



UFSM
Centro de Ciências Naturais e Exatas
Departamento de Física

**ESTUDO DOS PROCESSOS DE MAGNETIZAÇÃO EM
MICROFIOS AMORFOS RECOBERTOS
POR VIDRO SOB EFEITO DE
TENSÕES MECÂNICAS.**

Monografia de Graduação

Fábio Beck

Santa Maria, RS, Brasil

2008



UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA MARIA
CENTRO DE CIÊNCIAS NATURAIS E EXATAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

ESTUDO DOS PROCESSOS DE MAGNETIZAÇÃO EM MICROFIOS AMORFOS RECOBERTOS POR VIDRO SOB EFEITO DE TENSÕES MECÂNICAS.

TRABALHO DE GRADUAÇÃO EM FÍSICA

Fábio Beck

Santa Maria, RS, Brasil

2008



Universidade Federal de Santa Maria
Departamento de Física

Estudo dos processos de magnetização em microfios amorfos recobertos por vidro sob efeito de tensões mecânicas.

por

Fábio Beck

Defesa de Monografia, realizado sob a orientação do Prof. Dr. Marcos A. Carara, apresentado à Disciplina de Trabalho de Graduação em Física II (FSC 1048) para obtenção do Grau de Bacharel em Física.

Santa Maria - RS

2008



Universidade Federal de Santa Maria
Departamento de Física

GRADUAÇÃO EM FÍSICA BACHARELADO

A COMISSÃO EXAMINADORA, ABAIXO ASSINADA, APROVA A MONOGRAFIA:

Estudo dos processos de magnetização em microfios amorfos recobertos por vidro sob efeito de tensões mecânicas^{*}.

ELABORADA POR
Fábio Beck

COMISSÃO EXAMINADORA:

Prof. Dr. Marcos A. Carara – Orientador, UFSM

Prof. Dr. Lúcio Strazzabosco Dorneles, UFSM

Prof. M.Sc. João Tiburcio Dias de Oliveira, UFSM

Santa Maria, 30 de janeiro de 2008.

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

©2008

Todos os direitos reservados a Fábio Beck.

A reprodução de parte ou do todo deste trabalho só poderá ser realizada com autorização por escrito do autor.

Endereço: Universidade Federal de Santa Maria, Centro de Ciências Naturais e Exatas,
Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos, Santa Maria, RS, CEP 97105-900.

Telefone: (55)3220-8618

E-mail: fabiobeckster@gmail.com

Com muito amor, a minha mãe Dilce (*in memoriam*) e ao meu irmão Daniel e sua esposa Mari.

Agradecimentos

Gostaria de agradecer a todas as pessoas que contribuíram com este trabalho, sejam elas pertencentes ao Laboratório Magnetismo e Materiais Magnéticos ou não. Nessas horas, fico um pouco perdido, pois muitas pessoas ajudaram e não seria interessante esquecer o nome de alguém, embora, certamente esquecerei.

Começo agradecendo ao Professor Marcos Carara por ter aceito me orientar, pelas importantíssimas discussões, ensinamentos, pelo apoio e pela oportunidade de poder trabalhar com ele.

Ao Professores Schelp, Rubem, Lúcio, Aguinaldo, Alexandre, pela amizade, pelas conversas e ensinamentos.

Ao Professor Horia Chiriac, pelas amostras para realização deste trabalho.

À Direção do Centro de Ciências Naturais e Exatas, mais especificamente, à Prof. Dr. Martha Boher Adaime, pelo apoio prestado durante a graduação.

À Coordenação do Curso de Física, Professor João Carlos Denardin e Raquel, pelo apoio prestado durante toda a graduação.

Aos Professores, do Grupo de Ensino de Física (GEF), Joecir, Dartanhan, Magnago, Porto (colaborador), em especial, ao Professor Denardin, pela orientação no Projeto PROLICEN onde os ensinamentos foram enormes.

Ao Felipe Bohn, por ter muita paciência em explicar e ajudar os alunos de iniciação científica, inclusive eu.

A todos colegas e amigos do LMMM: Kelly, João, Claudiosir, Matheus, Márcio, Callegari, Antonio Marcos, Ricardo, Luciana, Marcelo, Josué, Dieivase, Alexsandro, Paloma, em especial, ao Rafael e Thiago pelas parcerias durante as “indiadas”.

Todos os Professores da graduação com quem eu tive oportunidade de ter aula, em especial ao Celso, Ricardo, Baierle e ao “velho” Guina.

A todos os grupos PET's da UFSM, em especial, aos meus colegas do Grupo PET-Física.

Por fim, aos meus amigos, Raul, Luís (gordo), Carina, João, Clarissa, Carlise (guga), Christian, Cláudia, Daniel, Vó Olga, Neca.

RESUMO

O estudo da dinâmica da magnetização em fios amorfos tem recebido um crescente interesse nas últimas duas décadas devido principalmente ao seu comportamento magnético, caracterizado por um único e grande salto Barkhausen, originando uma curva de histerese quadrada. O completo entendimento das propriedades magnéticas desses fios é relevante tanto devido à sua aplicabilidade em sensores magnéticos quanto ao entendimento de sua física básica.

O objetivo deste trabalho é estudar os processos de magnetização de microfios amorfos recobertos por vidro (AGCW), com composição nominal $Co_{68,25}Fe_{4,5}Si_{12,25}B_{15}$, diâmetro de $44\mu m$ e do núcleo metálico de $17\mu m$, fabricados através do método de Taylor-Ulitovski, quando submetidos a diferentes valores de tensão mecânica externa. O método de fabricação consiste na fusão de um capilar de vidro com uma liga metálica em seu interior. Com o resfriamento rápido desses materiais ainda na fase amorfa, tem-se armazenamento de tensões internas muito intensas. Através da aplicação de tensões mecânicas externas, ocorrem modificações nas tensões armazenadas durante o processo de fabricação e, por fim, na anisotropia do sistema via interação magneto-elástica. A evolução da estrutura magnética é estudada a partir da modificação observada da forma das curvas de magnetização, quando a amostra é magnetizada e submetida a diferentes tensões.

ABSTRACT

The study of the magnetization dynamics in amorphous microwires has attracted an increasing interest in the last two decades mainly due to its magnetic behavior characterized by a single and large Barkhausen jump, a feature of a squared magnetization curve. A complete comprehension of the magnetic properties in these microwires is relevant due both, the potential of application in magnetic sensors and understanding the physics behind the phenomenon.

The main objective of this work is to study the magnetization processes in amorphous glass covered microwires (AGCW), nominal composition $Co_{68,25}Fe_{4,5}Si_{12,25}B_{15}$, diameter of $44\mu\text{m}$ and metallic nucleus of $17\mu\text{m}$, produced by the Taylor-Ulitovski method, when submitted to different values of mechanical stress. The production method consists in the rapid drawing of a softened glass capillary which the molten metal is entrapped. The cooling of the material in the amorphous phase induces a strong internal stress. By the application of external mechanical stress, the internal stress configuration is modified resulting in the change of the microwire magnetic anisotropy. The evolution of the magnetic structure is analysed starting from the modifications observed in the shape of the magnetization curves, when the sample is submitted to different mechanical stress.

SUMÁRIO

1.	INTRODUÇÃO.....	11
2.	FERROMAGNETISMO	13
3.	MATERIAIS AMORFOS	19
4.	MICROFIOS AMORFOS.....	20
5.	TÉCNICA DE FABRICAÇÃO DE MICROFIOS AMORFOS RECOBERTOS POR VIDRO	22
6.	ANISOTROPIAS MAGNÉTICAS EM ACGW.....	24
6.1	ENERGIA DE TROCA.....	24
6.2	ENERGIA MAGNETOELÁSTICA	25
6.3	ENERGIA MAGNETOSTÁTICA.....	27
7.	DOMÍNIOS MAGNÉTICOS.....	29
7.1	DOMÍNIOS MAGNÉTICOS EM ACGW	30
8.	PROCESSOS DE MAGNETIZAÇÃO	34
9.	RUIDO BARKHAUSEN	36
10.	SISTEMA EXPERIMENTAL	37
11.	RESULTADOS E DISCUSSÃO	40
	CURVAS DE INDUÇÃO	40
	ESPESSURA DA CASCA	42
12.	CONCLUSÃO	45
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	46

1. INTRODUÇÃO

O estudo dos microfios amorfos recobertos por vidro tem sido intensificado nas últimas décadas devido ao seu comportamento magnético tais como biestabilidade e efeito magnetoimpedância gigante (GMI) [1, 2].

O microfio estudado tem composição nominal $Co_{68.25}Fe_{4.5}Si_{12.25}B_{15}$ com diâmetro total de $44\mu m$ e núcleo interno de $17\mu m$. O processo de fabricação da amostra armazena intensas tensões internas. Através da aplicação de tensões externas, induz-se modificações nas tensões internas e, conseqüentemente, na anisotropia e na estrutura de domínios da amostra. O estudo se dá através da análise do ruído Barkhausen (BN) e das curvas de magnetização medidas. O BN consiste em séries de pulsos de tensão que são detectados nas extremidades de uma bobina sensora enrolada ao redor de uma amostra de material ferromagnético submetido a um campo magnético aplicado variável. Quando essas flutuações ocorrem no interior da amostra, posicionada no interior da bobina sensora, induzem uma variação de fluxo magnético $-d\phi/dt$ e, de acordo com a Lei de Faraday-Lenz, tem-se um sinal de tensão induzida nos terminais da bobina. Assim, detecta-se o $-d\phi/dt$ e por integração numérica obtemos as curvas de magnetização.

Neste trabalho, tem-se como objetivos estudar a dinâmica de magnetização em microfios amorfos recobertos por vidro quando submetidos a diferentes valores de tensões mecânicas externas.

Esta Monografia esta dividida da seguinte forma: no capítulo dois, Ferromagnetismo, é feito uma descrição da teoria de Weiss explicando os aspectos principais do ferromagnetismo por meio de duas hipóteses: a existência de um campo molecular e a existência de uma estrutura de domínios. Além disso, apresenta-se uma breve história do Paramagnetismo clássico de Langevin.

O capítulo três é dedicado aos materiais amorfos. São descritas algumas características desses materiais e no capítulo quatro é feito uma descrição histórica dos microfios, ou seja, surgimento e métodos de preparação de tais fios até os dias atuais. No capítulo cinco é mostrado o processo de fabricação dos microfios amorfos recobertos por vidro. O sexto capítulo é dedicado às anisotropias associadas ao microfios.

O capítulo sete relata como ocorre a formação dos domínios de uma forma geral. Além disso, é explicado a estrutura de domínios em ACGW com magnetostricção positiva e negativa.

No oitavo capítulo é feita uma pequena descrição da curva de magnetização e os mecanismos envolvidos no processo de magnetização de um material.

O capítulo nove explica sucintamente o Ruído Barkhausen.

O décimo capítulo faz uma descrição do sistema experimental utilizado para obter o sinal barkhausen e obter as curvas de magnetização.

No capítulo onze é apresentado os resultados e discussões sobre as mudanças nas curvas de indução e é feita uma estimativa da espessura da casca circunferencial.

Por fim, no capítulo doze, temos as conclusões deste trabalho.

2. FERROMAGNETISMO

A história do conceito de domínios magnéticos, sugerido com o propósito de entender os fatos experimentais associados ao ferromagnetismo, teve seu início no século XIX, quando os pesquisadores começaram a imaginar que os materiais magnéticos consistiam de ímãs elementares de um modo similar como a matéria consiste de átomos e moléculas. A hipótese de Ampère [3] de correntes moleculares elementares é um exemplo bem conhecido desta teoria. O conceito de ímãs elementares explica dois fatos experimentais: a impossibilidade de isolar os pólos norte e sul magnéticos e o fenômeno da saturação magnética em que todos os ímãs elementares estariam orientados na mesma direção [4]. Apesar desta hipótese, nenhum progresso foi feito para entender o comportamento magnético até 1905, quando Langevin [5] desenvolveu a teoria do paramagnetismo através do uso de métodos estatísticos. Na teoria clássica do magnetismo considera-se o “spin” como um vetor, de módulo fixo, que pode ser orientado pelo campo magnético. Langevin mostrou que os ímãs moleculares independentes, em temperatura ambiente, apresentam fraco comportamento magnético e concluiu que o magnetismo “forte” observado em alguns materiais é devido a alguma interação entre estes ímãs. Apenas dois anos depois Weiss [6] elaborou a idéia de um campo molecular ou campo médio. A idéia desse campo consiste em supor que cada átomo magnético fica sujeito a um campo interno médio criado por todos os outros átomos magnéticos do sistema [7]. O campo médio foi criado fazendo-se analogia à teoria de Van der Waal’s, de “pressão interna” entre as moléculas de um gás, com o objetivo de modelar o efeito das interações magnéticas. Somente muito tempo depois, Heisenberg mostrou que a natureza deste campo molecular é de origem quântica e identificou-o como o efeito de troca.

Para o caso dos materiais ferromagnéticos, Weiss, em 1907, sugeriu que toda desordem causada pela agitação térmica poderia ser minimizada se fosse postulada a existência de um campo molecular, descrito como uma interação mútua entre elétrons que tenderia a alinhar paralelamente seus momentos magnéticos. Em temperaturas abaixo da temperatura de Curie, o efeito do campo molecular seria superior ao efeito da flutuação térmica e a amostra se comportaria como um material ferromagnético. Contrariamente, em temperaturas acima da temperatura de Curie, o efeito das flutuações térmicas seria superior ao ordenamento dado pelo campo molecular e a amostra se comportaria como um material paramagnético [4].

A teoria de Weiss previa que o estado de saturação magnética é um estado de equilíbrio termodinâmico para todas as temperaturas abaixo do ponto de Curie. Isto corresponde a uma verdade, pois se verifica que o valor do campo molecular é muito maior do que qualquer campo magnético externo capaz de ser produzido em laboratório. Campos magnéticos externos não têm nenhuma influência sobre o valor da magnetização de saturação na teoria de Weiss. Entretanto, em temperatura finita, a tendência ao alinhamento é contrabalanceada pela agitação térmica. Na ausência de campo, os “spins” vetores apontam em qualquer direção no espaço tal que o momento magnético $\vec{\mu}$ descreve uma superfície esférica, e na presença de um campo o vetor $\vec{\mu}$ descreve um cone no espaço.

Esta teoria é uma extensão da teoria clássica do paramagnetismo que foi desenvolvida por Langevin. Ele investigou matematicamente o comportamento de um ensemble de átomos, cada um com momento magnético $\vec{\mu}$ em um campo externo de intensidade \vec{H} , sendo que o sistema encontra-se em contato com um reservatório térmico clássico. O efeito do campo é causar o alinhamento, enquanto o efeito da agitação térmica é destruir este alinhamento. Se aplicarmos um campo magnético externo ao sistema de “spins” não-interagentes, a energia de interação de um dado momento magnético será dada pela expressão clássica:

$$E = -\mu B$$

A magnetização macroscópica de equilíbrio do sistema de spin será:

$$\vec{M} = \frac{1}{V} \sum_i \vec{\mu}_i$$

e, se todos os spins forem iguais, a magnetização resulta em:

$$M = n\mu \langle \cos\theta \rangle_T$$

onde θ é o ângulo que o vetor $\vec{\mu}$ faz com o campo e $\langle \cos\theta \rangle_T$ simboliza uma média térmica sobre $\cos\theta$. Para calcular o valor de $\langle \cos\theta \rangle_T$, usamos a distribuição de Boltzmann. Então,

$$\langle \cos\theta \rangle_T = \frac{\int e^{-\beta E} \cos\theta d\Omega}{\int e^{-\beta E} d\Omega}$$

onde $\beta = 1/k_B T$, e $d\Omega$ é um elemento de ângulo sólido associado ao cone de precessão, e E é a energia de interação com o campo. Em coordenadas esféricas temos que:

$$\langle \cos \theta \rangle_T = \frac{\int_0^\pi e^{-\beta \mu B \cos \theta} \cos \theta \sin \theta d\theta}{\int_0^\pi e^{-\beta \mu B \cos \theta} \sin \theta d\theta}$$

cujo resultado é

$$\langle \cos \theta \rangle = L \left(\frac{\mu B}{k_B T} \right)$$

onde L é chamada de função de Langevin. Assim, a magnetização fica:

$$M = n \mu L \left(\frac{\mu B}{k_B T} \right)$$

que para valores pequenos de campo, ou seja $\mu B \ll k_B T$, teremos que:

$$M \cong \frac{n \mu^2 B}{3 k_B T}$$

Neste limite, a susceptibilidade magnética $\chi = \frac{\mu_0 M}{B}$, será dada por:

$$\chi = \frac{n \mu_0 \mu^2}{3 k_B T}$$

onde fizemos $C = \frac{n \mu_0 \mu^2}{3 k_B}$ e chegamos a:

$$\chi = \frac{C}{T}$$

que é a famosa Lei Curie, obedecida por algumas substâncias paramagnéticas, e C é a constante de Curie. A dedução da Lei de Curie foi retirada da referência [7].

Um material ferromagnético com momentos magnéticos permanentes exibe, mesmo na ausência de campo magnético externo aplicado, uma magnetização não-nula. Esse fenômeno está ligado ao fato de existir uma interação entre os momentos magnéticos do próprio material que resulta num estado magneticamente ordenado. Pode-se entender esse fenômeno através do Campo de Weiss definido por:

$$\vec{H}_w = \eta \vec{M}$$

que por hipótese, é proporcional à magnetização do sólido. O fator η é independente da temperatura e mede a intensidade do campo de Weiss. Então, quando aplicamos um campo magnético \vec{H} sobre o sistema, o campo efetivo que atuará sobre um dado momento magnético será:

$$\vec{H}_{ef} = \vec{H} + \vec{H}_w$$

e a magnetização do sistema interagente pode ser escrita como:

$$(1) \vec{M} = \chi \vec{H}_{ef} \text{ ou}$$

$$(2) \mu_0 \vec{M} = \vec{B}_{ef}$$

onde podemos escrever a equação (1) e (2) da seguinte forma, respectivamente:

$$(3) \vec{M} = \chi(\vec{H} + \vec{H}_w),$$

$$(4) \vec{B}_{ef} = \mu_0(\vec{H} + \eta \vec{M})$$

substituindo $\vec{H}_w = \eta \vec{M}$ em (3) obtemos :

$$M = \frac{C}{T} (H + \eta M)$$

isolando \vec{M} chegamos

$$M = \frac{C}{T - C\eta} H$$

o que conduz à uma nova definição de susceptibilidade,

$$\chi_{cw} = \frac{C}{T - T_C}$$

que é chamada de Lei de Curie-Weiss. Utilizando a estatística de Boltzmann, podemos encontrar uma expressão para a magnetização de um paramagneto dada por

$$M = ng\mu_B JB_J(x)$$

Onde $x = \frac{g\mu_B JB}{k_B T}$ e $B_J(x)$ é a função de Brillouin, definida como:

$$B_J(x) = \frac{2J+1}{2J} \cot g \left[\frac{(2J+1)}{2J} x \right] - \frac{1}{2J} \cot g \left[\frac{x}{2J} \right]$$

Com $\mu = g\mu_B J$ e $x = \frac{g\mu_B JB}{k_B T}$, fazendo uma substituição, obtemos

$$M = n\mu B_J \left(\frac{\mu B}{k_B T} \right)$$

Podemos substituir B por B_{eff} (equação 4 acima) para obter

$$M = n\mu B_J \left[\frac{\mu_0 \mu}{k_B T} (H + \eta M) \right]$$

Quando $H = 0$, a solução usual seria obter uma magnetização igual a zero, mas, porém, quando $T < T_c$ é possível mostrar que há uma magnetização diferente de zero. Por exemplo, se $T = 0$ a função de Brillouim está totalmente saturada e $B_J = 1$. Nesse caso, a magnetização é $M = n\mu$, que é a magnetização de saturação mesmo na ausência de campo magnético externo aplicado. Numa temperatura diferente de zero teremos

$$\frac{M}{M(0)} = B_J \left[\frac{\mu_0 \mu \eta M}{k_B T} \right]$$

A solução dessa equação pode ser encontrada graficamente e tem a seguinte forma:

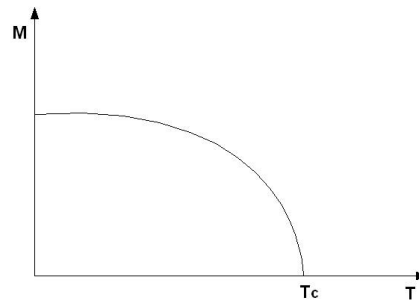


Figura 1- Magnetização espontânea de um sistema ferromagnético [7].

Nesse ponto, cabe-nos questionar o que ocorre em $T < T_c$, pois através da análise da χ_{cw} podemos perceber que existe uma divergência para $T = T_c$.

Fisicamente, em temperaturas inferiores a T_c , o sistema mostra uma forte magnetização mesmo na ausência de um campo externo. Para temperaturas próximas do zero absoluto a magnetização atinge seu valor máximo de saturação, indicando que os momentos magnéticos se alinham paralelamente entre si. Quando aumentamos a temperatura do material, a magnetização decresce até um determinado ponto $T = T_c$, esse fenômeno indica que está ocorrendo uma transição de fase nessa temperatura. Então, um material denomina-se ferromagneto quando ele apresenta um comportamento mostrado pela curva da figura 1, onde o nome dado a essa fase magneticamente interagente, abaixo de T_c , é fase ferromagnética.

Sendo assim, os materiais ferromagnéticos caracterizam-se por exibirem a magnetização de saturação M_s dependente da temperatura. Estes materiais tornam-se espontaneamente

magnetizado abaixo de certa temperatura crítica chamada de temperatura de Curie, T_C . Com esta variação da magnetização em função da temperatura, tem-se que, para todas as temperaturas abaixo de $T = T_C$, a intensidade da magnetização de saturação apresenta um valor definido mesmo sem campo magnético aplicado.

Os elementos ferromagnéticos puros são o Fe, Ni, Co e Gd. Porém, ligas destes elementos e ligas com materiais que não são ferromagnéticos como Cu, Al, etc, e até com materiais semicondutores como Si, podem apresentar características ferromagnéticas.

Mas, ainda existe um outro questionamento, como poderia então uma barra de ferro a temperatura ambiente estar desmagnetizada, sendo que abaixo de T_C todos os materiais ferromagnéticos deveriam estar magnetizados. Uma explicação pra isso foi supor que toda magnetização de um material estava dividida em pequenas regiões, onde predomina a magnetização de saturação, esse é o próprio conceito de domínios magnéticos.

Portanto, Weiss foi capaz de explicar os aspectos principais do ferromagnetismo por meio de duas hipóteses: a existência de um campo molecular e a existência de uma estrutura de domínios. Porém, Weiss não conseguiu justificar as hipóteses por meio de forças atômicas. A explicação do campo molecular em termos da força de troca foi feita por Heisenberg em 1926 e a explicação para a origem dos domínios em termos da energia do campo magnético foi dada por Landau e Lifshitz em 1935.

A primeira confirmação do conceito de domínio foi dada por Barkhausen. Ele descobriu que o processo de magnetização é geralmente descontínuo, dando origem a um ruído característico quando ouvido em um amplificador. Originalmente, os saltos Barkhausen foram interpretados como a inversão completa da magnetização de um domínio. Embora esta interpretação não seja válida hoje, a atividade do fenômeno Barkhausen levou a uma decisiva descoberta.

Certos fios amorfos mostram de fato um único salto barkhausen saindo de um estado saturado para outro. Análises da dinâmica deste processo levaram Langmuir à conclusão que tais saltos ocorrem por processos espacialmente não homogêneos, ou seja, pela propagação de uma parede de domínio em um meio com pontos de bloqueio. Esta hipótese foi confirmada pelo famoso experimento de Sixtus-Tonks [8].

3. MATERIAIS AMORFOS

Materiais metálicos amorfos têm um lugar importante entre os materiais metálicos devido a suas propriedades magnéticas peculiares. Entende-se por amorfo um material que não possui uma estrutura cristalina ou ordenamento atômico de longo alcance. Os metais amorfos apresentam uma desordem estrutural de longo alcance, ou seja, a anisotropia magnetocristalina pode ser desprezada. Mas podem existir unidades que apresentem certa ordem de curto alcance, semelhante a um material cristalino, e esse ordenamento local vem a explicar seu comportamento ferromagnético [9]. O estudo das propriedades desses materiais tem sido, nas últimas décadas, intensificado, pois os mesmos apresentam um comportamento magnético macio, alta permeabilidade, baixa coercividade e também baixas perdas de energia por histerese. As aplicações desses materiais são baseadas nas seguintes características:

- **Ausência de anisotropia cristalina:** essa característica está relacionada à alta desordem estrutural e dá origem a alta permeabilidade magnética e pequena força coerciva.
- **Alta resistividade elétrica:** nesses materiais é mais elevada do que em um cristal, isso reduz as perdas por micro-correntes de Foucault.
- **Fácil preparação de ligas:** através de técnicas, pode-se preparar ligas de diferentes materiais com composições tais que a magnetostricção pode ser positiva, negativa ou nula.
- **Ausência de limite de grãos** – isso suprime o ruído magnético para limite de grãos.
- **Dureza e rigidez mecânicas** bem elevadas.

4. MICROFIOS AMORFOS

A idéia da preparação de tais fios foi originada por Taylor em 1920 quando obteve uma variedade de fios metálicos cristalinos, incluindo Fe, Cu, Al, Ag, Sn, etc. Dentre os materiais metálicos amorfos, os fios amorfos convencionais (CAW), obtidos pelo método “in-rotating water quenching” têm seus diâmetros variando entre 80 e 160 μm e apresentam propriedades físicas específicas, principalmente devido ao seu alto grau de simetria e seu método de preparação, os quais tornam-os muito interessantes investigar seus potenciais de aplicações em inúmeros tipos de sensores magnéticos [10, 11].

Fios amorfos recobertos por vidro (AGCW), com diâmetro do núcleo metálico variando entre 10 e 20 μm , foram preparados pela primeira vez por volta de em 1974 por Weisner e Schineider utilizando o método “glass-coated melt spinning” [12]. Esses fios são obtidos com diâmetros muito pequenos se comparados com os fios obtidos pela técnica “in-rotating water quenching”[13].

Em 1981, Ohnaka propôs um novo método na preparação dos fios amorfos “in-rotating-water” onde os fios amorfos não possuíam cobertura de vidro, com isso os estudos em fios recobertos por vidro de certa forma foram diminuindo. A explicação para isso foi a falta de interesse comercial por tais fios.

Um segundo estágio começou por volta de 1994 e hoje existem vários institutos de pesquisas como, por exemplo, National Institute of Research and Development for Technical Physics (Iasi, Romênia) e Institute of Applied Magnetism (Madri, Espanha), produzindo esses fios e estudando suas propriedades magnéticas. São estudadas propriedades magnéticas dos ACGW, tais como, bi-estabilidade magnética e magnetoimpedância gigante, cujas aplicações são particularmente interessantes em sensores [14]. Esses fios finos amorfos fornecem oportunidades de miniaturização de sensores e transdutores de campo magnético. A presença da cobertura de vidro oferece graus de liberdade tais que as propriedades magnéticas podem ser controladas. Com o aperfeiçoamento das técnicas de produção, hoje já é possível obter ACGW com diâmetro do núcleo metálico variando entre 2 e 50 μm e a espessura da cobertura de vidro variando entre 2 e 15 μm [13]. A figura 2 mostra uma visão esquemática de um microfio com suas dimensões típicas.

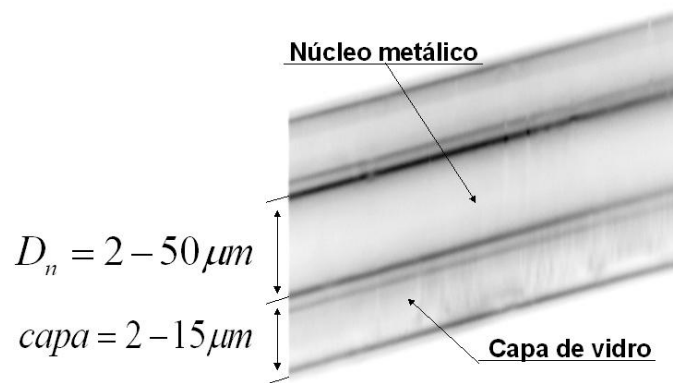


Figura 2-Vista esquemática de um AGCW com as dimensões típicas indicadas.

5. TÉCNICA DE FABRICAÇÃO DE MICROFIOS AMORFOS RECOBERTOS POR VIDRO

A produção de microfios amorfos recobertos por vidro é feita utilizando-se o método chamado “glass-coated melt spinning method“. A idéia básica desse método foi inicialmente proposto por Taylor em 1924, razão pela qual também é chamado por Método de Taylor. O método foi melhorado por Ulitovski e Vagner [12]. Assim, o chamamos de Método de Taylor-Ulitovski. Um diagrama esquematizado desse método está ilustrado na figura 3.

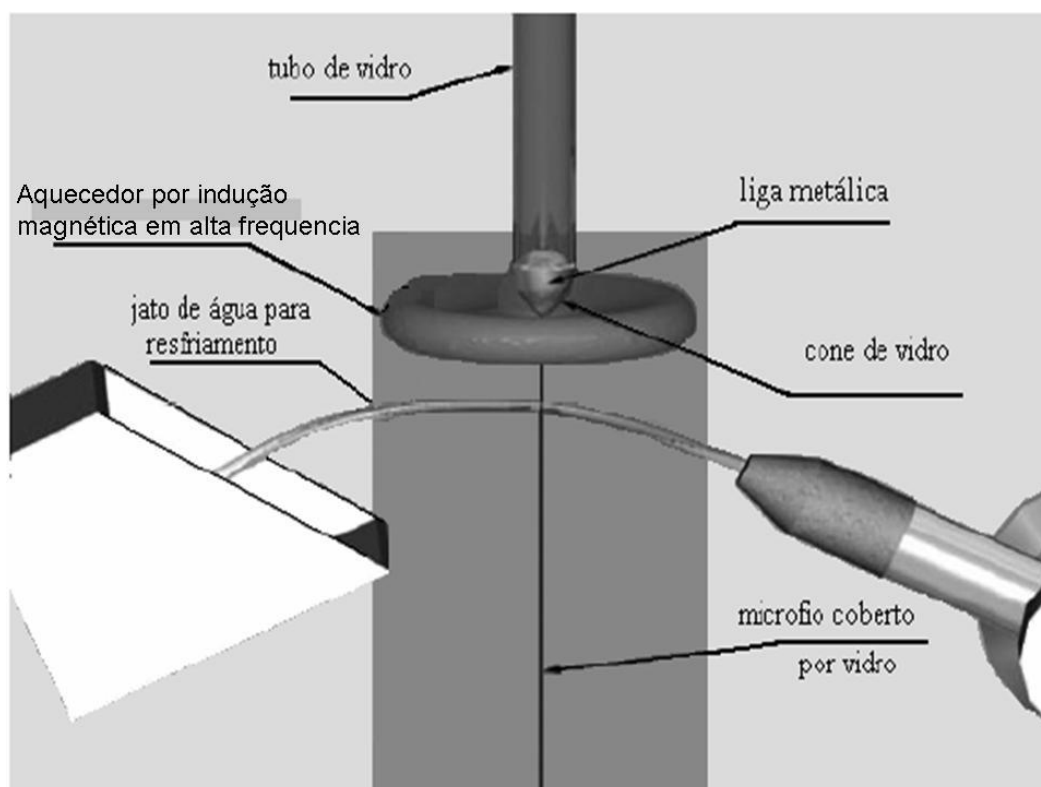


Figura 3 - Representação do método Taylor–Ulitovski utilizado para a fabricação de microfios amorfos [15].

No alto da figura 3 tem-se um tubo de vidro com a liga metálica em seu interior. Ao passarem pelo aquecedor, são submetidos a um campo magnético de alta intensidade e frequência que funde quase simultaneamente o capilar e a liga. Conforme o fio é extraído, através de um sistema mecânico, um jato de água resfria-os ainda na fase amorfa. É importante mencionar que o interior do tubo de vidro está em uma atmosfera inerte. Isso é feito para evitar que haja oxidação da liga metálica no interior do vidro. O vidro garante o isolamento elétrico e também evita que ocorra corrosão do metal. O diâmetro do núcleo metálico depende principalmente da velocidade com que ele é extraído [16] e a espessura do vidro depende principalmente da velocidade de deslocamento do tubo. É muito importante a

dimensão tanto do núcleo metálico como do revestimento de vidro para as propriedades do ACGW bem como a composição dos mesmos. Algumas características do ACGW tais como temperatura de fusão da liga, viscosidade da liga, tensão superficial, reações químicas entre a liga, o vidro e o ar na temperatura de trabalho determinam as características finais do microfio.

As propriedades do vidro podem influenciar nas características do ACGW como, por exemplo, temperatura de fusão, a dependência da viscosidade com a temperatura entre outras. Além disso, levando-se em consideração as correlações entre vidro e o metal, o coeficiente de expansão térmica do vidro deve ser ligeiramente menor ou igual ao da liga, pois pode ocorrer, durante o resfriamento, o rompimento do fio devido ao aumento de tensões internas. A viscosidade do vidro também deve ser pequena, visto que se o metal tiver se solidificado e o vidro ainda estiver se expandindo, pode também acarretar o rompimento do fio. Essas restrições limitam a composição do vidro. Conforme mostrado na figura 2, tem-se conseguido obter por esse método, fios ACGW com diâmetros variando entre 2 e 50 μm para o núcleo metálico e de 2 a 15 μm de espessura para o revestimento de vidro. O estado amorfo é, em geral, verificado fazendo-se medidas de difração de raios-x. Segue abaixo imagens do ACGW onde pode-se verificar claramente o fio envolto pela capa de vidro e também parte do mesmo, exposto, destacando a parte metálica.

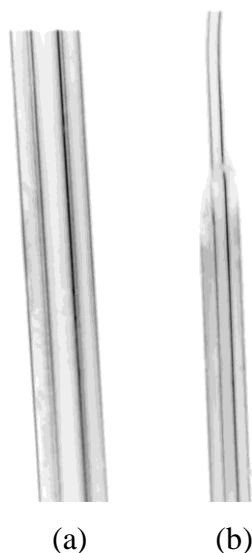


Figura 4 – Fotos feitas por microscopia óptica realizadas no LaPISC-UFSM. Em (a) fio com capa de vidro, em (b) com núcleo exposto.

6. ANISOTROPIAS MAGNÉTICAS EM ACGW.

Um fator que pode afetar fortemente a forma da curva M versus H (ou B versus H), ou a forma do laço de histerese, é a anisotropia magnética. Isso significa simplesmente que as propriedades magnéticas dependem da direção em que elas são medidas. O conhecimento das anisotropias é, assim, a chave para a compreensão dos materiais magnéticos [17]. A magnetização espontânea M fica orientada em determinadas direções, chamados de eixos de fácil magnetização. São variadas as origens de anisotropia magnética, por exemplo, a forma do material, estrutura cristalina, interações magnetoelásticas entre outros. A soma das diferentes energias de anisotropia é a energia livre magnética do material. Os materiais ferromagnéticos tendem a minimizar a energia livre magnética e o resultado dessa minimização é o surgimento de uma distribuição da magnetização em pequenas regiões, chamadas de domínios magnéticos, onde a magnetização é igual à magnetização de saturação [18]. Todos os termos da energia livre são importantes, mas consideraremos aqui apenas alguns que têm relevância para materiais amorfos.

6.1 Energia de troca.

Considere um particular par de átomos, situados a uma certa distância um do outro, eles certamente se atraem devido a uma força eletrostática atrativa, entre os elétrons e prótons, mas também se repelem devido a interação entre elétron-elétron e próton-próton, tais forças podem ser calculadas pela Lei de Coulomb. Mas ainda há uma outra força, inteiramente não clássica, chamada de força de troca. A força de troca é uma consequência do Princípio de Exclusão de Pauli aplicados a dois átomos como um todo. Dois elétrons só podem ter a mesma energia se os spins estão em oposição de fase, ou seja, podem ter as mesmas coordenadas espaciais, mas as coordenadas de spin devem ser diferentes. Se tivermos dois spins paralelos esses elétrons tendem a se afastar. Quando dois átomos são adjacentes, podemos considerar o elétron i movendo-se em torno do próton i , e o elétron j movendo-se em torno do próton j . Como são partículas indistinguíveis, podemos considerar ainda que os elétrons podem trocar de lugar, ou seja, o elétron i movendo-se em torno do próton j e o elétron j em torno do próton i . Essas considerações introduzem um termo adicional, a energia troca E_J , na energia total entre dois átomos. Esse termo está relacionado com o

ordenamento magnético, ou seja, pelo ferromagnetismo. Se considerarmos, por exemplo, os dois átomos i e j com momento angular de “spin” dado por \vec{S}_i e \vec{S}_j , respectivamente, então a energia de troca entre eles é dada por

$$E_J = -2J_{troca} S_i S_j \cos\theta,$$

onde J_{troca} é chamada de integral de troca, e θ o ângulo entre os “spins”. Se J_{troca} é positivo (ordem ferromagnética), E_J é um mínimo quando os “spins” estão paralelos ($\cos\theta = 1$) e um máximo para $\cos\theta = -1$, ou seja, a energia de troca tende a alinhar os “spins” para minimizar a energia livre magnética.

Se J_{troca} for negativo (ordem anti-ferromagnético), temos que E_J é um mínimo quando os “spins” estão anti-paralelo [17], logo, a energia de troca tende a induzir um alinhamento antiparalelo dos “spins” para minimizar a energia livre magnética.

6.2 Energia magnetoelástica

Um material magnético quando submetido a um campo magnético pode ter suas dimensões alteradas. Esse efeito foi descoberto por Joule por volta de 1842. A energia associada a esse fenômeno é a Energia Magnetoelástica e está associada ao acoplamento spin-órbita [17]. A grandeza que quantifica esse fenômeno é a magnetostricção (λ), que é a razão entre variação do comprimento ΔL e o comprimento inicial L da amostra, conforme figura 5, [19].

$$\lambda = \frac{\Delta L}{L}$$

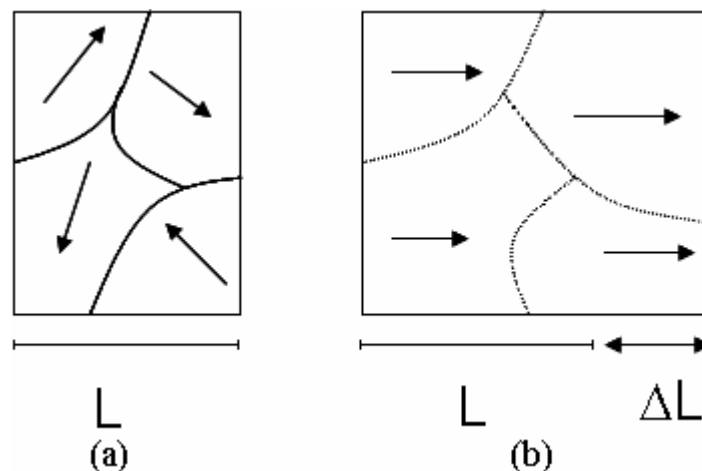


FIGURA 5 - Ordenamento de domínios desde um estado desmagnetizado ($H = 0$), (a), até a saturação, (b). Neste caso $\lambda > 0$ [20].

Durante o processo de magnetizar um material, a estrutura de domínios vai sendo modificada predominantemente por dois mecanismos: movimento de paredes de domínios e rotação da magnetização. A maior parte das variações no tamanho do material usualmente ocorre durante a rotação de domínios [17]. Se considerarmos uma tensão mecânica σ , aplicada sobre um material, e a magnetização de saturação M_s , conforme a figura 6, a expressão para a energia magnetoelástica E_{me} pode ser dada por

$$E_{me} = -\frac{3}{2} \lambda_s \sigma \cos^2 \theta,$$

onde θ é o ângulo entre M_s e σ . Alternativamente, podemos também substituir $(1 - \sin^2 \theta)$ por $\cos^2 \theta$ e escrever a energia como

$$E_{me} = \frac{3}{2} \lambda_s \sigma \sin^2 \theta$$

As duas expressões para E_{me} são equivalentes com respeito à dependência angular e diferem unicamente no que é considerado zero da energia. A direção de equilíbrio da magnetização M_s é aquela que minimiza a energia E_{me} .

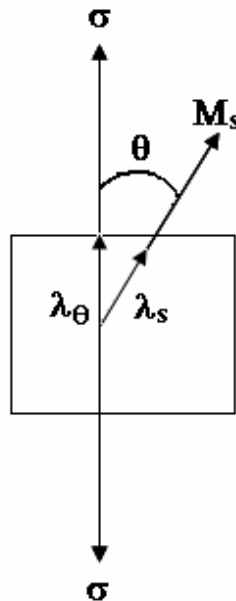


FIGURA 6 - Esquema representativo da aplicação de tensão (σ) fora da direção da magnetização de saturação M_s [20].

Note que, a maneira como o material responde à tensão aplicada depende unicamente do sinal do produto de λ_s , onde λ_s corresponde ao valor de λ quando a amostra está saturada, e σ . O “stress” não altera tão somente a característica das curvas de magnetização, mas também produz grandes variações na magnetostricção observada λ_s [17].

Seja $\lambda_s > 0$, o material ao ser submetido a uma tensão externa tem sua estrutura de domínios orientada preferencialmente na direção da tensão aplicada, caso $\lambda_s < 0$, o material ao ser submetido a uma tensão externa, terá sua estrutura de domínios orientada preferencialmente na direção perpendicular à direção da tensão aplicada, ou seja, a aplicação de tensão externa sobre materiais magnéticos altera a estrutura de domínios, conforme a figura abaixo.

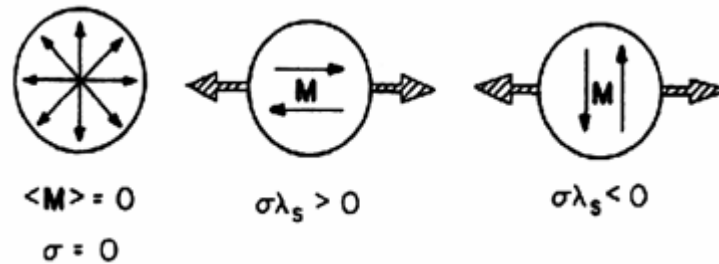


FIGURA 7 - Indução de anisotropia no material conforme o sinal do produto $\lambda_s \sigma$ [20].

Vale lembrar que, durante a fabricação de microfios amorfos há a indução de uma distribuição radial de tensões internas, $\sigma = \sigma(r)$, o que influencia diretamente na anisotropia magnetoelástica. Essa tensão interna é consequência do resfriamento, do gradiente de temperatura dentro do fio durante o procedimento de fabricação [16] e também ao fato de termos os coeficientes de expansão térmicos diferentes para o vidro e para a liga metálica em seu interior.

6.3 Energia Magnetostática.

Também conhecida como anisotropia de forma, está ligada à geometria do material. Essa anisotropia contribui no sentido de alinhar a magnetização ao longo do maior eixo do material. Podemos considerá-la como sendo a energia devido ao campo desmagnetizante H_d . É como se houvesse a formação de pólos magnéticos nas extremidades do material. O campo desmagnetizante H_d de uma amostra é proporcional à magnetização que o criou, mas possui sentido contrário a mesma, e é dado pela seguinte relação

$$H_d = -N_d M_s$$

onde N_d é um coeficiente ou um fator desmagnetizante. N_d depende principalmente da forma da amostra e pode ser calculado exatamente para um elipsóide de revolução. O elipsóide possui três eixos principais de direções a, b, c , onde $a \neq b \neq c$. A cada eixo podemos associar um fator desmagnetizante, sendo que uma relação entre eles é dada por $N_a + N_b + N_c = 1$.

Por exemplo, para uma simetria esférica temos que $a = b = c$, assim o fator desmagnetizante é $N = 1/3$ e o campo desmagnetizante é $H_d = 1/3 M_s$. Se uma amostra, por exemplo, um fio, cuja geometria é cilíndrica, tiver um comprimento grande ($\gg r$) e é magnetizado ao longo do eixo, o fator desmagnetizante será muito pequeno, agora esse fator será muito grande se o comprimento da amostra for pequeno ($l \ll r$). O fator desmagnetizante em geral é proporcional a um fator chamado de K , dado pela razão entre comprimento e o diâmetro da amostra $K = L/d$. Para a amostra aqui estudada o valor de $K \approx 681$, o que nos dá um fator desmagnetizante entre $0,36 \times 10^{-5}$ e $1,4 \times 10^{-5}$ conforme tabela 2.2 da referência [21]. Embora esse valor do fator desmagnetizante seja pequeno, ele ainda é bastante relevante para a formação dos domínios magnéticos de fechamento, os domínios dos extremos do fio.

Considerando uma amostra com geometria bem definida e magnetização uniforme, tal como o elipsóide de revolução, pode-se calcular o campo efetivo na amostra como

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H} - \vec{H}_d$$

onde \vec{H} é o campo externo aplicado

Portanto, sempre que houver um campo desmagnetizante \vec{H}_d , o valor de campo interno no material \vec{H}_{eff} será menor do que o campo externo \vec{H} aplicado.

A energia magnetostática E_d associada à magnetização da amostra e seu próprio campo desmagnetizante é dada por:

$$E_{magnetostática} = \frac{1}{2} N_d M$$

onde M é a diferença da componente normal da magnetização entre as extremidades da amostra e N_d é o fator de desmagnetização que varia de 0 a 4π com a dimensão da amostra.

7. Domínios magnéticos

Domínio magnético é uma região onde predomina a magnetização de saturação. As direções da magnetização de saturação de diferentes domínios não precisam ser paralelas, entre dois domínios adjacentes temos uma região, chamada de parede de domínio, no qual a magnetização afasta-se da orientação da magnetização do domínio e gradativamente aproxima-se da orientação da magnetização do outro domínio adjacente, conforme a figura 8.

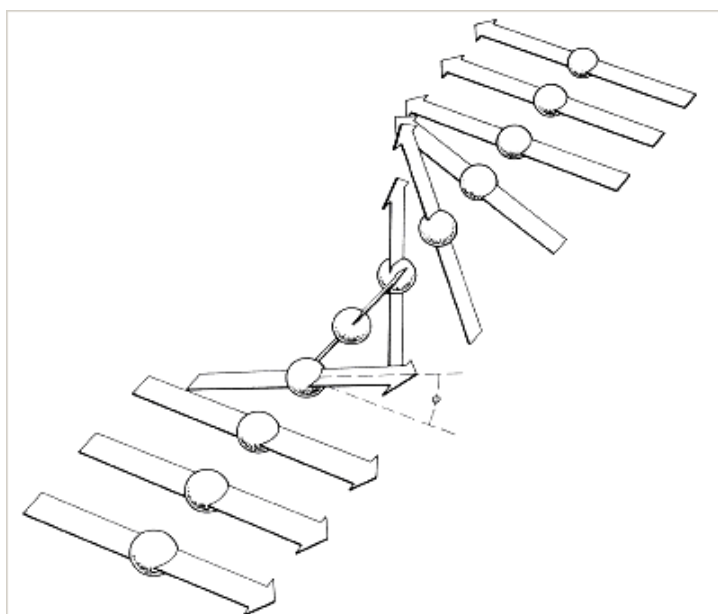


Figura 8-Estrutura da parede de domínios de 180°. Retirada da referência [17].

A parede de domínio resulta de uma competição entre a energia de troca e os demais termos da energia livre magnética como, por exemplo, as energias magnetoelástica, magnetostática e magnetocristalina. As paredes podem ser classificadas quanto aos ângulos entre os vetores magnetização \vec{M}_s e também quanto à direção de rotação dos spins que fazem parte da parede. Se os spins rotacionam no plano do domínio são chamados de Paredes de Néel, caso seja fora do plano dos domínios, chamamos de Paredes de Bloch.

Landau e Lifshits mostraram que a estrutura de domínios é uma consequência natural das várias contribuições das energias de anisotropias associadas a um material ferromagnético [22]. A estrutura de domínios surge da minimização da energia livre magnética, mas o termo principal responsável pela formação dos domínios é a energia magnetostática, embora todos os termos da energia livre sejam importantes.

Podemos entender a origem da estrutura de domínios considerando as estruturas indicadas na figura 9.

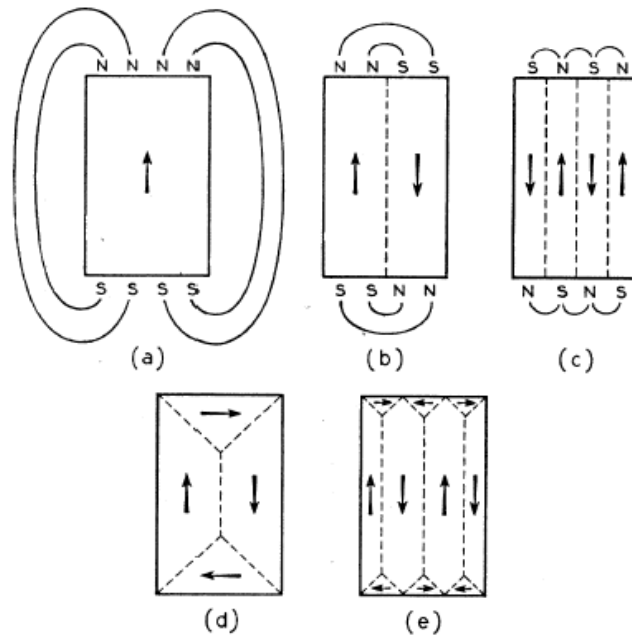


Figura 9-A origem dos domínios magnéticos. Retirada da referência [22].

Na figura-9, temos em (a) um único domínio, ou seja, uma amostra magnetizada espontaneamente em uma única direção, assim, pólos magnéticos são formados nas extremidades da amostra dando origem a um campo desmagnetizante intenso, conseqüentemente, uma E_d intensa. Em (b), a energia magnética reduz cerca da metade pela divisão do cristal em dois domínios magnetizados com sentidos opostos. Em (c) com “N” domínios, a energia magnética se reduz a aproximadamente $1/N$ da energia magnética do caso (a), isso é decorrente da redução espacial do campo fora da amostra. Nos arranjos (c) e (d), a energia magnetostática é nula. O processo de divisão ocorre até que a energia necessária para formação de uma nova parede seja maior que a redução da energia magnetostática. As estruturas dos domínios são normalmente mais complicadas do que o exemplo da figura 9, porém a estrutura de um domínio sempre se origina da possibilidade em diminuir a energia de um sistema partindo-se de uma configuração saturada, com energia magnética superior, para uma configuração com energia magnética inferior [22].

7.1 Domínios magnéticos em ACGW

A estrutura magnética dos ACGW depende fortemente de sua composição a qual está diretamente ligada à magnitude de sua magnetostricção, e também à distribuição de tensões induzida durante a preparação da amostra [12]. Em adição, essas tensões agem continuamente no fio devido ao processo de preparação [23]. Isso afeta diretamente a estrutura domínios do material. O modelo da estrutura de domínios, para os fios amorfs aqui estudados, consiste

em um núcleo interno, cuja magnetização está orientada axialmente, e uma casca com uma estrutura de multi-domínios [16].

Em AGCW, o estado que minimiza a energia livre e há a formação de domínios magnéticos pode ser expresso simplesmente por:

$$E = E_{me} + E_d$$

A energia magnetoelástica E_{me} é dada pelo acoplamento entre as tensões internas, induzidas durante a preparação, e a magnetostricção. Assim, conhecer como as tensões internas se distribuem é importante para entendermos a estrutura de domínios [12]. As tensões internas armazenadas resultam da diferença entre os coeficientes de expansão térmica do metal e do vidro e está caracterizado por três componentes, uma axial, radial e tangencial [24]. A tensão total interna em microfios pode ser considerada como a soma das tensões devido (i) à solidificação da liga metálica e do vidro e (ii) a diferença entre os coeficientes de expansão térmica do vidro e do metal [20].

Uma distribuição de tensões acoplada com uma magnetostricção positiva conduz a uma estrutura de domínios com um núcleo interno magnetizado axialmente e uma casca externa magnetizada radialmente onde os domínios são de fechamento, conforme a da figura 10(a). A grande energia E_d , que surgiria de uma casca externa magnetizada radialmente, é reduzida por domínios de fechamento axiais na superfície e próximo ao núcleo [12]. A anisotropia magnética em ambas as regiões da estrutura de domínios é de origem magnetoelástica e o valor da constante de anisotropia é diretamente proporcional ao produto entre a constante magnetostrictiva e as tensões internas em um dado ponto do raio do fio. Logo, o sinal e o valor de $\lambda_s \sigma$, está diretamente ligado às propriedades magnéticas do fio. A figura 10(b) mostra o caso em que λ_s é negativo. A idéia inicial é que tensões acopladas com uma magnetostricção negativa conduziriam a uma estrutura de domínios com um núcleo interno magnetizado radialmente e uma casca externa magnetizada circumferencialmente, mas essa configuração não é favorável energeticamente para fios com diâmetro reduzido, pois teríamos um campo desmagnetizante muito intenso, e conseqüentemente uma energia magnetostática elevada. As interações de troca também desfavorecem essa configuração, pois tendem a alinhar os domínios da casca para minimizar a energia livre. Assim, conforme figura 10(b), a magnetização no núcleo é axial com uma casca externa com domínios circulares.

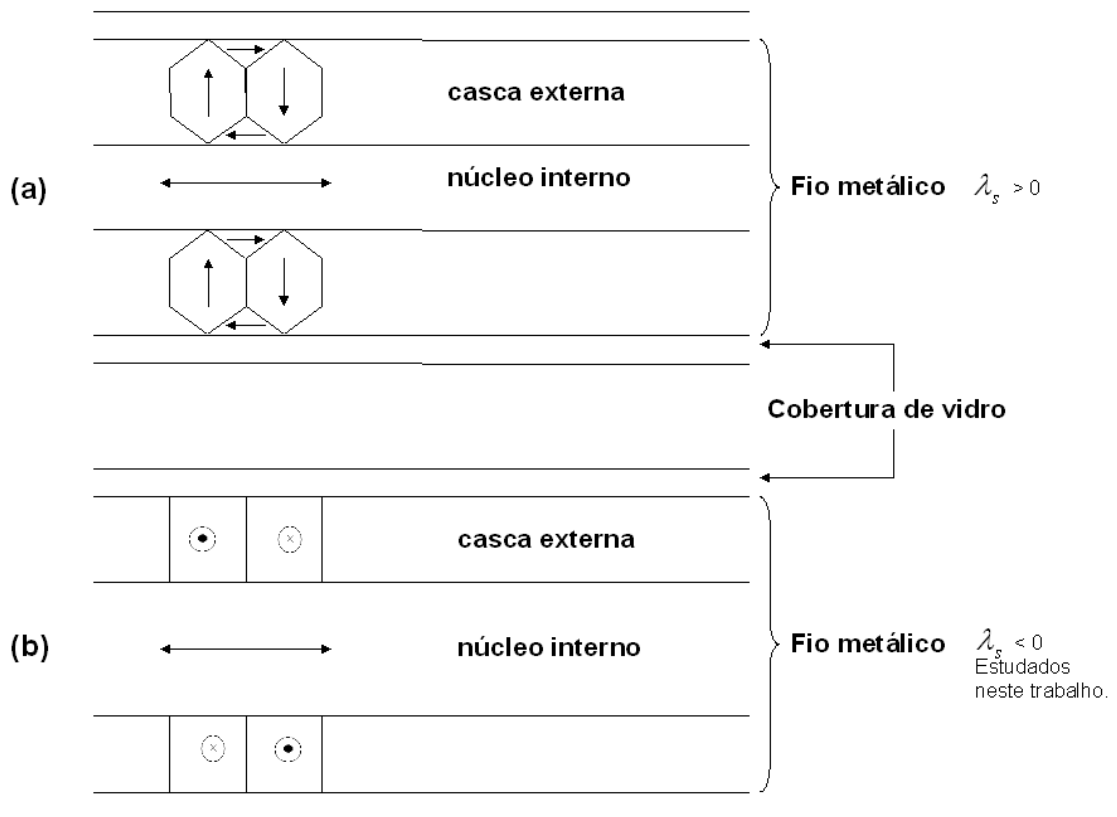


FIGURA 10 - Diagrama simplificado do modelo de domínios núcleo-casca para AGCW (a) com magnetostricção positiva, e (b) com magnetostricção negativa.

Os ACGW, com magnetostricção positiva, por exemplo, $Fe_{77.5}Si_{7.5}B_{15}$ com $\lambda_s = 25 \times 10^{-6}$, expõem um comportamento magnético biestável caracterizado por curvas de histerese retangulares. Neste caso o processo de reversão da magnetização axial ocorre por um único salto, chamado de grande efeito Barkhausen (LBE). O valor do campo magnético é chamado de campo de inversão ou “switching field”.

Por outro lado, microfios com magnetostricção negativa, por exemplo, $Co_{80}Si_{10}B_{10}$ com $\lambda_s = -4 \times 10^{-6}$, exibem curvas sem histerese, onde o processo de reversão da magnetização ocorre por rotação da magnetização. Embora, os valores do campo de inversão ou da coercividade de microfios de $FeSiB$ e a remanência no caso do microfios de $CoSiB$, mudem com suas dimensões, as formas características de suas curvas de histerese permanecem a mesma [25]. A diferença para curvas de histerese de microfios magnetostrictivos positivos comparados com os negativos indicam uma diferença no mecanismo de reversão da magnetização quando as amostras estão sujeitas a um campo magnético axialmente aplicado. Essas diferenças originam em diferentes distribuições de

anisotropias magnetoelásticas nos dois tipos de microfios. A anisotropia magnetoelástica é o resultado do acoplamento entre a grande tensão interna, induzida durante a preparação, e a magnetostricção, que resulta num termo de anisotropia magnetoelástica muito grande, cuja minimização decide o comportamento magnético da amostra.

A parte (b) da figura 10 ilustra o caso das amostras que foram estudadas neste trabalho.

8. PROCESSOS DE MAGNETIZAÇÃO

Curva de magnetização e processos de magnetização.

Todos os fenômenos da curva de magnetização e da histerese magnética podem ser explicados em termos da estrutura de domínios. Embora esta análise seja muito difícil, sabe-se que, na curva de magnetização, os processos de magnetização simplesmente referem-se à maneira pelo qual um material, que exibe ordem magnética e encontra-se aparentemente desmagnetizado em ausência de campo externo, é levado à saturação através da aplicação de um campo magnético de amplitude adequada [18].

Quando um material ferromagnético é submetido a um campo magnético, a estrutura de domínios vai sendo modificada predominantemente por meio de dois mecanismos: movimento de paredes de domínios, na região de baixa magnetização, e rotação da magnetização, na região de alta magnetização. Tais processos podem ser classificados como reversíveis e irreversíveis, sendo que nos irreversíveis há dissipação de energia. A figura 11 mostra uma curva de magnetização típica de um material ferromagnético e caracteriza as regiões dos mecanismos de magnetização predominantes. A curva virgem de magnetização, parte tracejada da figura 11, pode ser dividida em três regiões:

Região I – Movimentos reversíveis de paredes de domínio.

Região II – Movimentos irreversíveis de paredes de domínio.

Região III – Rotação da magnetização.

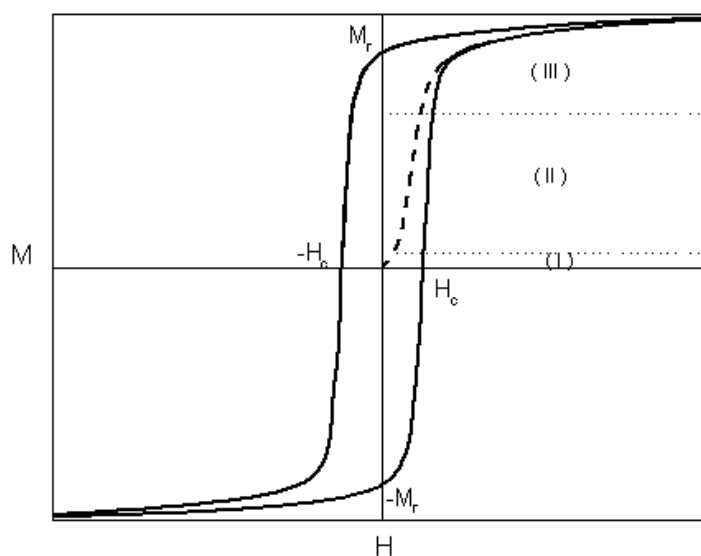


Figura 11 - Curva de magnetização separada em regiões de acordo com o respectivo processo de magnetização[26].

A partir dessa curva de magnetização podemos obter parâmetros e características importantes do material:

a) Magnetização de saturação M_s : é a magnetização que não se altera para aumentos adicionais do campo externo. Isto ocorre porque os momentos magnéticos já se encontram alinhados na direção do campo magnético;

b) Magnetização remanescente M_r : Corresponde ao valor assumido pela magnetização quando, após saturada, o campo é reduzido a zero;

c) Campo coercivo: campo magnético necessário para reverter o sentido de magnetização da amostra. Corresponde ao campo que força a magnetização retornar a zero depois de a amostra ter atingido o estado saturado.

9. RUIDO BARKHAUSEN

No estudo dos mecanismos de magnetização, o ruído Barkhausen pode ser associado ao movimento de paredes de domínio [18]. O ruído Barkhausen consiste em séries de pulsos de tensão que são detectados nas extremidades de uma bobina sensora enrolada ao redor de uma amostra de material ferromagnético submetido a um campo magnético aplicado variável. Estes pulsos de tensão estão associados ao modo com que ocorre o movimento das paredes de domínios e, conseqüentemente, ao modo como a magnetização muda com o campo. A curva de magnetização não é tão suave quanto parece. Se a observarmos com mais detalhes verificaremos que esse processo, de magnetizar um material, ocorre aos saltos. Esses saltos, chamados de saltos Barkhausen, ocorrem devido ao aprisionamento e subsequente desaprisionamento das paredes de domínio ao se movimentarem no interior do material. Quando essas flutuações ocorrem no interior da amostra, a qual esta dentro da bobina sensora, ocasionam uma variação de fluxo magnético no interior da bobina sensora. Pela Lei da Indução de Faraday há a geração de um sinal de tensão induzidas nos terminais das bobinas. Além disso, na região de alta indução, correspondente a região III da figura 11, ocorrem também processos chamados de aniquilação e nucleação de domínios magnéticos, ambos geram movimentos de paredes, logo, mudanças abruptas na magnetização que também contribuem para o sinal Barkhausen.

10. SISTEMA EXPERIMENTAL

O sistema experimental, pertencente ao Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos, utilizado para realizar as medidas de Ruído Barkhausen pode ser visualizado através do diagramas de blocos, conforme a figura 12.

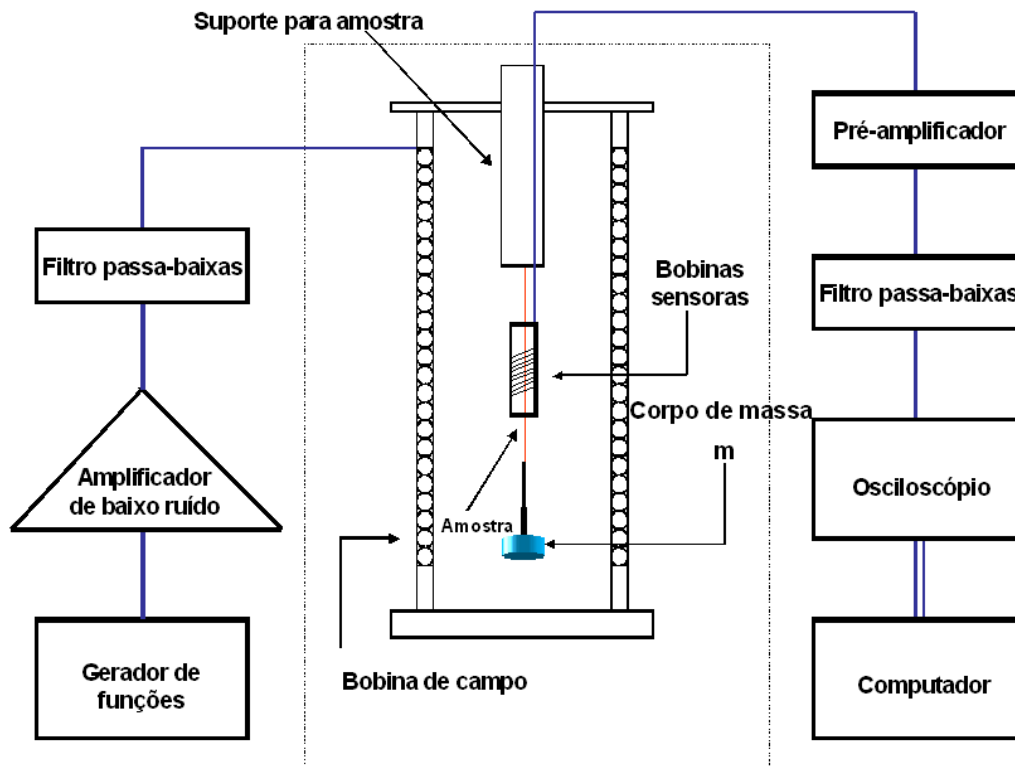


FIGURA 12 - Esquema do sistema de medida do Ruído Barkhausen [18].

O sistema consiste basicamente em duas partes, uma responsável pela geração do campo magnético externo H e a outra pela aquisição e digitalização do sinal induzido nas bobinas sensoras.

Neste sistema, a excitação da amostra é feita por um solenóide capaz de fornecer um campo magnético homogêneo de $H = 250i$ Oe/A, numa região de 3.5 cm em torno da região central, onde i é a corrente em ampères, alimentado por uma fonte de tensão KEPCO modelo Bipolar Operational Power (BOP-20).

O controle desta fonte é feito por um gerador de funções Stanford Research Systems Modelo DS345 onde podemos controlar, por exemplo, amplitude, frequência da tensão no

solenóide e forma da onda. Para sabermos a corrente que esta passando pelo solenóide, é medido a queda de tensão em um resistor de 1Ω ligado em série com a bobina de excitação cuja resistência é de 9Ω . Neste trabalho foi utilizado uma amplitude de $1 V_{pp}$ com frequência de 1 Hz . Vale lembrar que a forma da onda, relacionada à diferença de potencial aplicada, é triangular com o objetivo de fazer com que a taxa de variação do campo em relação ao tempo seja constante.

Na outra parte, responsável pela captação dos pulsos, o sinal do ruído é detectado por uma bobina sensora, de 5 mm de comprimento, com 400 espiras. Em série a essa bobina, mas em contra fase, foi colocada uma outra bobina idêntica, com o objetivo de retirar o sinal captado referente ao campo magnético externo, assim temos certeza de que o sinal captado é devido às flutuações na magnetização da amostra. As duas bobinas foram fixadas em um suporte de tal forma que ao serem colocadas no interior do solenóide fiquem na região central da bobina de excitação. Pelo interior da bobina sensora passa o ACGW que também é fixado ao suporte. Como a amostra é muito frágil foi colado a ela um fio qualquer de espessura maior para poder pendurar os corpos de massa aferida utilizados para aplicar tensões mecânicas no ACGW, conforme figura 12. O ACGW foi submetido a tensões mecânicas variadas entre 0 e 265 MPa . Para cada valor de tensão mecânica externa foi feita uma curva de indução.

O sinal Barkhausen, proveniente da bobina sensora, por ter amplitude muito baixa, é amplificado e condicionado por um pré-amplificador com filtro passa-baixas com frequência de corte ajustável. A frequência de corte foi de 100 kHz com 6 dB / oitava , o ganho do pré-amplificador foi de 200 e uma taxa de amostragem de 1 MS/s . Esses valores obedecem o Teorema de Nyquist, segundo o qual se um conjunto de dados é amostrado com um intervalo Δn entre pontos consecutivos, a transformada de Fourier discreta deste conjunto de dados só tem significado físico dentro do intervalo de frequências dado por:

$$f < f_c$$

onde $f_c = \frac{1}{2\Delta n}$ é chamada de frequência crítica de Nyquist. Qualquer componente fora desse intervalo de frequências é falsamente transladado para dentro do mesmo, contribuindo com um aumento de ruídos indesejáveis. Para satisfazer este critério e evitar as componentes indesejadas, é necessário filtrar as frequências maiores que a frequência de Nyquist. Isto é feito usando-se o filtro passa-baixas do pré-amplificador, que corta frequências maiores que a metade da frequência de amostragem, ou seja, só pode ser utilizado frequências de corte até a frequência de Nyquist. Este sinal é digitalizado por um osciloscópio Tektronix Modelo

TDS320 com taxa de aquisição ajustável até 500 MBps e resolução de 8 bits, conectado ao computador de controle por uma interface GPIB (IEEE488). O processamento digital do sinal é feito por um programa desenvolvido na plataforma Agilent VEE. Como o interesse está na indução magnética da amostra, que é proporcional ao fluxo magnético, integra-se o sinal detectado na bobina sensora através de um integrador analógico ou por integração numérica.

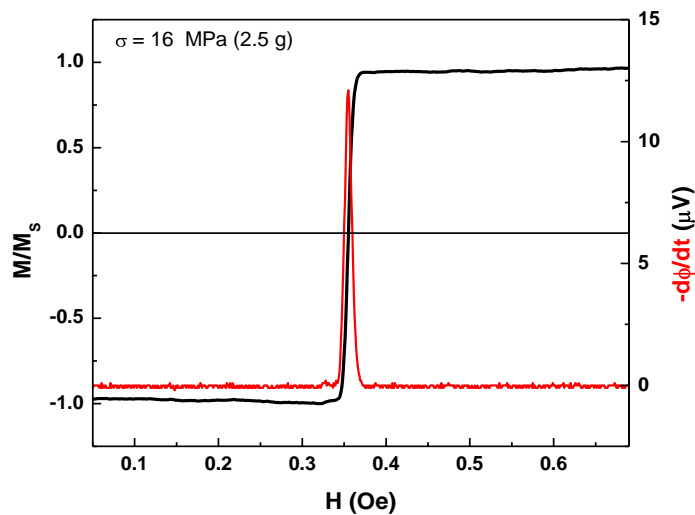
11. RESULTADOS e DISCUSSÃO

Neste capítulo apresentaremos resultados das medidas de indução e $-d\phi/dt$ em ACGW, fornecidos pelo Professor Horia Chiriac do National Institute of R&D for Technical Physics-Romênia. A composição nominal dos ACGW é dada por $Co_{68.25}Fe_{4.5}Si_{12.25}B_{15}$ com diâmetro total de $44\mu m$ e núcleo metálico de $17\mu m$. Além disso, também é feita uma estimativa da espessura da casca circunferencial, cujos domínios são circulares, à medida que aumenta-se as tensões externas aplicadas.

Curvas de indução

As curvas de indução foram obtidas através da integração numérica do sinal de $-d\phi/dt$ captados pela bobina sensora, como citado no capítulo 10.

De acordo com os gráficos da figura 13 podemos observar, para o intervalo de tensões entre 0 e 65 MPa, apenas o núcleo metálico com domínios orientados longitudinalmente devido à anisotropia ser uniaxial.



Estrutura magnética:
Dominios Longitudinais

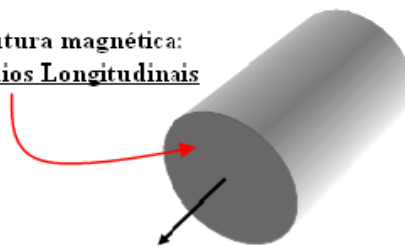
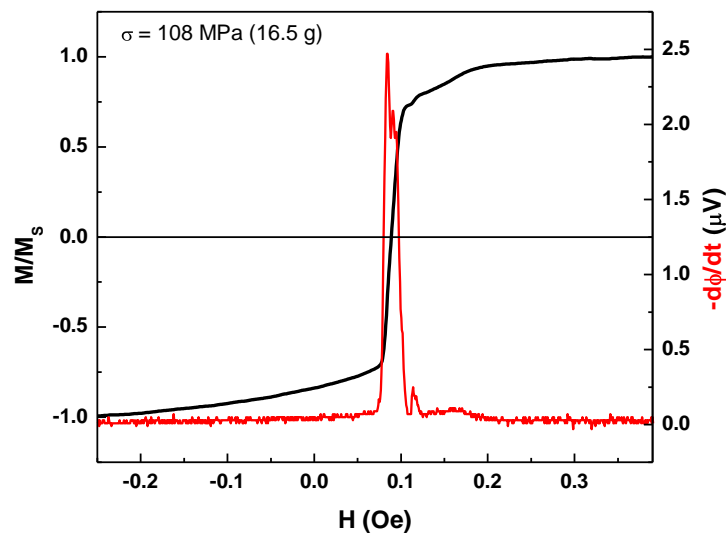


FIGURA 13 – Tensões entre 0 e 65 MPa, apenas núcleo metálico.

A presença de um grande salto Barkhausen ocorre predominantemente por movimento de uma parede de domínio de 180° propagando-se ao longo do fio quando o campo aplicado é igual ou superior ao campo de inversão. Isso mostra o comportamento biestável da estrutura de domínios.

Para o intervalo de tensões entre 65 e 260 MPa observa-se que não há somente o núcleo metálico, com domínios longitudinalmente orientados, mas também há a formação de uma casca circunferencial em volta do núcleo. Nota-se que houve, novamente, movimento de paredes associado ao núcleo, mas, além disso, também podemos perceber, na região de alta indução, rotação da magnetização associada à casca circunferencial que aumenta seu volume com a tensão aplicada, isso pode ser visto por pequenas ondulações, entre 0.1 e 0.2 Oe, na curva de indução, conforme figura 14.



Estrutura magnética:
Núcleo longitudinal +
Casca circunferencial

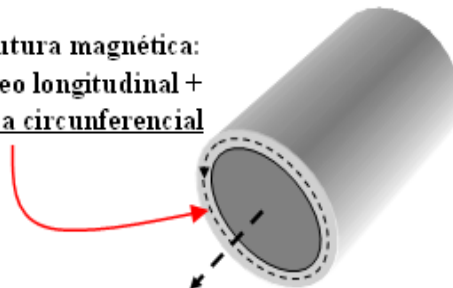


FIGURA 14-Tensões entre 65 a 260 MPa, núcleo metálico mais casca circunferencial.

Espessura da casca

Para calcular a espessura da casca, devem-se analisar as curvas de magnetização. Conforme os gráficos mostrados na seção 11.1, vimos que para baixas tensões mecânicas externas aplicadas, os ACGW apresentam um comportamento magnético biestável caracterizado por curvas de histereses retangulares, ou seja, o processo de reversão da magnetização axial ocorre por um único salto, chamado de grande salto Barkhausen (LBE). Com o aumento da tensão mecânica externa ainda pode-se observar o comportamento biestável dos domínios. No entanto, à medida que a casca circunferencial aumenta de espessura, observar-se da comparação entre as figuras 13 e 14, que a porção da amostra onde ocorre a biestabilidade é menor para tensões maiores. O restante da magnetização inverte por rotação, de modo que a razão entre os volumes da amostra, cujos processos foram LBE e rotação, é proporcional à razão entre as magnetizações relativas $\frac{m^*}{V_N} = \frac{m_T}{V_T} = M_s$. Supondo que M_s é homogênea ao longo da amostra, temos que a seguinte relação é válida

$$\frac{m^*}{m_T} = \left(\frac{R_N}{R_T} \right)^2$$

onde R_N é o raio do núcleo, R_T é o raio metálico do microfio, M_s é a magnetização de saturação, m_T é o momento magnético total e m^* corresponde ao momento magnético total do núcleo. Mas sabemos que $R_N = R_T - R_C$, onde R_C é a espessura da casca circunferencial, assim:

$$\frac{R_N}{R_T} = \sqrt{\frac{m^*}{m_T}}$$

substituindo R_N temos

$$R_T - R_C = R_T \sqrt{\frac{m^*}{m_T}}$$

após mais alguma álgebra,

$$R_C = R_T \left(1 - \sqrt{\frac{m^*}{m_T}} \right)$$

chegamos a expressão para calcular o valor da espessura da casca circunferencial.

Nesse caso, como as curvas de magnetização foram todas normalizadas, o valor de $m_T / M_s = 1$. Assim basta encontrar o valor de m^* .

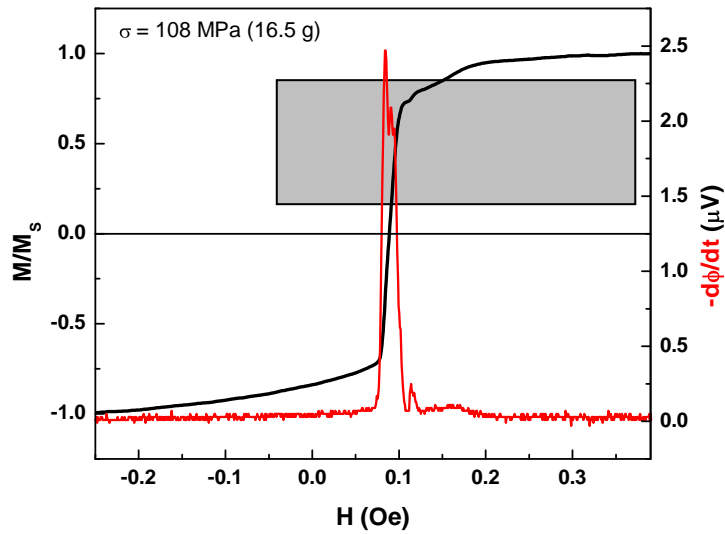


FIGURA 15- Parte da curva que corresponde ao núcleo axialmente magnetizado.

Como exemplo, a figura 15 mostra o processo de obtenção do R_C . A altura do retângulo corresponde ao núcleo magnetizado axialmente. Com o valor da altura do retângulo substituímos na expressão para a espessura da casca obtendo um ponto no gráfico da figura 16. À medida que aumenta a tensão externa aplicada, a casca aumenta de tamanho conforme a figura 16.

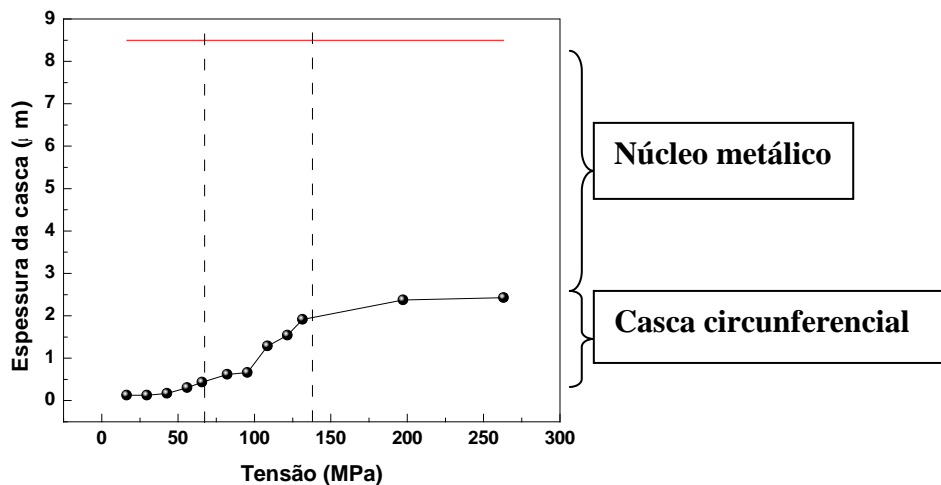


FIGURA 16 - Espessura da casca conforme tensão mecânica externa aplicada.

Segundo a figura 16, a espessura da casca converge para um valor bem definido, esse valor é um limite, ou seja, por mais que se aumente a tensão mecânica externa, a espessura da casca não é alterada, pois essa configuração é a mais favorável energeticamente para a

estrutura de domínios desse microfio. A espessura da casca chega a um valor de aproximadamente 30% da parte metálica do fio.

12. CONCLUSÃO

Neste trabalho estudamos o efeito da tensão mecânica sobre o comportamento das curvas de magnetização obtidas em microfios amorfos recobertos por vidro com o intuito de entender os processos de magnetização e a configuração da estrutura de domínios, que são os responsáveis pelo seu comportamento magnético.

No que se segue, têm-se algumas conclusões que valem ser salientadas.

As amostras apresentam somente biestabilidade até 65 MPa. Isso se justifica pela forma quadrada da curva de magnetização e também pelo $-d\phi/dt$ apresentar apenas um grande salto Barkhausen. Neste caso, associa-se que o processo de magnetização ocorre basicamente por movimento de paredes de domínio. Além disto, neste caso, as amostras apresentam uma estrutura de domínios composta simplesmente por um núcleo interno metálico, com anisotropia magnética axial.

Com o aumento da tensão externa, acima de 65 MPa, as curvas de magnetização deixam de apresentar a forma quadrada, uma característica diretamente relacionada com uma nova configuração de anisotropia na amostra e com os mecanismos responsáveis pelo processo de magnetização. À medida que a tensão é aumentada, há o surgimento de uma casca com domínios circunferencialmente magnetizados. O surgimento da casca esta diretamente relacionada com as distribuições das componentes da tensão interna. Quando aplicamos uma tensão externa axialmente ao fio, a componente de tensão azimutal será dominante em relação à radial e axial, forçando os domínios a formarem uma casca circunferencial. A maneira como o material responde à tensão aplicada depende unicamente do sinal do produto de λ_s e σ . Como $\lambda_s < 0$ e σ é positivo, o produto $\lambda_s \sigma < 0$, favorecendo a componente azimutal. Neste caso, o processo de magnetização ocorre devido tanto ao movimento de paredes de domínio, do núcleo metálico longitudinal, quanto à rotação da magnetização, da casca circunferencial.

Deve-se notar que a casca aumenta sua espessura com o aumento da tensão aplicada. Entretanto, a espessura atinge um valor máximo, que corresponde a 30% do raio da parte metálica, com aproximadamente 150 Mpa. Para tensões mais elevadas, essa configuração é a mais favorável energeticamente para a estrutura de domínios desse microfio.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

-
- [1] M. Carara, K.D. Sossmeier *et. al.*, *J. Appl. Phys* 98, (2005).
- [2] A.P.Chen, A. Zhukov *et. al.*, *J. Appl. Phys* 100, (2006).
- [3] Halliday, Resnick, Walker, *Fundamentos de Física*, quarta edição (1993).
- [4] Alex Hubert e Rudolf Schäfer, “*Magnetic Domains. The Analises of Magnetic Microstructures*” 1998.
- [5] P. Langevin, “Magnétisme et théorie des electrons”. *Ann. Chim. Phys.*, **5(8)**, 70, (1905).
- [6] P.Weiss, “L’hypotèse du champ moléculaire et la propriété ferromagnétique”. *J. de Phys. Rad.* 6, 661-690 (1907).
- [7] Paulo Pureur, “*Estado Sólido*”, Instituto de Física da UFRGS (2001).
- [8] K.J. Sixtus, L.Tonks, “Propagation of large Barkhausen discontinuities”, *Phys. Rev.* 37, 930-958 (1931).
- [9] João Paulo Sinnecker, “Materiais Magnéticos Doces e Materiais Ferromagnéticos Amorfos”, *Revista Brasileira de Ensino de Física*, vol. 22, no. 3, Setembro, 2000.
- [10] P.T. Squire, D. Atkinson, M.R.J. Gibbs, S. Atalay, *J. Magn. Magn. Mater.* 132 (1994) 10.
- [11] M. Vazquez, A. Hernando, *J. Phys. D* 29 (1996) 939.
- [12] H. Chiriac and T. A. Óvári, “Amorfous glass-covered magnetic wires: preparation, proprieties, aplications”. *Progress in materials Science* Vol. 40, pp.333-407, (1996-1997).
- [13] Horia Chiriac, “Preparation and characterization of glass covered magnetic wires”, *Materials Science and Engineering* A304–306 (2001) 166–171.
- [14] J.J Freijo, A.Hernando, M. Vasquez, *J. Appl. Phys.*, vol.74 n° 9, (1999).
- [15] V.S. Larina,b,*, A.V. Torcunova,b, A.Zhukov b,c, J.Gonzalezd, M.Vazquez c, L.Panina .”Preparation and properties of glass-coated microwires”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 249 (2002) 39–45.
- [16] M.Vázquez and D-XChen, *Transactions on Magnetics.*,vol. 3, n° 2 (1995).
- [17] CULLITY, B. D. *Introduction to magnetic materials*. Addison-Wesley Publishing Company, 1972.
- [18] F.Bohn, *Dissertação de Mestrado*, UFSM, (2005)
- [19] F. J. G. Landgraf, T. Yonamine, M. Emura, M. A. Cunha, *J. Magn. Magn. Mater.*, 254-255, 328, (2003).
- [20] Kelly Daiane Sossmeier, *Dissertação de Mestrado*, UFSM, (2006).
- [21] Sosshin Chikazumi, *Physics of magnetism*, (1964).
- [22] C.Kittel, *Introdução à Física do Estado Sólido*, quinta edição (1978).
- [23] H. Chiriac, T.A. Óvári, Gh. Pop, F. Barariu, *J. Magn. Magn. Mater.* 160 (1996) 237.
- [24] Baranov S.A., Vazquez M. et al., “Domain Structure of Fé- basead cat glass-coated amorphous Microwires”, *M.J.P.S.*, vol.3, N2,2004.

[25] H. Chiriac, S. Corodeanu, M. Țibu, and T. A. Óvári, “Size triggered change in the magnetization mechanism of nearly zero magnetostrictive amorphous glass-coated microwires”, *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS* 101, 09N116, 2007.

[26] R. L. Sommer, *Tese de Doutorado*, UFRGS (1992).