralela ao eixo do fio (direção da corrente elétrica) e φ está ao longo da direção circunferencial (coordenadas circulares, ver Fig 1).

A impedância Z (a partir de (1)) toma a seguinte forma:

$$Z = (l/2\pi a) \cdot Z_{s} \tag{4}$$

sendo $Z_s = \left(e_z / h_{\varphi} \right)_{\sup eficie}$ a impedância superficial do fio. Logo, a impedância do fio é dada pelo produto de sua impedância superficial e o fator geométrico $l/2\pi a$. É fácil provar que isto é válido independentemente da forma da amostra, a qual é caracterizada apenas pelo fator geométrico, ou seja, a expressão da impedância Z de uma determinada amostra pode ser dada pelo produto de sua impedância superficial, Z_s , por um fator geométrico que caracteriza a forma da amostra (fita, filme fino, etc).

Geralmente, a GMI é a medida relativa da variação da impedância da amostra com o campo dc aplicado, ou seja,

$$GMI = \frac{Z(H) - Z(H_{ref})}{Z(H_{ref})} \times 100\%$$
(5)

onde H_{ref} é o valor do campo externo tomado como referência para o cálculo da variação da impedância da amostra. Geralmente (depende de cada autor), tal valor é

tomado como sendo o máximo possível, limitado pelo aparato experimental de cada laboratório.

Percebemos que a expressão (5) é uma razão que não depende do valor do fator geométrico que caracteriza cada amostra. Podemos dizer então que a GMI é a medida da variação relativa da impedância de superfície Z_s com o campo externo dc aplicado à amostra em estudo:

$$GMI = \frac{Z_{s}(H) - Z_{s}(H_{ref})}{Z_{s}(H_{ref})} \times 100\%$$
(6)

A impedância superficial calculada atrevés das equações de Maxwell para um meio com permeabilidade magnética complexa ($\mu = \mu' + i\mu''$) é dada por [15]:

$$Z_{s} = \frac{k}{\sigma} \frac{J_{0}(ka)}{J_{1}(ka)}$$
(7)

onde σ é a condutividade elétrica,

$$k = (1 - i)/\delta \tag{8}$$

é a constante de propagação radial e δ é o já mencionado comprimento de penetração para as ondas eletromagnéticas. J_0 e J_1 são funções de Bessel de primeiro tipo.

É sabido que a parte real da impedância de superfície, relacionada com a absorção do sinal, nos dá a resposta ressonante em um experimento de FMR [10]. Logo, a equação (4) estabelece a conexão direta entre a GMI e a FMR. Tal correspondência já deveria ser esperada uma vez que a geometria do experimento de GMI é similar à de FMR. A principal diferença está na origem da onda eletromagnética. No experimento de GMI, a corrente ac, I, utilizada na medida da impedância é quem origina o campo magnético alternado (vide eq. (3)), enquanto que na FMR tal campo é originado por uma fonte externa.

Utilizando-se a expressão para a resistência de da amostra ($R_{dc} = l/\pi a^2 \sigma$) e combinando as equações (4) e (7), a impedância do fio pode ser escrita como:

$$Z = R_{dc} \frac{ka}{2} \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)}$$
(9)

Um completo conhecimento de k nos fornece a resposta de Z à variação não só do campo magnético dc externo mas também da frequência da corrente de medida, de sua amplitude, etc. A permeabilidade μ que aparece na

expressão de δ é, na verdade, uma permeabilidade efetiva, ou equivalente (termos herdados da literatura sobre FMR). O cálculo desta permeabilidade efetiva pode ser feito mediante a introdução da equação de movimento da magnetização de Landau-Lifshitz (LL).

De acordo com as equações de *M*, uma variação temporal do fluxo magnético produz um campo elétrico. Este campo elétrico produz correntes elétricas que, por sua vez, dão origem a novos campos magéticos e assim sucessivamente. Combinando estes efeitos com a relação constitutiva, $B = \mu_0 (H + M)$, e desprezando as correntes de deslocamento (comparadas com as de condução) temos a seguinte relação:

$$\nabla^{2} H - \nabla (\nabla \cdot H) = \mu_{0} \sigma \frac{\partial}{\partial t} (H + M)$$
(10)

onde *H e M* são os vetores do campo magnético e da magnetização, respectivamente, σ é a condutividade elétrica do material e μ_0 é a permeabilidade magnética do vácuo.

A equação de LL que governa a reposta dinâmica do vetor M aos campos alternados pode ser escrita sob a seguinte plástica:

$$\frac{\partial M}{\partial t} = \gamma \mu_0 M \times \left[H_{ef} - \left(\frac{L}{M_s} \right) M \times H_{ef} \right]$$
(11)

Ou seja, o momento magnético, assim como na mecânica clássica temos com o problema do pião, precessiona em torno do campo efetivo H_{ef} . O chamado parâmetro de amortecimento é definido como $L = 4\pi\lambda/\gamma\mu_0 M_s$, onde λ é a constante de amortecimento de LL, M_s é a magnetização de saturação, $\gamma = -2\pi g\mu_B/h$ é a razão giromagnética, g é o fator de "splitting" espectroscópico (fator g), μ_B é o magneton de Bohr e h é a constante de Planck.

Seguindo o desenvolvimento de D. Menard [16], o campo efetivo da equação (8) pode assumir a seguinte forma:

$$H_{ef} = H + H_{d} + H_{a} + H_{troca}$$
(12)

onde H é o campo externo aplicado, H_d é o campo desmagnetizante, H_a é o campo de anisotropia, que pode ser grosseiramente interpretado como sendo o campo necessário para mudar a direção da magnetização espontânea em um material com anisotropia uniaxial (este campo de anisotropia depende fortemente da estrutura de domínios do material) e H_{troca} é o campo magnético proveniente da interação de troca devido a não homogeneidade da magnetização através do comprimento de penetração δ .

Uma solução rigorosa para a GMI requer a solução simultânea das equações (10) e (11) considerando-se a expressão (12) bem como condições de contorno apropriadas para cada caso em particular. Tal solução nos levará a uma relação de dispersão cuja solução são vetores de onda das ondas propagantes. Tais soluções são substituídas nas condições de contorno para se extrair a expressão da impedância Z. Este procedimento leva, em geral, a quatro pares de ondas que se propagam em sentidos opostos e que misturam natureza eletromagnética e ondas de spin. Como já dito, há na literauta um número muito grande de trabalhos propondo soluções para tal problema uma vez que este é o procedimento comum para se tratar o problema da ressonância ferromagnética. [17]. O desenvolvimento teórico completo, ou seja, a solução das equações (10) e (11), é suficientemente trabalhoso sendo material para um longo artigo independente.

3 Alguns resultados experimentais

Na realidade é muito difícil fazer uma revisão completa de todos os resultados experimentais já publicados com respeito à GMI em materiais magnéticos amorfos. Apesar do conhecimento do fenômeno ser relativamente recente (aproximadamente 8 anos), muito trabalho experimental tem sido feito neste campo. Variações fortes e sensíveis da impedância, induzidas pelo campo externo aplicado à amostra já foram observadas em fios [8] e fitas amorfos [18], e mais tarde em materiais nanocristalinos (fios [19] e fitas [20]) e em filmes finos [11]).

Como já mencionado, а dependência da permeabilidade magnética μ com o campo magnético aplicado H é fortemente influenciada pela estrutura de domínios da amostra em questão. Tal estrutura de domínios pode ser alterada de maneira relativamente simples através de indução de anisotropias magnéticas obtidas por meio de tratamentos térmicos apropriados (assunto que pode ser abordado em um próximo trabalho). Tanto previsões teóricas quanto dados experimentais indicam que um maior e mais sensível efeito é conseguido em amostras cuja estrutura de domínios apresenta uma anisotropia magnética transversal a direção na qual é aplicado o campo externo H. Por exemplo, em uma fita, a estrutura ideal seria aquela cujos domínios magnéticos estão alinhados na direção perpendicular ao eixo maior da amostra (ver Fig 2). Já em um fio, anisotropia transversal implica domínios orientados radialmente ou circunferencialmente em uma região próxima a superfície tendo um caroço com magnetização axial devido à minimização da energia magnética (ver Fig 3).



Figure 2: Esquema da estrutura de domínios de uma fita com anisotropia induzida transversal.



Figura 3. Esquema da estrutura de domínios de um fio com anisotropia induzida transversal (a). Seção reta longitudinal (b).

A Fig. 4 mostra o comportamento da GMI para uma fita (de composição (Fe_{0.05}Co_{0.95})₇₀Si₁₂B₁₈) as-cast, ou seia, assim como foi fabricada, sem que tenha sido submetida a qualquer tratamento térmico, e para a mesma fita após o seguinte tratamento: 1 hora em um forno convencional a uma temperatura de 360 °C (prétratamento visando uma relaxação estrutural), seguido de mais 1 hora no mesmo forno a 340 °C submetida a uma tensão axial de 400 MPa (indução de anisotropia transversal). Estas medidas de GMI foram feitas com uma corrente de medida de amplitude I = 5 mA e frequência de 900 kHz. Ambas as curvas foram normalizadas de acordo com a eq. 5, tendo como campo de referência H = 100 Oe. Neste caso podemos perceber que o tratamento térmico alterou a forma da curva, que no estado as-cast possuia uma estrutura de um único pico e, após a indução de anisotropia transversal, passou a

apresentar estrutura de duplo pico, além de um comportamento histerético central (que podemos ver melhor no detalhe da Fig. 4). Com relação à magnitude do efeito, percebemos que a fita antes do tratamento possui variações maiores que 100 % no módulo da impedância enquanto que, para a mesma fita tratada, tal magnitude não passa de 30 %.



Figura 4: Curvas de GMI para uma fita amorfa de FeCoSiB medidas para I = 5 mA e f = 900 kHz. Amostra as-cast (•) e após ser submetida ao seguinte tratamento: pré-tratamento a 360 °C durante 1 hora seguido de 1 hora a 340 °C com uma tensão de 400 MPa aplicada ax

A estrutura de domínos para fita mencionada acima, obtida a partir de um magnetômetro Kerr, pode ser vista na Fig 5. O contraste entre duas regiões indica que os momentos magnéticos destas regiões estão em sentidos opostos. O eixo principal da fita (o eixo maior, o chamado comprimento) está na direção ortogonal às faixas representativas dos domínios.



 $50 \,\mu\text{m}$ Figura 5: Foto da estrutura de domínios, obtida por efeito Kerr, da fita da Fig. 4 após o referido tratamento térmico.

Um sistema que tem atraído bastante atenção para o fenômeno da GMI nos últimos tempos são os chamados microfios cobertos por vidro. São fios com diâmetros de alguns micrômetros cuja técnica de fabricação faz com que tais fios sejam recobertos por uma camada isolante de vidro. A foto de um microfio de composição $Co_{68.25}Fe_{4.5}Si_{12.25}B_{15}$ coberto por vidro pode ser vista na Fig. 6.



Figura 6: Foto de um microfio coberto por vidro de composição Co68.25Fe4.5Si12.25B15 com diâmetro metálico de 29.3 μ m e uma espessura da camada de vidro de 16.2 μ m. Ampliação de 600 x.

Tal imagem foi obtida por um microscópio de varredura eletrônica e se refere a um fio de 29.3 µm de diâmetro metálico e com uma capa vítrea de 16.2 µm de espessura. Como tais microfios também são amorfos, não apresentam anisotropia magnetocristalina, sendo as de origem magnetoelástica de papel mais importante. As tensões induzidas devido ao acoplamento vidro-metal se combinam com a magnetostrição, mesmo que muito pequena, definindo a estrutura de domínios do fio. Esta estrutura de domínios também pode ser alterada mediante tratamentos térmicos apropriados. Uma maneira muito simples de realizar estes tratamentos em microfios é fazer passar pelo fio uma corrente elétrica dc. Devido à dissipação Joule, o fio aquecerá assim como em um forno comum. Esse tratamento térmico recebe o nome de "Aquecimento Joule". O aquecimento Joule pode ser realizado com ou sem a aplicação de tensões longitudinais, dependendo da anisotropia induzida resultante que se deseja. Apesar de haver vários trabalhos a respeito da GMI em tais sistemas [21], seus valores nunca foram muito significativos se comparados com outros sistemas. O valor máximo de 60 % foi conseguido em microfios cobertos por vidro de Co_{68,15}Fe_{4,35}Si_{12,5}B₁₅ (13 μ m de diâmetro) tratados com uma corrente de $I_a=52$ mA mediante a aplicação de uma tensão axial de 400 MPa [22]. Porém, recentemente, em um estudo feito com o microfio da Fig. 6 tratado por aquecimento Joule sem tensão, foram obtidos valores de GMI de até 600 %. Tal tratamento provoca apenas uma relaxação estrutural sem afetar a configuração de domínios do material. Esta relaxação estrutural pode enriquecer as propriedades magnéticas doces do material. A Fig. 7 nos mostra as curva de GMI para tal microfio em seu estado as-cast e após aquecimento Joule utilizando uma corrente elétrica dc de 70 mA durante 10 min. Tais medidas foram feitas com uma corrente I = 1 mA a uma frequência de 15 MHz. A amostra as-cast exibe uma variação máxima, relativa à impedância medida a um campo de 10 kA/m (repare que nesta figura foi utilizado o sistema internacional - 80 A/m \approx 1 Oe) de 420 %. As curvas mostram uma estrutura de duplo pico bem próxima a H = 0 (ver detalhe de Fig. 4). Após o tratamento (com uma corrente de 70 mA durante 10 min), o valor da GMI máximo também aumenta, chegando a ser maior que 600 %, colocando tais microfios cobertos por vidro na lista dos mais importantes candidatos a sensores magnéticos.



Figura 7. Curvas de GMI para o microfio da Fig. 6 medidas para I = 1 mA e f = 15 MHz. Amostra as-cast (•) e após ser submetido ao seguinte tratamento Joule: 70 mA dc durante 10 min (•).

4 Conclusão

Foi apresentada uma abordagem geral a respeito dos materiais magnéticos amorfos, suas características e utilidades práticas. Uma breve introdução à Magnetoimpedância Gigante foi feita com o objetivo de mostrar os aspectos básicos da teoria que procura explicála. Alguns resultados experimentais foram mostrados com o intuito de ilustrar o comportamento típico da GMI e como o fenômeno pode depender de fatores como anisotropia magnética induzida ou da relaxação estrutural produzidas geralmente por tratamentos térmicos específicos.

Agradecimentos

Gostaria de expressar meus agradecimentos ao CNPq pelo suporte financeiro e a comissão editorial da revista Physicae por me dar a oportunidade de escrever este artigo.

5 Referências

[1] T. Kaneyoshi, *Introduction to amorphous Magnets*, World Scientific, ix (1992).

[2] V. E. Makhotkin, B. P. Shurukhin, V. A. Lopatin, P. YU. Marchukov e YU. K. Levin, *Sensors and Actuators* A **25** 759 (1991).

[3] F. L. A. Machado, B. L. Silva e E. Montarroyos, *Journal of Applied Physics*, **73** (10) 6387 (1993).

[4] K. Mandal e S. K. Ghatak, *Physical Review B*, **47** (21) 14233 (1993).

[5] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich e J. Chazelas, *Phycal Review Letters*, **61** (21) 2472 (1988).

[6] R. S. Beach e A. E. Berkowitz, *Applied Physics Letter*, **64** (26) 3652 (1994).

[7] L. V. Panina, K. Mohri, T. Uchiyama, M. Noda e K. Bushida, *IEEE Transactions on Magnetics*, **31** 1249 (1995).

[8] R. S. Beach e A. E. Berkowitz, *Journal of Applied Physics*, **76** 6209 (1994).

[9] A. Yelon, D. Ménard, M. Britel e P. Ciureanu, *Applied Physial Letters*, **69** (20) 1 (1996).

[10] W. S. Ament e G. T. Rado, *Physical Review*, **97** 1558 (1955).

[11] R. L. Sommer e C. L. Chien, *Applied Physical Letters*, **67** (22) 3346 (1995).

[12] R. L. Sommer e C. L. Chien, *Physical Review B*, **53** (10) R5982 (1996).

[13] K. R. Pirota, L. Kraus, M. Knobel, P. G. Pagliuso e C. Rettori, *Physical Review B* **60** (9) 6685 (1999).

[14] L. Kraus, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **195**, 764 (1999).

[15] L. D. Landau e E. M. Lifshitz, *Electrodynamics of continuous media*, Pergamon, Oxford (1975).

[16] D. Ménard e A. Yelon, submetido ao *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, (2000).

[17] D. Ménard, M. Britel, P. Ciureanu e A. Yelon, *Journal of Applied Physics*, **84** 2805 (1998).

[18] F. L. A. Machado, B. L. da Silva, S. M. Rezende e C. S. Martins, *Journal of Applied Physics*, **75** 6563 (1994).

[19] M. Knobel, M. L. Sánchez, C. Gómez-Polo, A. Hernando, P. Marín e M. Vázquez, *Journal of Applied Physics*, **79**, 1646 (1996).

- [20] M. Knobel, J. Schoenmaker, J. P. Sinnecker, R. Sato Turtelli, R. Grössinger, W. Hofstetter e H. Sassik, *Material*
- Science and Engenier A, **226-228**, 546 (1997).

[21] H. Chiriac e T. A. Ovari, *Progress in Material Science* **40**, 333 (1996).

[22] L. Kraus, M. Knobel, S. N. Kane e H. Chiriac, *Journal of Applied Physics* **85** (8), 5425 (1999).