Dissertação de Mestrado

## Propriedades Magnéticas e Dinâmica de Magnetização em Microfios Ferromagnéticos Amorfos

Rafael Leonardo Novak

Orientador: Dr. João Paulo Sinnecker

### UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO Rio de Janeiro, Novembro de 2005.

# Livros Grátis

http://www.livrosgratis.com.br

Milhares de livros grátis para download.



## Propriedades Magnéticas e Dinâmica de Magnetização em Microfios Ferromagnéticos Amorfos

Rafael L. Novak

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Física, Instituto de Física, da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Física.

Orientador: João Paulo Sinnecker

Rio de Janeiro Novembro de 2005

ii

#### N935 Novak, Rafael Leonardo

Propriedades Magnéticas e Dinâmica de Magnetização em Microfios Ferromagnéticos Amorfos / Rafael L. Novak. Rio de Janeiro: UFRJ / IF, 2005.

xiii, 85f.: il.: 29,7cm.

Orientador: João Paulo Sinnecker

Dissertação (Mestrado) - UFRJ / Instituto de Física / Programa

de Pós-Graduação em Física, 2005.

Referências Bibliográficas: f. 82-85.

 Dinâmica de magnetização 2. Reversão da magnetização
 Paredes de domínio 4. Materiais magnéticos amorfos 5. Propriedades magnéticas I. Sinnecker, João Paulo. II. Universidade
 Federal do Rio de Janeiro, Instituto de Física, Programa de Pósgraduação em Física. III. Propriedades Magnéticas e Dinâmica de Magnetização em Microfios Ferromagnéticos Amorfos.

Aos meus pais

# Agradecimentos

#### A Deus.

A meus pais e à toda a minha família por todo o apoio.

Ao meu orientador, prof. João Paulo Sinnecker, por ter me motivado a fazer mestrado nesta área, e por toda a paciência que teve comigo, nunca perdendo o bom humor.

A todos os companheiros e companheiras da faculdade (Gabriel, Alessandro, Murilo, Bia, Marcela, Isa, Ualax, Carlos, Mário, Diogo, Bruno, Miguel, e todos que eu possa ter esquecido de citar).

Ao Paulo Wells e ao Luiz (Molinho), companheiros de sala e de mestrado.

A todos os pesquisadores do LBT, profs. Raul Rapp, Luis Ghivelder, Miguel Novak, Artur Chaves, Stephane Soriano, Walter Folly, Elis Sinnecker, Sérgio Garcia e Ângelo Gomes, por toda a ajuda e companheirismo.

Aos técnicos da criogenia do LBT, Ricardo, Luiz Carlos, Luiz Antônio e Djalma, pelo bom suporte técnico e o fornecimento de hélio líquido.

Ao Daniel, Olinto, Marta, Amaral e aos outros alunos de IC do Laboratório de Baixas Temperaturas e do departamento pela ajuda com todas as montagens, enrolamento de bobinas e realização dos experimentos.

Aos profs. Horia Chiriac e Manuel Vázquez e seus colaboradores pelo fornecimento das amostras.

Ao CNPq e à FAPERJ pelas bolsas e auxílio financeiro.

### RESUMO

## PROPRIEDADES MAGNÉTICAS E DINÂMICA DE MAGNETIZAÇÃO EM MICROFIOS FERROMAGNÉTICOS AMORFOS

Rafael Leonardo Novak

Orientador: João Paulo Sinnecker

Resumo da Dissertação de Mestrado submetida ao Programa de Pós-graduação em Física, Instituto de Física, da Universidade Federal do Rio de Janeiro - UFRJ, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Física.

Nesta dissertação estudamos a dinâmica das paredes de domínio durante os processos de magnetização de microfios ferromagnéticos amorfos produzidos pela técnica de Taylor-Ulitovsky. Os estudos foram baseados em medidas realizadas em microfios de composição  $Fe_{77.5}Si_{7.5}B_{15}$  que possuem uma série de propriedades magnéticas interessantes, como a biestabilidade magnética. Em microfios biestáveis o processo de reversão da magnetização ocorre geralmente através da propagação de uma única parede de domínio ao longo da direção axial do fio, ou seja, através de um único salto Barkhausen, resultando em uma curva de histerese quadrada. Este processo de reversão tem início nas extremidades do fio, onde existe uma estrutura complexa de domínios caracterizada pela presença de domínios de fechamento. Amostras com diâmetros entre 20 e 40  $\mu$ m, e comprimentos entre 7 e 12 centímetros foram estudadas. O estudo da dinâmica foi realizado através da análise do movimento de paredes de domínio nos microfios, utilizando técnicas indutivas. A influência da aplicação de campos magnéticos externos na dinâmica de propagação de paredes foi investigada. Através destes estudos foi possível distinguir diferenças na dinâmica dos processos de magnetização nas extremidades e na região central do microfio.

Palavras-Chave: Dinâmica de magnetização, reversão da magnetização, paredes de domínios, materiais magnéticos amorfos, propriedades magnéticas

Rio de Janeiro Novembro de 2005

### ABSTRACT

### MAGNETIC PROPERTIES AND MAGNETIZATION DYNAMICS IN AMORPHOUS FERROMAGNETIC MICROWIRES

Rafael Leonardo Novak

Orientador: João Paulo Sinnecker

Abstract da Dissertação de Mestrado submetida ao Programa de Pós-graduação em Física, Instituto de Física, da Universidade Federal do Rio de Janeiro - UFRJ, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Física.

In this dissertation the dynamics of the domain walls during magnetization processes in amorphous ferromagnetic microwires prepared by the Taylor-Ulitovsky technique are studied. The studies have been based in measurements made in microwires with composition  $Fe_{77.5}Si_{7.5}B_{15}$  possessing some interesting magnetic properties, like magnetic bistability. In bistable microwires the magnetization reversal process generally happens through the propagation of a single domain wall along the axial direction, or in other words, through a large Barkhausen jump, resulting in a squared hysteresis loop. This reversal process is initiated at the wire ends, where a complex domain structure characterized by the presence of closure domains is found. Samples with diameters between 20 and 40  $\mu$ m, and lengths between 7 and 12 centimeters have been studied. The dynamics has been investigated through the analysis of the movement of the domain walls in the microwire samples using conventional inductive techniques. The influence of externally applied magnetic fields in the dynamics of domain wall propagation has been investigated. Through these studies it was possible to distinguish the different magnetization processes taking place at the extremities and the central part of the microwires.

Keywords: Magnetization dynamics, magnetization reversal, domain walls, amorphous magnetic materials, magnetic properties.

> Rio de Janeiro Novembro de 2005

# Conteúdo

1	Intr	rodução	1
<b>2</b>	$\mathbf{Asp}$	pectos Teóricos	8
	2.1	Modelo teórico	8
		2.1.1 Paredes de domínio	8
		2.1.2 Equação de movimento	11
		2.1.3 Mecanismos dissipativos	13
3	Am	ostras	16
4	Mét	todos Experimentais	23
	4.1	Magnetização	23
	4.2	Medidas de velocidade de paredes de domínio	24
		4.2.1 Componentes do sistema de medidas	24
		4.2.2 Métodos de medição	34
	4.3	Ruído Barkhausen nas pontas dos microfios	42
<b>5</b>	$\operatorname{Res}$	ultados e discussão	<b>45</b>
	5.1	$MxH \ldots \ldots$	45
	5.2	Velocidade de paredes de domínio	54
	5.3	Ruído Barkhausen nas pontas dos microfios	75
6	Con	nclusões e perspectivas	79

# Lista de Figuras

1.1	Difratogramas de raios-X para o vidro metálico $Fe_{73.5}Cu_1Nb_3Si_{13.5}B_9$ .	
	As diferentes curvas correspondem a diferentes taxas de resfriamento.	
	$[1]) \ldots \ldots$	2
1.2	Técnica de <i>melt spinning</i> aplicada à produção de fitas e fios amorfos.	4
1.3	Esquema do processo de Taylor-Ulitovsky modificado para a produção	
	de microfios ferromagnéticos	5
1.4	Fotografia da aparelhagem utilizada para fabricar microfios amorfos	
	cobertos de vidro. $[2]$	5
1.5	Resistência mecânica x limite elástico para diversos materiais. $\ldots$ .	6
2.1	Domínios magnéticos e as paredes de domínio	9
2.2	Parede de domínio de 180°. $\ldots$ $\ldots$ $\ldots$ $\ldots$ $\ldots$ $\ldots$	9
3.1	Corte transversal de um microfio produzido pela técnica de Taylor-	
	Ulitovsky modificada. As dimensões correspondem ao microfio do	
	rolo A utilizado nos experimentos	17
3.2	Imagem de microscopia eletrônica do corte transversal de dois mi-	
	crofios recobertos por vidro (diferentes dos utilizados nas medidas	
	desta dissertação). A região central mais clara corresponde ao núcleo	
	metálico, enquanto que a região mais escura em torno do centro cor-	
	responde à camada de vidro. (Foto gentilmente cedida pela profa.	
	E.H.C.P. Sinnecker).	17
3.3	Estrutura de domínios em microfios ferromagnéticos amorfos	20

3.4	Estrutura de domínios em microfios ferromagnéticos amorfos $\rightarrow$ vista	
	tridimensional. $\ldots$	21
3.5	Exemplo de curva de histerese em material que apresenta biestabili-	
	dade magnética	22
4.1	Diagrama original do experimento de Sixtus e Tonks [3]	25
4.2	Variação percentual do campo magnético ao longo do eixo da bobina	
	de campo	26
4.3	Campo magnético em função da corrente elétrica, no centro e a $\pm 5$	
	cm ao longo do eixo longitudinal da bobina de campo. $\ \ . \ . \ . \ .$	26
4.4	Bobina de campo pronta para a tomada de dados. Observe a escala	
	no papel milimetrado ao fundo	27
4.5	Perfil da corrente na bobina de campo, com onda quadrada aplicada.	28
4.6	Porta-amostra de acrílico, com as bobinas sensoras e o contato. $\ .\ .$ .	29
4.7	Detalhe do porta-amostra de acrílico, com as bobinas sensoras ${\bf A}$ e ${\bf B}$	
	e o contato	30
4.8	Diagrama do aparato experimental utilizado para medir velocidades	
	de propagação de paredes de domínio	31
4.9	Circuito utilizado para amplificar a onda quadrada e inverter a cor-	
	rente aplicada na bobina de campo	32
4.10	Curva campo magnético X $V_g$ utilizada para calibrar o circuito da	
	figura 4.9	33
4.11	Tipo de sinal medido com o arranjo experimental descrito acima $\ . \ .$	37
4.12	Exemplo de série temporal com picos assimétricos	38
4.13	Sinal induzido pela parede de domínio após a aplicação de campo	
	magnético. O instante da aplicação do campo corresponde ao "leading	
	edge "do sinal tipo onda quadrada. $\ldots$	39
4.14	Exemplo de processo de reversão da magnetização no qual a parede	
	de domínio segue o sentido do campo aplicado	40
4.15	Exemplo de processo de reversão da magnetização no qual a parede	
	de domínio se propaga no sentido inverso ao do campo aplicado. $\ .\ .$	40

4.16	Série temporal medida com a bobina sensora numa das extremidades	
	da amostra	42
4.17	Série temporal medida com a bobina sensora numa das extremidades	
	da amostra $\hdots$	43
4.18	Diagrama do aparato experimental utilizado para detetar o ruído	
	Barkhausen nas extremidades dos microfios amorfos.	44
5.1	Curvas de histerese medidas em microfio biestável de $Fe_{77.5}Si_{7.5}B_{15}$ ( <b>rolo</b>	
	$\mathbf{A}$ ) para diversas temperaturas entre 5 e 290 K	46
5.2	Dependência da magnetização de saturação de um microfio de $Fe_{77.5}Si_{7.5}E$	$\mathbf{S}_{15}$ (rolo
	${\bf A})$ com a temperatura. (A linha não representa ajuste de equação)	48
5.3	Dependência do campo coercitivo de um microfio de $Fe_{77.5}Si_{7.5}B_{15}$ ( <b>rolo</b>	
	${\bf A})$ com a temperatura. (A linha não representa ajuste de equação)	49
5.4	Curvas de histerese de microfio ( <b>rolo B</b> ) de $Fe_{77.5}Si_{7.5}B_{15}$ para tem-	
	peraturas entre 290 e 5 K. Foi deixado o valor do momento magnético	
	no eixo Oy, pois desconhecia-se o volume da amostra. Atentar para	
	a escala de campo magnético neste caso	50
5.5	Curvas de histerese de microfio (rolo ${\bf A})$ tratado termicamente, para	
	temperaturas entre 290 e 5 K	52
5.6	Dependência da magnetização de saturação do microfio de $\rm Fe_{77.5}Si_{7.5}B_{15}$ (	tratado
	termicamente) com a temperatura. (A linha não representa ajuste de	
	equação).	53
5.7	Séries temporais obtidas com 3 bobinas sensoras, para campo entre	
	0,85 e 0,95 Oe	55
5.8	Velocidades de parede de domínio em função do campo magnético	
	aplicado, num microfio as cast. As dimensões na legenda correspon-	
	dem às distâncias entre os pares de bobinas sensoras. $\hdots$ . $\hdots$ . $\hdots$	57
5.9	Velocidades de parede de domínio em função do campo magnético	
	aplicado, microfio tratado termicamente a 220 $^o$ C por 20 minutos. $~.~.~$	58
5.10	Configuração amostra-bobina com microfio posicionado totalmente	
	dentro da bobina de campo, e possível configuração de paredes de	
	domínio resultante, com duas paredes se propagando na amostra . $\ .$ .	60

5.11	Configuração amostra-bobina com uma das extremidades do microfio	
	posicionada dentro da bobina de campo, e possível configuração de	
	paredes de domínio resultante	61
5.12	Velocidades da parede de domínio medidas com amostra "as cast"	
	na configuração mostrada na figura $5.11$ . As definições na legenda	
	correspondem à direção de aplicação do campo magnético. $\ldots$	62
5.13	Velocidades da parede de domínio medidas com amostra tratada ter-	
	micamente na configuração mostrada na figura 5.11. A definição na	
	legenda corresponde à direção de aplicação do campo magnético $\ .$	63
5.14	Velocidades medidas a temperatura ambiente e a $77{\rm K}$ (nitrogênio	
	líquido)	64
5.15	Relação entre amplitude do sinal induzido nas bobinas sensoras ${\bf A}$ e	
	${\bf B}$ e respectivas velocidades da parede de domínio na amostra "as cast".	69
5.16	Relação entre amplitude do sinal induzido nas bobinas sensoras ${\bf A}$ e	
	${\bf B}$ e respectivas velocidades da parede de domínio na amostra tratada	
	termicamente).	70
5.17	Relação entre amplitude do sinal induzido nas bobinas sensoras ${\bf A}$	
	e ${\bf B}$ e respectivas velocidades da parede de domínio na amostra "as	
	cast" a 77K	71
5.18	Comprimento das paredes de domínio em um microfio "as cast". As	
	duas curvas correspondem a dados das bobinas sensoras ${\bf A}$ e ${\bf B}.$	73
5.19	Comprimento das paredes de domínio em um microfio tratado termi-	
	camente. As duas curvas correspondem a dados das bobinas sensoras	
	$\mathbf{A} \in \mathbf{B}$	74
5.20	Comprimento das paredes de domínio em um microfio as cast a 77K.	
	As duas curvas correspondem a dados das bobinas sensoras ${\bf A}$ e ${\bf B}.$	74
5.21	Ruído Barkhausen medido em diferentes posições relativas a uma ex-	
	tremidade da amostra.	76
5.22	pico de $d\phi/dt$ com microestrutura, como comentado no texto acima	77
5.23	Integral do sinal Barkhausen medido na ponta, e a 2, 4, 5 e 6 mm de	
	distância dela	77

# Lista de Tabelas

5.1	Valores da mobilidade e do campo crítico de propagação para uma	
	pare de domínio num microfio de $\rm Fe_{77.5}Si_{7.5}B_{15}$ a temperatura am-	
	biente	57
5.2	Valores da mobilidade e do campo crítico de propagação para uma	
	pare de domínio num microfio de $\mathrm{Fe}_{77.5}\mathrm{Si}_{7.5}\mathrm{B}_{15}$ tratado termica-	
	mente, obtidos a temperatura ambiente. $\ldots$ $\ldots$ $\ldots$ $\ldots$ $\ldots$ $\ldots$	58
5.3	Valores de mobilidade e campo crítico para microfios "as cast "e trata-	
	dos termicamente obtidas de medidas a temperatura ambiente e a $77\mathrm{K}.$	65

# Capítulo 1

## Introdução

Apesar de se dominar a fabricação de vidros desde a antiguidade, vidros metálicos somente começaram a ser investigados no início dos anos 60, e desde a sua descoberta vêm sendo objeto de intensa pesquisa científica[4],[5],[6]. Estes materiais despertam interesse tanto do ponto de vista da física fundamental quanto da física aplicada, pois possuem uma série de características que os tornam atrativos tanto para o físico teórico quanto para o físico experimental e o engenheiro.

Vidros metálicos, ou materiais metálicos amorfos, são aqueles que não possuem ordem estrutural de longo alcance, ou seja, pode-se dizer que localmente, em torno de um átomo, há um arranjo regular de átomos (estrutura cristalina) que se perde à medida nos afastamos dele. Esta distância tipicamente é da ordem de 10 a 20 Å. Quase todos os materiais podem ser produzidos no estado amorfo, o que permite uma grande possibilidade de estudos neste campo da ciência de materiais. Materiais deste tipo são geralmente produzidos por técnicas de resfriamento super-rápido de ligas fundidas. O resfriamento rápido provoca o congelamento de estados metaestáveis correspondentes ao líquido do ponto de vista estrutural. Enquanto que para um vidro tradicional (composição baseada em SiO<sub>2</sub>) esta taxa pode ser da ordem de 10 K/s, metais puros devem ser resfriados a taxas da ordem de  $10^{10}$  K/s para solidificar em estado amorfo, o que é inalcançável na prática. O que se faz para obter vidros metálicos é utilizar ligas formadas por metais de transição e metalóides (B, C, Si, Ge, P) de forma a produzir uma mistura eutética, o que permite que a liga solidifique no estado amorfo com taxas de resfriamento de  $10^6$  K/s. Tipicamente



Figura 1.1: Difratogramas de raios-X para o vidro metálico  $Fe_{73.5}Cu_1Nb_3Si_{13.5}B_9$ . As diferentes curvas correspondem a diferentes taxas de resfriamento. [1])

a caracterização estrutural destes materiais é feita através da difração de raios-X, onde não são observados os picos agudos característicos de sólidos cristalinos. Na figura 1.1 pode-se ver difratogramas feitos para a mesma liga, para diferentes taxas de resfriamento (estas taxas estão relacionadas à velocidade de rotação do cilindro do *melt-spinner*, o que será mostrado mais adiante nesta seção). Percebe-se uma clara diferença entre a primeira curva (S1), onde há fases cristalinas devido à baixa taxa de resfriamento, e as outras curvas correspondendo ao estado amorfo, onde a taxa de resfriamento foi maior.

Em especial, ligas metálicas amorfas podem ter aplicações tecnológicas de grande impacto. Estas ligas são compostas principalmente, mas não exclusivamente, de elementos metálicos e apresentam propriedades metálicas no que se refere ao seu comportamento elétrico, magnético e ótico. Há várias maneiras de se produzir metais e ligas metálicas amorfas, como métodos de deposição de vapor (evaporação térmica, sputtering) normalmente usado para produzir filmes finos, e métodos de resfriamento rápido da liga fundida, normalmente utilizados para produzir amostras na forma de fios ou fitas. Também há formas de se produzir vidros metálicos "bulk", onde a taxa de resfriamento não é tão alta, mas a composição da liga deve ser bem específica para formar o vidro (vide por exemplo o trabalho de Johnson et al. em [7] ou [8]).

Entre os diversos grupos de formadores de vidros, destaca-se o grupo obtido através de ligas tipo metal de transição-metalóides. Algumas destas ligas apresentam comportamento ferromagnético, como as ligas de base ferro e as de base cobalto. O ferromagnetismo nestes materiais, que a princípio poderia parecer intrigante, é observado devido ao curto alcance das interações de troca responsáveis pelo ordenamento dos spins (e portanto, pela origem do ferromagnetismo), já que a ordem estrutural de curto alcance existente nestas ligas é bastante semelhante à do cristal correspondente[5], e é suficiente para manter o ordenamento ferromagnético.

Os métodos de fabricação por resfriamento rápido da liga fundida são os mais comuns e importantes tecnologicamente. Pode-se destacar entre estes métodos de resfriamento rápido a técnica de solidificação em cilindro girante, e a técnica de Taylor-Ulitovsky modificada. A técnica de solidificação em cilindro girante, também conhecida como *melt-spinning*, consiste na fusão de uma liga através de radiofreqüência e sua ejeção sobre a superfície de um cilindro de cobre girando em alta velocidade. Atinge-se desta forma taxas de resfriamento de até 10<sup>6</sup> K/s. O material já solidifica em estado amorfo, e no formato final. Este método é muito utilizado para se produzir fitas amorfas. Para se produzir fios, o método é bem semelhante. A liga fundida neste caso é ejetada no interior de uma calota de cobre, em vez de ser ejetada sobre a superfície de um cilindro. A superfície interna da calota é preenchida por um líquido refrigerante, normalmente água, que associada à rápida rotação da calota provoca o resfriamento rápido da liga. A figura 1.2 ilustra estes dois métodos para produzir fios e fitas amorfas.

Já para se produzir microfios amorfos, utiliza-se normalmente a técnica de Taylor-Ulitovsky modificada [2, 9, 10, 11, 12]. Neste processo de fabricação, uma pequena quantidade dos metais que compõe a liga são colocados num tubo de vidro Pyrex, e o conjunto é aquecido por bobinas de radiofreqüência (aquecimento por indução, tal como nas técnicas de *melt spinning*). O metal derretido forma uma gota, e a região do tubo de vidro à sua volta se torna amolecida devido a alta temperatura da liga derretida. Esta "gota "deve ser então "puxada" mecanicamente para formar um capilar, que será preenchido automaticamente pelo metal derretido, e que deve ser fixado em um carretel girante. Será então formado um fio muito fino, recoberto pela



Figura 1.2: Técnica de *melt spinning* aplicada à produção de fitas e fios amorfos.

camada de vidro. É importante salientar que após este processo de preenchimento do capilar pela liga, o conjunto deve ser rapidamente resfriado por jatos de água ou outro fluido refrigerante de forma que a taxa de resfriamento seja alta o suficiente para formar a fase amorfa. Através desta técnica pode-se produzir microfios de até 10 Km de comprimento e diâmetros que podem variar desde 1  $\mu$ m até algumas dezenas de  $\mu$ ms. Esta também é tipicamente a ordem de grandeza da espessura da camada de vidro que se forma sobre o microfio. Um diagrama esquemático da técnica de Taylor-Ulitovsky modificada pode ser vista na figura 1.3, enquanto que uma fotografia do aparato utilizado pode ser visto na figura 1.4.

Algumas propriedades particulares tornam estes materiais interessantes do ponto de vista das aplicações:

- Corrosão → A fase amorfa de uma substância geralmente é bem mais resistente à corrosão que a fase cristalina de composição equivalente.
- Propriedades mecânicas → Vidros metálicos em geral possuem altos limites elásticos e resistência mecânica. Na figura 1.5 pode-se comparar estes parâmentros com outras ligas tipicamente utilizadas em aplicações onde alto limite elástico e/ou resistência mecânica são necessários.



Figura 1.3: Esquema do processo de Taylor-Ulitovsky modificado para a produção de microfios ferromagnéticos.



Figura 1.4: Fotografia da aparelhagem utilizada para fabricar microfios amorfos cobertos de vidro. [2]



Figura 1.5: Resistência mecânica x limite elástico para diversos materiais.

- Propriedades magnetoelásticas → Vidros metálicos podem apresentar uma ampla gama de magnetostrições, desde valores negativos até positivos e nulo, dependendo de sua composição.
- Propriedades magnéticas → Vidros metálicos possuem excelentes propriedades magnéticas moles.
- Propriedades elétricas → Vidros metálicos possuem resistividade alta (maior que do metal ou liga correspondente) e estável em relação a variações de temperatura.

Isto permite que tais materiais possuam uma vasta gama de aplicações interessantes, como materiais cirúrgicos, próteses anatômicas, peças e componentes industriais, etc. As duas últimas características, a alta resistividade e as propriedades magnéticas moles, quando aliados à baixa magnetostrição, também tornam estes materiais ótimos candidatos para a fabricação de núcleos de transformadores e dispositivos que operam em alta freqüência. Também podem apresentar aplicações em sensores e transdutores, devido a alta magnetostrição de algumas ligas, e devido ao efeito de magneto-impedância gigante (vide por exemplo Sinnecker et al. em [13] ou Chiriac at al. em [14]). Dentre estas propriedades de interesse, algumas das propriedades magnéticas destes materiais serão investigadas nesta dissertação. Será estudada a dinâmica das paredes de domínio em microfios amorfos de base Fe através de medidas da velocidade de propagação de uma única parede em função do campo magnético aplicado. A partir destas medidas pode-se determinar a mobilidade da parede e as contribuições dos diferentes mecanismos dissipativos ao coeficiente de amortecimento.

Estas amostras se mostram ideais para estes estudos devido à propriedade de biestabilidade magnética e também devido à sua peculiar estrutura de domínios, como será discutido nos próximos capítulos. O fato de se poder utilizar estes materiais em sensores, transdutores, núcleos de transformadores, dispositivos de alta freqüência e outros dispositivos eletromagnéticos justifica o estudo detalhado de suas propriedades magnéticas, além do fato de estes estudos poderem elucidar propriedades ligadas à microestrutura dos vidros metálicos. Tais estudos também são úteis para elucidar mecanismos de reversão de magnetização em nanoestruturas com possíveis aplicações em mídias de gravação magnética, e dispositivos spintrônicos em geral, já que a propagação de uma parede de domínio em estruturas confinadas é crítica para a performance de dispositivos baseados em tais estruturas[15].

No capítulo 2 desta dissertação serão descritos alguns aspectos teóricos necessários para uma maior compreensão dos fenômenos físicos envolvidos na análise do movimento de paredes de domínio em materiais ferromagnéticos. No capítulo 3 serão descritas algumas características e propriedades das amostras utilizadas. No capítulo 4 serão descritos os procedimentos experimentais utilizados para medir a magnetização, e a velocidade de uma parede de domínio em microfios amorfos, além do ruído Barkhausen observado em suas extremidades, enquanto que no capítulo 5 serão apresentados e discutidos os resultados obtidos.

Como será visto, o problema da dinâmica de paredes de domínios em microfios ferromagnéticos amorfos é bastante abrangente e rico tanto do ponto de vista da Física básica, quanto da Física aplicada.

# Capítulo 2

## Aspectos Teóricos

Neste capítulo serão discutidos alguns aspectos teóricos dos processos de magnetização e da dinâmica de paredes de domínio em materiais ferromagnéticos. Serão discutidos os processos que levam à formação de paredes de domínio em materiais ferromagnéticos, a equação de movimento para uma parede de domínio em um microfio e os processos dissipativos que são levados em consideração no estudo da dinâmica destas paredes.

### 2.1 Modelo teórico

#### 2.1.1 Paredes de domínio

Paredes de domínio são interfaces entre regiões de um ferromagneto nas quais a magnetização espontânea possui direções diferentes[16], ou seja, são as fronteiras entre domínios magnéticos. Veja a Figura 2.1.

Apesar de a princípio imaginarmos que esta mudança de direção seja abrupta, isto de fato não acontece, e a transição é suave, o que faz com que a parede tenha uma largura finita. Na figura 2.2 pode-se ver uma representação de uma parede de domínio de 180°, ou seja, uma interface entre regiões com magnetizações em sentidos opostos.

Esta largura ("domain wall thickness" [16]) resulta da competição entre a energia de troca e a energia de anisotropia no material ferromagnético. A energia de troca



Figura 2.1: Domínios magnéticos e as paredes de domínio.



Figura 2.2: Parede de domínio de 180°.

é mínima somente quando spins adjacentes são paralelos, portanto isto não favorece uma mudança abrupta na direção da magnetização. Por outro lado, a energia de anisotropia é minimizada somente quando os spins estão alinhados com as direções privilegiadas do material, o que não acontece ao longo da extensão da parede de domínio, onde a interação de troca favorece uma mudança suave de direção. A competição entre essas duas contribuições faz com que a parede de domínio tenha uma largura finita, com a mudança de direção da magnetização nem muito abrupta nem muito suave, de forma a minimizar a energia total dada pelos termos de anisotropia e de troca. Pode-se calcular a largura de uma parede de forma aproximada da seguinte forma. A energia de troca entre um par de átomos de mesmo spin S é dada por:

$$E_{ex} = -2JS^2 \cos\varphi \tag{2.1}$$

onde J é a integral de troca e  $\varphi$  é o ângulo entre os spins. Desprezando os termos de quarta ordem e de ordem superior na expansão de  $\cos\varphi$ , a equação 2.1 fica:

$$E_{ex} = JS^2\varphi^2 - 2JS^2 \tag{2.2}$$

o segundo termo é independente de ângulo, possuindo o mesmo valor na parede assim como no domínio, podendo assim ser desprezado. A energia por unidade de área fica então:

$$u_{ex} = \frac{JS^2\pi^2}{NA} \tag{2.3}$$

onde N é o número de átomos ao longo da parede e A é a sua área, que pode ser tomada como a área da seção reta do domínio central do microfio amorfo. Nesta equação o ângulo  $\varphi$  foi substituído por  $\pi/N$ , levando em consideração que a parede é de 180°, de acordo com a estrutura de domínio das nossas amostras. Pode-se introduzir a largura da parede,  $L_w$ , na equação 2.3 através da aproximação  $L_w \approx$  $N\langle a \rangle$ , com N igual ao número de átomos ao longo da parede e  $\langle a \rangle$  a distância média entre eles (num material cristalino isto seria somente a constante de rede). Assim 2.3 fica:

$$u_{ex} = \sqrt{\frac{JS^2 \pi^2 \langle a \rangle}{L_w A}} \tag{2.4}$$

A energia de anisotropia é dada pelo produto entre a constante de anisotropia e o volume da parede. Por unidade de área, isto fica:

$$u_{an} = KL_w \tag{2.5}$$

onde K é a constante de anisotropia, que pode ter várias origens (magnetoelástica, magnetocristalina, forma, superfície), mas neste caso a contribuição magnetoelástica é dominante; e  $L_w$  é a largura da parede de domínio. A energia total é então:

$$u = \frac{JS^2 \pi^2 \langle a \rangle}{L_w A} + K L_w \tag{2.6}$$

Minimizando 2.6 em relação à largura da parede, obtemos a seguinte expressão, que nos dá uma idéia dos parâmetros dos quais depende esta dimensão característica:

$$\frac{du}{dL_w} = -\frac{JS^2\pi^2\langle a\rangle}{L_w^2A} + K = 0$$
(2.7)

$$\frac{1}{L_w^2} = \frac{KA}{JS^2\pi^2\langle a\rangle} \tag{2.8}$$

$$L_w = \sqrt{\frac{JS^2\pi^2\langle a\rangle}{KA}} \tag{2.9}$$

O importante é ter em mente que a largura de uma parede é proporcional à raiz da integral de troca e inversamente proporcional à raiz da constante de anisotropia. Em microfios, esta constante só terá contribuição do termo magnetoelástico, portanto espera-se que as paredes de domínio sejam mais espessas que em materiais cristalinos, onde há anisotropia magnetocristalina contribuindo para aumentar K e portanto reduzir  $L_w$ . Também é importante levar em consideração que apesar da estrutura amorfa, há ordem estrutural de curto alcance, o que faz com que a integral de troca não seja nula, e haja ordem ferromagnética (ver capítulo **1**). Neste caso, o J nas equações acima deve ser substituído por uma integral de troca efetiva média  $\langle J_{eff} \rangle$ , devido à estrutura amorfa.

### 2.1.2 Equação de movimento

A equação de movimento para uma parede de domínio de  $180^{\circ}$  é dada por ([16],[17]):

$$m\frac{d^2x}{dt^2} + \beta\frac{dx}{dt} + \alpha x = 2M_s H \tag{2.10}$$

onde m é a massa efetiva por unidade de área da parede,  $\beta$  é o coeficiente de amortecimento viscoso,  $\alpha$  é o coeficiente da força restauradora, que está ligada à forma do mínimo local de potencial,  $M_s$  é a magnetização de saturação e H é o campo magnético externo aplicado. Assume-se que o fio está disposto ao longo do

eixo x. É interessante notar que o termo  $2M_sH$  representa a pressão que atua sobre a parede, e que esta possui inércia. Esta massa efetiva tem sua origem no momento angular dos spins que formam a parede e no processo de rotação que eles spfrem durante o deslocamento da mesma [17].

Considerando-se o campo aplicado constante e grande o suficiente para causar o movimento de uma parede de domínio a velocidade constante, esta equação pode ser simplificada da seguinte maneira:

$$\beta \frac{dx}{dt} + \alpha x = 2M_s H \tag{2.11}$$

já que à velocidade constante, a derivada segunda da posição se anula. Desta forma, após algumas substituições, chegamos à equação de movimento seguinte:

$$v = \frac{2M_s}{\beta}(H - H_0) = S(H - H_0)$$
(2.12)

onde v = dx/dt é a velocidade da parede e  $H_0 = \alpha x/2M_s$  é o campo crítico de propagação. Este termo, como era de se esperar, contém o coeficiente  $\alpha$ , e está diretamente relacionado aos mecanismos da coercividade neste material. Em trabalhos como [18], [19] é estudada a dependência com a temperatura do campo de reversão em amostras semelhantes às nossas, e conseqüentemente alguns modelos para o mecanismo de coercividade nestes fios são utilizados para ajustar os dados obtidos. Dois mecanismos principais são responsáveis pela coercividade em microfios amorfos: o travamento magnetoelástico da estrutura de domínios de fechamento provocado pelas tensões mecânicas causadas pelo processo de fabricação e pela capa de vidro; e o travamento dos domínios de fechamento em defeitos a nível atômico, processo que está relacionado à relaxação estrutural.

Além de  $H_0$ , temos também nesta equação o termo  $S = \frac{2M_s}{\beta}$  conhecido como a mobilidade da parede ("wall mobility"). Pode-se ver que este termo esta diretamente relacionado aos mecanismos dissipativos que ocorrem durante o movimento de paredes de domínio. De acordo com a equação de movimento 2.12 deve haver uma relação linear entre a velocidade da parede de domínio e o campo magnético aplicado. A inclinação desta reta dará a mobilidade S, enquanto que o coeficiente linear estará relacionado ao campo crítico  $H_0$ .

### 2.1.3 Mecanismos dissipativos

A mobilidade da parede é uma informação importantíssima a ser medida pois nos dá uma idéia sobre quais os processos dissipativos que estão ocorrendo durante o movimento das paredes de domínio na amostra. Esta informação está contida no coeficiente  $\beta$ , o coeficiente de amortecimento viscoso da equação de movimento 2.10, que na verdade é uma soma de vários termos:

$$\beta = \beta_e + \beta_r + \beta_s \tag{2.13}$$

O termo  $\beta_e$  é o coeficiente de amortecimento provocado por correntes induzidas ("eddy currents"). Sabe-se pela lei da indução (Faraday-Lenz) que:

$$\varepsilon = -\frac{1}{c} \frac{\partial \phi}{\partial t} \tag{2.14}$$

onde  $\varepsilon$  é a força eletromotriz induzida, e  $\phi$  é o fluxo magnético. Ou seja, variação temporal de fluxo magnético provoca a aparição de uma força eletromotriz, que num material condutor causará uma corrente elétrica. Esta corrente circulará num sentido tal que o campo magnético gerado por ela esteja no sentido contrário do campo magnético aplicado naquele instante sobre a amostra. Durante o movimento de uma parede de domínio de 180°, há uma grande mudança no fluxo magnético sobre a seção reta da amostra, pois a magnetização (M) está variando de  $+M_s$ a  $-M_s$ . Isto causará a aparição de correntes induzidas, e conseqüentemente de um campo magnético no sentido contrário ao do campo aplicado. Obviamente isto diminui o campo efetivo sobre a parede, que portanto não se moverá com a mesma velocidade que teria caso não houvesse correntes induzidas.

Pode-se calcular esta contribuição a partir de soluções das equações de Maxwell para esta geometria, o que é feito em [20]. Este cálculo está fora do escopo deste trabalho, e será somente apresentado o resultado aproximado para o coeficiente de amortecimento  $\beta_e$  de fios cilíndricos utilizado por O'Handley em [21]:

$$\beta_e = \frac{2a}{9\rho(T)} \left(\frac{16\pi M_s(T)}{c}\right)^2$$
(2.15)

onde a é o raio do fio,  $\rho(T)$  é sua resistividade (que em microfios com esta composição

depende fracamente da temperatura entre 77K e temperatura ambiente[22]), $M_s$  é a magnetização de saturação e c é a velocidade da luz.

O termo  $\beta_r$  em 2.13 se refere à relaxação de spin, que a grosso modo está relacionada ao tempo finito que os momentos magnéticos levam para girar para a direção do campo aplicado. Este processo de rotação é o processo fundamental que ocorre com os momentos durante a propagação da parede de domínio[16], e é um processo amortecido. Portanto mesmo na ausência de correntes parasitas induzidas, paredes de domínio sofrem este tipo de amortecimento durante seu movimento (isto é a causa da inércia da parede, como discutido na seção anterior). Os mecanismos que levam à relaxação de spin em metais ainda são áreas de pesquisa em aberto, mas pode-se calcular aproximadamente o valor do coeficiente  $\beta_r$ . A expressão abaixo para este coeficiente foi retirada de [21]:

$$\beta_r = \frac{M_s(T)}{\pi} \left(\frac{K}{A}\right)^{\frac{1}{2}} = \frac{M_s(T)}{\pi} \left(\frac{3\lambda_s\sigma}{2A}\right)^{\frac{1}{2}}$$
(2.16)

onde a é o raio da amostra,  $\rho(T)$  é a sua resistividade,  $M_s(T)$  é a magnetização de saturação, c é a velocidade da luz,  $\lambda_s$  é a magnetostrição,  $\sigma$  é a tensão mecânica e A é a constante de "exchange stiffness".

Finalmente, o termo  $\beta_s$  se refere à relaxação estrutural. Como foi visto em seções anteriores, microfios amorfos se encontram estruturalmente "congelados" num estado metaestável. Apesar deste congelamento, vários processos (tratamento térmico, magnetização) podem fazer a liga passar localmente de estados menos estáveis para outros mais estáveis, sem deixar de permanecer globalmente no estado amorfo. Isto caracteriza o processo de relaxação estrutural, que leva à estabilização da magnetização nas paredes de domínio assim como nos próprios domínios ([4],[18],[22]). Este processo de relaxação é de fundamental importância para aplicações práticas de materiais amorfos, pois nos dá possibilidade de controlar algumas propriedades destes materiais através de tratamentos térmicos apropriados. Os mecanismos de relaxação estrutural são em geral processos de ordenamento de curto alcance e podem ser classificados em reversíveis (ordenamentos químicos de curto alcance, OQCA[6]).

No caso de relaxação estrutural OQCA ocorre a troca de átomos entre diferentes

sítios da estrutura amorfa, com os mínimos de energia correspondentes energeticamente equivalentes ( $\Delta E < kT$ ). Já na OTCA, estes sítios da rede não são energeticamente equivalentes ( $\Delta E > kT$ ), caracterizando a irreversibilidade do processo. Há vários modelos que descrevem este processo, pode-se ver por exemplo o pequeno livro de Hernando Grande [4], onde há um só capítulo dedicado ao processo de relaxação estrutural, com uma boa discussão teórica. Durante seu movimento, a parede de domínio pode interagir com defeitos móveis presentes na estrutura amorfa. Estes defeitos podem seguir a mudança de sentido da magnetização local, para reduzir a energia livre total. Mas quando eles perdem mobilidade, eles podem atuar como pinning centers para a parede [22]. Estes defeitos possuem tempos de relaxação característicos  $\tau$  que seguem uma lei de Arrhenius ( $\tau = \tau_0 exp(Q/kT)$ , Q sendo a energia de ativação do defeito móvel). A parede de domínio leva um tempo t para atravessar a região do defeito. Se  $t > \tau$ , o defeito seguirá a mudança de magnetização e não se observará amortecimento do movimento da parede provocado por este defeito. Já se  $t < \tau$ , os momentos na região do defeito não acompanham a mudança de magnetização, e conseqüentemente observa-se amortecimento causado pelo defeito (além das outras fontes de amortecimento já citadas). Devido à lei de Arrhenius,  $\tau$  é pequeno para altas temperaturas e aumenta para baixas temperaturas, o que nos faz esperar que o amortecimento causado por este processo contribua mais fortemente a baixas temperaturas (77K, no presente caso). A partir da expressão para a energia de interação entre uma parede e defeitos estruturais, pode-se obter uma expressão para o coeficiente de amortecimento causado por relaxação estrutural:

$$\beta_s \propto \tau \langle (e_{eff})^2 \rangle \left(\frac{c_0}{kT}\right) G(T,t)$$
 (2.17)

onde  $\tau$  é o tempo de relaxação do defeito,  $\langle (e_{eff})^2 \rangle$  é a energia de interação efetiva entre a parede e o defeito,  $c_0$  é a densidade de defeitos móveis e G(T, t) é a função de relaxação.

No próximo capítulo serão descritas algumas propriedades magnéticas e estruturaisdas amostras estudadas.

# Capítulo 3

## Amostras

Neste capítulo serão descritas algumas características estruturais e magnéticas dos microfios amorfos utilizados.

As amostras utilizadas são microfios amorfos de base Fe recobertos por uma camada de vidro, com composição Fe<sub>77.5</sub>Si<sub>7.5</sub>B<sub>15</sub>. Estes fios foram produzidos através da técnica de Taylor-Ulitovsky, explicada na seção anterior. Todas as amostras de microfios foram gentilmente cedidas pelo grupo do professor H. Chiriac, do "National Institute of Research and Development for Technical Physics" em Iasi, Romênia, e pelo grupo do prof. Manuel Vázquez do "Istituto de Ciencia de Materiales", CSIC, Madrid (Espanha).

Na figura 3.1 pode-se ver um corte transversal esquemático de um microfio utilizado nos experimentos, com suas dimensões. Na figura 3.2 pode-se ver uma imagem de microscopia eletrônica corte transversal de outro microfio, incluída somente para efeito ilustrativo.

Para se compreender as propriedades magnéticas de materiais amorfos, em particular microfios, é fundamental levar em consideração a ausência de ordem estrutural de longo alcance, como a encontrada num material cristalino. Isto faz com que, não havendo estrutura cristalina específica, o ferromagneto amorfo não apresente anisotropia magnetocristalina. Além disso, tais materiais exibem comportamento ferromagnético doce, com baixas perdas por histerese, baixíssima coercividade e alta permeabilidade inicial.

A anisotropia dominante nestes materiais será a magnetoelástica, dada por:



Figura 3.1: Corte transversal de um microfio produzido pela técnica de Taylor-Ulitovsky modificada. As dimensões correspondem ao microfio do **rolo A** utilizado nos experimentos.



Figura 3.2: Imagem de microscopia eletrônica do corte transversal de dois microfios recobertos por vidro (diferentes dos utilizados nas medidas desta dissertação). A região central mais clara corresponde ao núcleo metálico, enquanto que a região mais escura em torno do centro corresponde à camada de vidro. (Foto gentilmente cedida pela profa. E.H.C.P. Sinnecker).

$$E_{me} \approx \lambda \sigma \tag{3.1}$$

onde  $\lambda$  é a constante de magnetostrição e  $\sigma$  representa as tensões internas.

Este termo de energia é causado pelo acoplamento entre as tensões internas (stress interno) devidas ao rápido resfriamento do material e pelos diferentes coeficientes de dilatação do vidro ([23]) e do metal, e a magnetostrição, que dependerá da composição do fio: para microfios de base ferro (por exemplo Fe<sub>77.5</sub>Si<sub>7.5</sub>B<sub>15</sub>), a magnetostrição é positiva e relativamente alta ( $\lambda \approx 30 \times 10^{-6}$ ); a adição de cobalto ao material (formando ligas do tipo CoFeSiB) reduz o valor da magnetostrição, que pode se tornar muito pequena, à medida em que se aumenta a concentração de cobalto. A partir de uma certa concentração de Co, a magnetostrição passa a ser negativa. Ligas de base cobalto (CoSiB) possuem magnetostrição negativa. Os valores da magnetostrição em amorfos de base cobalto é sempre bem mais baixa que nos amorfos de base ferro ( $\lambda \approx 10^{-7}$ ).

E bem conhecido que em materiais cristalinos as imperfeições na rede (defeitos, dislocations, fronteiras de grão ou de fase) agem de forma efetiva para destruir propriedades ferromagnéticas doces. Isto geralmente é atribuído às fortes interações magnetoelásticas entre as paredes de domínio e as tensões mecânicas causadas por estes defeitos na rede. Portanto, em materiais cristalinos, estas minúsculas deformações contribuem significativamente para diminuir a permeabilidade inicial. Pode-se resolver este problema através de tratamentos térmicos realizados com cuidado para diminuir tensões internas e minimizar estes efeitos. Em ferromagnetos amorfos, porém, não há fronteiras de grão ou de fase. Desta forma, as principais fontes de travamento de paredes de domínio em cristais são eliminadas. Entretanto, devido ao rápido processo de solidificação, ligas amorfas apresentam tensões internas muito grandes (podem chegar a 100-200 MPa) quando no estado "as cast" (tal como foram fabricadas, sem tratamento térmico). Como foi mencionado acima, estas tensões se acoplam à magnetostrição, definindo a anisotropia magnetoelástica da amostra. Este fato determinará a estrutura de domínios e conseqüentemente as propriedades magnéticas das amostras quando sob influência de campo magnéticos externos. Em se tratando de ligas amorfas, pode parecer um pouco estranho a princípio falar de defeitos, já que estamos mais habituados à definição de defeitos em redes cristalinas. Flutuações na distribuição de tensões internas, assim como flutuações no diâmetro da parte metálica das amostras também podem agir como defeitos, funcionando como centros de travamento ("pinning centers") para paredes de domínio em microfios amorfos. Na referência [24] há uma boa discussão sobre processos de magnetização em fios e fitas amorfas.

Este acoplamento entre magnetostrição e stress interno também é responsável pela peculiar estrutura de domínios encontrada em fios e microfios amorfos. Domínios magnéticos são uma característica em materiais ferromagnéticos, e sua estrutura resulta da minimização da energia livre de um ferromagneto sujeito a uma distribuição de anisotropias magnéticas locais. Domínios nada mais são que regiões do material que possuem magnetização espontânea apontando em diferentes direções. Os processos de magnetização em um ferromagneto dependem da resposta desta estrutura de domínios a campos magnéticos externos, e podem ocorrer de duas maneiras: movimento de paredes de domínio e rotação do momento magnético atômico. As paredes de domínio são as fronteiras entre estas estruturas, e consistem de regiões de largura finita onde o sentido da magnetização sofre uma transição cuja suavidade dependerá da anisotropia e da energia de troca. Percebe-se que o conhecimento da estrutura de domínios em microfios ferromagnéticos amorfos é fundamental para qualquer estudo de propriedades magnéticas destes materiais. Em microfios ferromagnéticos amorfos produzidos pela técnica de Taylor-Ulitovsky, esta estrutura consiste em um grande domínio cilíndrico central cujo eixo fácil é paralelo ao microfio, e uma "casca" superficial com domínios cujo eixo fácil é transversal[2]. O eixo fácil desta "casca" dependerá do valor da magnetostrição  $\lambda$ : se  $\lambda > 0$ , o eixo fácil será radial, enquanto que se  $\lambda < 0$ , ele será circular. Uma magnetostrição muito pequena ( $\lambda < 0.1$ ppm) destrói esta estrutura de domínios, particularmente o domínio central, devido à facilidade de se formar novas paredes de domínio no material[2].

Além disso, domínios de fechamento se formam nas pontas dos microfios no estado remanente, para reduzir a energia magnetostática devida aos pólos magnéticos que aí estariam presentes. A estrutura destes domínios é muito complexa, e ainda não é totalmente compreendida. A observação direta destas estruturas de domínios



Figura 3.3: Estrutura de domínios em microfios ferromagnéticos amorfos.

é bastante complicada. Por métodos óticos, tais como Efeito Kerr ou técnicas de Bitter, é necessário um polimento da superfície, o que pode em geral induzir tensões mecânicas que em materiais amorfos doces podem alterar completamente a configuração de domínios. Técnicas de Microscopia de Força Magnética (MFM) empregam pontas de prova que em geral são magneticamente mais duras que o material amorfo e também influenciam criticamente a estrutura original de domínios. Métodos empregando raios-X ou neutrons (tomografia magnética) são difíceis de ser empregados em função das pequenas dimensões do material.

O comprimento destes domínios de fechamento depende da anisotropia magnetoelástica (em [2] a estrutura de domínios destes microfios é discutida sucintamente), e nos microfios estudados é da ordem de 4 mm. No capítulo 4, seção 4.3, será descrito um método experimental para se determinar aproximadamente este comprimento. Os resultados desta medida serão mostrados no capítulo 5, seção 5.3. A presença destes domínios de fechamento desempenha um papel fundamental na realização das medidas de velocidade de propagação de paredes de domínio descritas no capítulo 4. Estas medidas são bastante simplificadas devido à presença desta estrutura de domínios de fechamento nas pontas.

Normalmente, para se estudar a propagação de uma parede de domínio num fio ferromagnético cristalino durante a reversão de sua magnetização, deve-se primeiramente tensionar o fio para induzir a formação de uma estrutura de domínios similar



Figura 3.4: Estrutura de domínios em microfios ferromagnéticos amorfos  $\rightarrow$  vista tridimensional.

à descrita acima. Além disso seria necessário causar a nucleação de um domínio reverso numa de suas extremidades para que se pudesse registrar a passagem da parede correspondente ao longo do fio. Esta nucleação pode ser provocada por um campo magnético aplicado localmente numa extremidade da amostra. Este foi o método utilizado por Sixtus e Tonks em seu experimento pioneiro[3] realizado no início da década de 30 (publicado em 1931). No presente caso a situação é mais simples, pois como estes microfios já possuem domínios com magnetização reversa na complexa estrutura em suas extremidades, não é necessário a princípio se preocupar com a aplicação local de campo magnético para nuclear domínios reversos nas extremidades.

Outra característica marcante destes microfios amorfos (Fe<sub>77.5</sub>Si<sub>7.5</sub>B<sub>15</sub>), é a biestabilidade magnética. Materiais que apresentam esta propriedade são caracterizados por uma curva de histerese praticamente quadrada, com a magnetização da amostra variando abruptamente entre dois valores de magnetização de saturação através de um grande salto Barkhausen na região do campo coercitivo. Na figura 3.5 é mostrada uma curva de magnetização característica de um mateiral biestável magneticamente. Pode-se propor que isto corresponda ao movimento de paredes de domínio que se desprendem das extremidades da amostra, onde estão os domínios de fechamento, e percorrem praticamente toda a extensão do microfio pelo domínio axial, causando a reversão de sua magnetização. Na verdade, o processo também tem a


Figura 3.5: Exemplo de curva de histerese em material que apresenta biestabilidade magnética.

contribuição dos domínios radiais, o que causa um certo arredondamento das curvas de histerese. Podem-se ver curvas de magnetização em função de campo magnético aplicado nos resultados das medidas feitas, seção **5.1**, onde também será feita um discussão mais detalhada destes resultados. Esta propriedade, diga-se a biestabilidade magnética, que permitiu que fosse medida a velocidade de propagação de uma única parede de domínio nas amostras. Uma boa discussão sobre propriedades de fios e microfios ferromagnéticos amorfos pode ser encontrada na referência [25].

No próximo capítulo serão apresentados os procedimentos experimentais adotados para se medir as curvas de magnetização, a velocidade das paredes de domínios e o ruído Barkhausen nas amostras.

# Capítulo 4

## Métodos Experimentais

Neste capítulo serão descritos os procedimentos experimentais utilizados para se realizar as medidas de magnetização e de velocidade de paredes de domínio nos microfios amorfos. Também será descrito o método utilizado para se obter o sinal característico do ruído Barkhausen nas extremidades destas amostras.

### 4.1 Magnetização

Para se realizar as medidas de magnetização em função de campo magnético aplicado(MxH) nos microfios amorfos, foi utilizado o magnetômetro SQUID disponível no Laboratório de Baixas Temperaturas. Este equipamento permite que se meça a baixos campos aplicados momentos magnéticos totais de até  $10^{-8}$ emu. A temperatura da amostra pode ser variada entre 2.5 e 290 K, e pode-se trabalhar com campos magnéticos de até 60000 Oersted (6 Tesla, porém nesta faixa de campo magnético a sensibilidade fica menor). A medida de magnetização é realizada pelo conhecido método de extração, no qual a amostra é movimentada ao longo das bobinas sensoras (gradiômetro de segunda ordem) através de um motor de passo acoplado à haste porta-amostra.

#### 4.2 Medidas de velocidade de paredes de domínio

Para se medir a velocidade de propagação de paredes de domínio em microfios, foi construído um sistema de medidas semelhante ao utilizado por K. J. Sixtus e L. Tonks em seu experimento pioneiro com fios ferromagnéticos cristalinos[3]. Este sistema consiste em um solenóide longo para produzir um campo magnético homogêneo na região da amostra, ou seja, ao longo do fio (bobina de campo); um solenóide bem mais curto (bobina auxiliar), colocado em torno de uma parte do fio, geralmente das pontas, para que se possa nuclear um domínio reverso nesta região do fio: e duas bobinas sensoras, enroladas em torno da amostra em diferentes posições em série-oposição, ou seja, em sentidos diferentes. No experimento de Sixtus-Tonks, aplicava-se campo magnético ao longo de um fio ferromagnético, ao mesmo tempo em que se aplicava um pequeno campo magnético numa das pontas do fio através da bobina auxiliar, para facilitar ali a nucleação de um domínio reverso. A passagem da parede deste domínio reverso (parede de 180°) era então registrada por meio das duas bobinas sensoras colocadas em torno do fio, em posições que podiam ser variadas. Para se obter a velocidade da parede, bastava dividir a distância entre as bobinas sensoras pelo tempo medido entre os sinais gerados pela passagem da parede pelas bobinas sensoras. Pode-se ver um diagrama do experimento de Sixtus-Tonks na figura 4.1.

Como será visto, nosso sistema de medidas é uma simplificação do aparato de Sixtus-Tonks, adaptado para medidas em microfios ferromagnéticos, tal como o aparato utilizado por Varga et al. na referência [22]. Mais referências sobre este experimento, assim como variações sobre a realização do mesmo podem ser encontradas por exemplo em O'Handley[21], Hernando et al.[26], Zhukov[27], Chiriac et al.[28], além do já citado trabalho de Varga et al.[22].

#### 4.2.1 Componentes do sistema de medidas

Como mencionado na seção anterior, o aparato é mais simples que o de Sixtus e Tonks, e consiste somente em 1 bobina para gerar campo magnético ao longo do microfio (bobina de campo), um conjunto de 2 ou 3 bobinas sensoras, e a eletrônica



Figura 4.1: Diagrama original do experimento de Sixtus e Tonks [3].

necessária para controlar o campo magnético e a aquisição de dados. Ao contrário do experimento de Sixtus e Tonks, o nosso experimento não utiliza bobina auxiliar, pois não é necessário provocar a nucleação de domínios com magnetização reversa, já que estes já estão presentes na estrutura de domínios de fechamento nas extremidades das amostras. Como se pode ver, a peculiar estrutura de domínios destas amostras simplifica a realização destas medidas.

A bobina de campo utilizada no experimento é um solenóide com 160 voltas de fio de cobre AWG 18 (1 mm de diâmetro) enrolado em torno de um tubo de PVC. Ela tem 16 centímetros de comprimento e 1,9 centímetros de diâmetro. O campo magnético ao longo do eixo central deste solenóide foi medido com um sensor Hall, e o resultado deste mapeamento pode ser visto na figura 4.2.

As características destas bobinas são as seguintes:

- Bobina de campo
  - 1. Resistência elétrica:  $0, 5 \Omega$
  - 2. Auto-indutância: 59  $\mu H$
  - Relação Campo/Corrente: 10,8 Gauss/A. (Esta relação é válida para o centro da bobina. Foi determinada uma variação de até 2 % deste valor a ±5 centímetros do centro, como pode ser visto na figura 4.2.)



Figura 4.2: Variação percentual do campo magnético ao longo do eixo da bobina de campo.



Figura 4.3: Campo magnético em função da corrente elétrica, no centro e a  $\pm 5$  cm ao longo do eixo longitudinal da bobina de campo.



Figura 4.4: Bobina de campo pronta para a tomada de dados. Observe a escala no papel milimetrado ao fundo

A relação campo-corrente foi obtida medindo-se a relação entre corrente elétrica e campo magnético dentro do solenóide, também com o sensor Hall. Esta medida para 3 posições diferentes ao longo do eixo longitudinal da bobina de campo pode ser vista na figura 4.3. Uma fotografia da bobina de campo pode ser vista na figura 4.4.

É importante salientar que a bobina de campo foi projetada para ter uma autoindutância pequena o suficiente para que a aplicação de uma corrente na forma de pulso quadrado não causasse grandes oscilações no patamar de corrente, o que prejudicaria o experimento. O resultado obtido com a bobina descrita acima foi satisfatório para a realização do experimento, e pode ser visto na figura 4.5. Podese observar um "overshoot " na corrente, que causaria um "overshoot" semelhante no campo magnético gerado. Isto foi a princípio desprezado, e foi tomado o valor do patamar de corrente elétrica constante para se calcular o valor do campo magnético aplicado sobre a amostra durante a realização das medidas. No entanto, a duração do "overshoot" é da ordem de  $100\mu$ s ,que é a mesma ordem de grandeza do tempo que a parede de domínio leva para percorrer a amostra. Portanto seria interessante introduzir uma correção no campo aplicado devido a este fenômeno. Levando-se em consideração a curta duração deste "overshoot", pode-se utilizar o valor médio deste pico em relação ao patamar de corrente constante, o que faria necessária uma



Figura 4.5: Perfil da corrente na bobina de campo, com onda quadrada aplicada.

correção da ordem de +28% no valor da corrente elétrica, e portanto, do campo magnético aplicado durante a propagação da parede.

As bobinas sensoras foram construídas utilizando-se fio AWG 44, com 50 microns de diâmetro. No primeiro sistema de bobinas sensoras elas foram enroladas nas extremidades de um capilar de vidro com 0,85 mm de diâmetro, distantes 10,04 cm entre si. Cada bobina tem em torno de 45 voltas e 2,4 mm de comprimento, e elas foram enroladas em série-oposição, para se minimizar ao máximo sinais induzidos pelas variações de campo magnético ao longo do microfio. No segundo sistema de bobinas sensoras, foram enroladas 3 bobinas independentes no mesmo capilar, com aproximadamente 35 voltas cada e comprimento da ordem de 2 mm. Estas bobinas não foram enroladas em série-oposição, pois o sinal induzido pela variação de campo magnético aplicado na região da amostra não era forte o suficiente para comprometer a tomada de dados. As distâncias entre a bobina central e as bobinas



Figura 4.6: Porta-amostra de acrílico, com as bobinas sensoras e o contato.

das extremidades neste caso são de  $6,90 \pm 0,01$  e  $3,00 \pm 0,01$  cm. Os capilares utilizados possuem diâmetro externo de 0,8 mm.

Em ambos os casos, o capilar com as bobinas sensoras é fixado sobre uma placa de acrílico transparente (porta-amostra) utilizando-se fita adesiva dupla-face. Nas extremidades do porta amostra, são colados dois pedaços de placa de circuito impresso, onde foram soldados os fios das bobinas sensoras e os conectores BNC necessários para ligá-las ao osciloscópio. Este conjunto é dimensionado para entrar na bobina de campo quase sem folga e permanecer firmemente preso lá dentro. Na figura 4.6 pode-se ver este porta-amostra. Na foto 4.7 pode-se ver em mais detalhes uma das extremidades deste porta-amostra, com uma bobina sensora, e a ponta de um microfio. Em todas estas fotos, a escala é dada pelo papel milimetrado ao fundo.

Um diagrama esquemático do sistema de medidas pode ser visto na figura 4.8:

Para se gerar a corrente necessária para que a bobina acima descrita gere os campos magnéticos necessários para provocar a reversão da magnetização do microfio com conseqüente deslocamento de uma parede de domínio, foi utilizado um gerador de função HP modelo 33120A. Este dispositivo era configurado para gerar onda quadrada, com freqüência fixa (0,5 ou 0,6 Hz), "duty cicle" fixo em 20% e amplitude variável. Como este gerador não é capaz de suprir corrente para a bobina



Figura 4.7: Detalhe do porta-amostra de acrílico, com as bobinas sensoras  $\mathbf{A} \in \mathbf{B}$  e o contato.

de campo, foi utilizado um amplificador de corrente simples construído com um MOSFET de potência para este fim.

A escolha do MOSFET é justificada pela sua facilidade de uso quando comparado a um transistor bipolar de potência equivalente (facilidade na polarização, muito mais estabilidade térmica, etc.), além do fato de ser um dispositivo capaz de chavear correntes com mais velocidade que seus primos bipolares. O MOSFET de potência IRF640 foi escolhido para este fim devido à suas características serem ideais para o experimento, além de sua grande disponibilidade e baixo custo. Este componente é capaz de suportar correntes de dreno máximas de até 16 Amperes e voltagens dreno-fonte de até 200 Volts, o que ultrapassa em muito as necessidades do nosso experimento. Na figura 4.9 pode ser visto o esquema deste amplificador de corrente.

Aplicando-se no gate uma onda quadrada com amplitude maior que a voltagem limiar de condução do MOSFET (em torno de 2 Volts para este componente), este começará a conduzir uma corrente que dependerá da voltagem de gate ( $V_g$ , amplitude da onda quadrada). Obviamente, deve-se determinar a relação entre o campo magnético gerado e  $V_g$ , já que este é o parâmetro variado durante a tomada de dados de uma curva velocidade x campo aplicado. Esta relação pode ser vista na figura



Figura 4.8: Diagrama do aparato experimental utilizado para medir velocidades de propagação de paredes de domínio.



Figura 4.9: Circuito utilizado para amplificar a onda quadrada e inverter a corrente aplicada na bobina de campo.



Figura 4.10: Curva campo magnético X  $V_g$  utilizada para calibrar o circuito da figura 4.9.

4.10.

Estes pontos foram obtidos medindo-se a voltagem sobre uma resistência de 2, 5  $\Omega$  em série com a bobina de campo para determinar a corrente, e utilizando-se o fator de conversão obtido anteriormente (ver figura 4.3). O melhor ajuste obtido para os pontos até  $V_g = 3, 9$  (em torno de 1,7 Oe), foi o seguinte polinômio de segunda ordem:

$$H = 9,46 - 7,15V_q + 1,35V_q^2 \tag{4.1}$$

Este ajuste está de acordo com a dependência esperada da corrente de dreno com a tensão de gate em um transistor de efeito de campo. Esta relação, de acordo com Horowitz e Hill em [29] deve ser quadrática:  $I_D \propto (V_{GS} - V_T)^2$ , onde  $V_{GS}$  é a tensão de gate e  $V_T$  é uma tensão de limiar para a qual o dispositivo começa a conduzir corrente elétrica. Para campos maiores, um ajuste linear era suficiente, mas não se realizaram medidas acima de 2 Oe, portanto não foi necessário se preocupar com este ajuste.

Finalmente, a aquisição de dados, ou seja, o registro do sinal captado pelas bobinas sensoras, é feito através de um osciloscópio digital Tektronix TDS2024, com taxa de amostragem de até 2 GHz, 200 MHz de largura de banda, e capaz de armazenar digitalmente os pontos medidos. O sinal deve ser amplificado antes da medida, o que foi feito utilizando-se um pré-amplificador diferencial EG&G PARC modelo 113, e também no caso das medidas com três bobinas sensoras, um préamplificador diferencial EG&G PARC modelo 116.

#### 4.2.2 Métodos de medição

O objetivo principal do experimento é registrar a passagem de uma parede de domínio de 180° ao longo do microfio, e medir sua velocidade (sob o efeito de um campo magnético estático). Isto é feito através da determinação do intervalo de tempo ( $\Delta t$ ) entre a passagem da parede pelas bobinas sensoras, cujos centros estão a uma distância conhecida uns dos outros ( $L_{AB} = 3$  cm e  $L_{BC} = 6,9$  cm, onde as 3 bobinas sensoras são nomeadas pelas letras A,B e C). Assim, a velocidade é experimentalmente calculada como:

$$v = \frac{L}{\Delta t} \tag{4.2}$$

onde L pode ser tanto  $L_{AB}$  quanto  $L_{BC}$ , ou seja, a distância entre os centros das bobinas sensoras  $\mathbf{A} \in \mathbf{B}$  ou entre os centros de  $\mathbf{B} \in \mathbf{C}$ .

A medida pode então ser realizada da seguinte maneira:

• Liga-se a saída do gerador de função ao gate do MOSFET do circuito amplificador de corrente através de uma chave de 3 posições. Esta chave permite que se desligue o amplificador de corrente da bobina, ou que ela seja ligada com a corrente no sentido positivo ou negativo, o que permite aplicação de campo magnético sucessivamente em direções contrárias, podendo-se observar o deslocamento de uma parede de domínio sob campos de sinal contrário. É muito importante que se faça o chaveamento durante os mínimos da onda quadrada, para evitar ruído causado pelos contatos da chave. Foi utilizado um outro osciloscópio somente para monitorar esta forma de onda e acionar a chave nos momentos certos. O "duty cicle" da onda quadrada foi configurado em 20% exatamente para facilitar esta tarefa, que é feita manualmente. Durante os patamares da onda quadrada (0,2 segundos) o campo ao longo do fio será razoavelmente homogêneo, e poderá ter seu valor controlado pela amplitude do patamar. Assim pode-se sempre saturar o microfio numa direção, registrando o deslocamento da parede na direção contrária imediatamente depois, utilizando-se a chave inversora de corrente. Deve-se atentar ao fato de que não se utiliza uma bobina auxiliar numa das pontas do microfio, já que, como foi mencionado no capítulo 3, estas amostras possuem uma estrutura de domínios peculiar, com um domínio axial ao longo do fio, e domínios de fechamento nas suas pontas. Portanto, não há a necessidade de se nuclear domínios com magnetização inversa, já que eles estão sempre presentes nas pontas do microfio devido aos domínios de fechamento. Este método é semelhante ao de Varga et al.[22].

Torna-se necessário então registrar com precisão o sinal gerado pelas bobinas sensoras através do osciloscópio digital. Para isto, ele deve ter alta taxa de amostragem, como visto na seção anterior, já que o intervalo de tempo a ser medido varia normalmente entre 20 e 100  $\mu$ s. Como visto no capítulo **3**, num microfio biestável o processo de reversão da magnetização ocorre através do "deppining" de uma parede de domínio numa das extremidades e seu subseqüente movimento até a outra extremidade do fio, gerando um grande salto Barkhausen. Espera-se que a passagem desta parede de domínio pelas bobinas sensoras (ou seja, a variação de fluxo magnético durante a reversão da magnetização do microfio) vá induzir um sinal que consiste de dois picos de tensão induzida aproximadamente simétricos, e de fato, o sinal medido é geralmente do tipo visto na figura 4.11. O intervalo de tempo entre estes picos determinará a velocidade da parede de domínio, já que as distâncias entre os centros das bobinas sensoras são conhecidas.

Portanto, após a aquisição da forma de onda, o intervalo de tempo entre os picos

é medido diretamente na tela, através por exemplo da função CURSOR presente no osciloscópio digital utilizado. Esta função permite que se posicione dois cursores verticais em qualquer ponto sobre a forma de onda capturada, mostrando o intervalo de tempo entre eles. Os cursores foram sempre posicionados em relação à metade da largura do pico, já que o máximo nem sempre correspondia com esta posição, ou seja, os picos nem sempre são simétricos, tanto entre sí quanto em relação ao seus máximos. Um exemplo desta dupla assimetria, entre picos e do próprio pico pode ser visto na figura 4.12, onde o segundo pico observado é claramente assimétrico em relação ao seu máximo e em relação ao primeiro pico. A simetria dos picos é importante para a interpretação do formato da parede. Em [26], é proposto um modelo no qual picos simétricos correspondem a paredes planares. Paredes cônicas ou tubulares corresponderiam a picos assimétricos. A pesar disto, as paredes de domínio em microfios foram consideradas planares. A razão para a observação destas pequenas assimetrias será discutida na seção 5.3, onde serão discutidas as medidas de ruído Barkhausen nas extremidades das amostras.

Este método de medida garantiu que os intervalos de tempo sempre seriam medidos da mesma maneira.

No entanto o peculiar processo de reversão da magnetização deste material gera dois problemas cuja solução é fundamental para a realização do experimento e uma correta interpretação dos dados:

- 1. De qual das extremidades do microfio iniciou-se o movimento da parede de domínio, ou seja, qual das duas paredes possuía condições mais favoráveis para o depinning de um domínio com magnetização contrária à magnetização atual do núcleo da amostra, já que todo o fio está sujeito ao mesmo campo magnético ?
- 2. Como determinar o sentido do movimento da parede de domínio através do sinal e da ordem dos picos de tensão detetados pelo osciloscópio ?

O problema número **2** pode ser resolvido da seguinte maneira: Os amplificadores utilizados possuem duas entradas diferenciais, que podem ser ligadas ou desligadas individualmente. Assim, pode-se medir sinais com 1, 2 ou 3 bobinas ligadas ao



Figura 4.11: Tipo de sinal medido com o arranjo experimental descrito acima

mesmo tempo. Medindo-se também através do osciloscópio a voltagem na bobina de campo, pode-se determinar o instante em que o campo magnético está sendo aplicado. O intervalo de tempo entre os sinais das bobinas sensoras e o patamar correspondente a este instante determina por qual das bobinas a parede passou antes, sabendo-se é claro a posição das bobinas e suas distâncias em relação às extremidades da amostra. Tendo-se a opção de desligar seletivamente as bobinas sensoras através do amplificador e de se variar a direção do campo aplicado, pode-se determinar de que ponta do microfio saiu a parede, além da polaridade do sinal induzido por ela, o que dependerá também da direção do campo aplicado. Pode-se ver na figura 4.13 um exemplo de sinal característico da passagem de uma parede de domínio mais o patamar correspondente ao instante que o campo magnético é aplicado sobre a amostra.

E importante notar que o movimento da parede nem sempre segue o sentido do campo magnético aplicado, como nos diz a nossa intuição. De fato, não há nada que impeça que os dois processos mostrados nas figuras 4.14 e 4.15 possam ocorrer, o que



Figura 4.12: Exemplo de série temporal com picos assimétricos

inclusive foi discutido por Gomez-Polo et al. em [30], onde efeitos deste tipo foram observados em fios amorfos. O que estas figuras nos mostram é que para as mesmas condições iniciais, ou seja, mesmo campo magnético aplicado e mesma magnetização inicial, podem-se observar dois processos diferentes, com a possibilidade de paredes iniciando seu movimento nas duas pontas do microfio. A única possibilidade de se diferenciar estes processos é através do método discutido no parágrafo anterior. Conhecendo-se a distância das bobinas sensoras utilizadas de uma das extremidades da amostra, aplica-se campo magnético nos dois sentidos e observa-se os intervalos de tempo entre a aplicação do campo e a passagem da parede pelas bobinas ( $\mathbf{A}$ ,  $\mathbf{B}$  ou  $\mathbf{C}$ ). É claro que pode-se facilmente identificar os picos correspondentes a cada bobina sensora medindo-se com uma delas desligada como discutido no parágrafo anterior. Desta forma foi possível determinar a tendência da reversão da magnetização das amostras de começar sempre na mesma extremidade, resolvendo o problema  $\mathbf{1}$ .

Foi constatado então que há uma tendência da parede de domínio iniciar seu movimento sempre em uma das extremidades do microfio, ou seja, diferenças entre as



Figura 4.13: Sinal induzido pela parede de domínio após a aplicação de campo magnético. O instante da aplicação do campo corresponde ao "leading edge "do sinal tipo onda quadrada.



Figura 4.14: Exemplo de processo de reversão da magnetização no qual a parede de domínio segue o sentido do campo aplicado.



Figura 4.15: Exemplo de processo de reversão da magnetização no qual a parede de domínio se propaga no sentido inverso ao do campo aplicado.

estruturas de domínios nas extremidades, como foi proposto em [30], criam barreiras de potencial contrárias ao movimento da parede que nunca são iguais dos dois lados, o que provoca esta diferença entre os campos de pinning. Estas diferenças podem ter sua origem na irreversibilidade do processo de deslocamento de paredes em uma estrutura de domínios complexa, como a encontrada nas extremidades das amostras. Também podem ser influenciadas pelas diferentes tensões internas provocadas pelo corte do microfio do resto de seu rolo, e serão mais comentadas na seção 5.2. Este fato, porém, não é mais verdadeiro para campos da ordem de 1 Oe e maiores (para a amostra "as cast"; no caso da amostra tratada, este valor é próximo de 1,4 Oe), valor aproximado a partir do qual o intervalo de tempo entre os sinais produzidos pelas bobinas sensoras começa a flutuar bastante, impossibilitando uma medida satisfatória de  $\Delta t$ . Além disso, em medidas com 3 bobinas sensoras foram observados intervalos de tempo entre sinais medidos em B e C menores que os medidos entre A e B, o que aparentemente é absurdo, já que  $d_{AB} < d_{BC}!$  Isto porém pode ser explicado pela presença de duas ou mais paredes na amostra, que possivelmente iniciaram seu movimento em instantes diferentes. Vazquez et al. em [26] também mencionam a impossibilidade de se registrar a velocidade de uma parede devido à nucleação de domínios em outros pontos da amostra (para valores altos de campo aplicado), o que causaria a presença de múltiplas paredes de domínio nesta.

Outra medida possível em sistemas deste tipo consiste em iniciar o movimento de uma parede de domínio através de um curto pulso de campo magnético numa das extremidades da amostra, e observar seu movimento, sem campo aplicado. De fato, observa-se que o movimento neste caso sofre um forte amortecimento, com a redução da velocidade da parede à medida que ela percorre a amostra, como pode ser visto na figura 4.16. O sinal medido está em amarelo. Pode-se observar que ocorre uma redução da velocidade através da diferença entre as amplitudes do primeiro e do segundo pico. A amplitude está diretamente relacionada à velocidade da parede (como será demonstrado na seção **5.2**). Medidas deste tipo poderiam ser úteis para se medir a massa efetiva de uma parede de domínio (ver equação 2.10).



Figura 4.16: Série temporal medida com a bobina sensora numa das extremidades da amostra

### 4.3 Ruído Barkhausen nas pontas dos microfios

Além das medidas de velocidade de paredes de domínios nos microfios amorfos, foram também feitas algumas medidas de ruído Barkhausen nas pontas destes. Isto foi feito devido ao interessante fato de que pode-se observar com maior facilidade o sinal ruidoso característico deste fenômeno nas extremidades das amostras. Levando-se em consideração a estrutura de domínios proposta para estes materiais na **Introdução**, este fato não é surpreendente, pois é nas extremidades que se encontra uma estrutura de domínios complexa, com a presença de domínios de fechamento e múltiplas paredes cujo movimento é caracterizado pelo ruído Barkhausen. Este ruído consiste em uma série de pequenas variações descontínuas de fluxo magnético correspondentes ao movimento irreversível de paredes de domínio na amostra quando se aplica campo magnético periódico[17],[31]. Este ruído pode ser detetado como uma série temporal de pulsos de voltagem induzidos numa bobina sensora enrolada em torno da amostra. Na figura 4.17 pode-se ver uma série temporal característica de ruído Barkhausen.

O processo de reversão da magnetização destes microfios, como discutido no



Figura 4.17: Série temporal medida com a bobina sensora numa das extremidades da amostra

capítulo **3**, ocorre através do destravamento ("depinning") de uma destas paredes e o seu subseqüente movimento até a outra ponta da amostra. Assim é possível observar um único grande salto Barkhausen posicionando-se a bobina sensora longe das extremidades da amostra. Mas o que acontece nos instantes que antecedem o destravamento da parede? Qual seria a distância mínima da extremidade para se posicionar uma bobina sensora e medir um único salto Barkhausen? Esta questão está diretamente ligada ao comprimento dos domínios de fechamento.

Na tentativa de responder a estas perguntas, ou de pelo menos ter uma idéia dos fenômenos que poderiam estar acontecendo antes que a parede de domínio se soltasse de uma das extremidades da amostra e iniciasse sua rápida jornada até o outro lado, foi realizada uma medida simples, esquematizada na figura 4.18.

Coloca-se uma bobina sensora mais curta que as utilizadas para detetar a passagem da parede de domínio em torno de uma das extremidades da amostra. O comprimento desta bobina fica de fato limitado inferiormente pelo seu número de



Figura 4.18: Diagrama do aparato experimental utilizado para detetar o ruído Barkhausen nas extremidades dos microfios amorfos.

voltas, que deve ser suficiente para detetar o sinal. Aplica-se então campo magnético oscilante ao longo da amostra, e mede-se no osciloscópio o sinal induzido na bobina sensora, após a amplificação necessária. O sinal medido consiste em séries temporais como a da figura 4.17, além do sinal induzido pelo campo oscilante, já que o sistema não é compensado. Este sinal é desprezível na escala de tempo característica do ruído detetado,  $\approx 10^3 \mu$ s, enquanto que a escala de tempo do sinal induzido pelo campo magnético é de 1 s. Pode-se então medir o ruído Barkhausen em diferentes partes da amostra, deslocando-se a bobina sensora ao longo dela. Os resultados destas medidas podem ser vistos na seção 5.3.

No próximo capítulo serão apresentados e discutidos os resultados obtidos através destas medidas. Em particular na seção **5.2** serão discutidos alguns efeitos dos processos de relaxação nos resultados obtidos para velocidade de paredes de domínio em microfios amorfos.

# Capítulo 5

## Resultados e discussão

Neste capítulo serão apresentados e discutidos os resultados obtidos dos experimentos descritos no capítulo 4. Na seção 5.1 serão mostrados os resultados das medidas de MxH para algumas amostras de microfios amorfos. Na seção 5.2 serão apresentados e discutidos os resultados das medidas de velocidade de paredes de domínio. E finalmente na seção 5.3 serão apresentados os resultados da medida de ruído Barkhausen nas extermidades das amostras e a estimativa do comprimento dos domínios de fechamento.

#### 5.1 MxH

Na figura 5.1 podem-se ver as medidas de MxH (curvas de histerese) realizadas pelo magnetômetro SQUID numa amostra de microfio de Fe<sub>77.5</sub>Si<sub>7.5</sub>B<sub>15</sub> de 7,4 mm de comprimento, com diâmetro da parte metálica igual a 25  $\mu$ m (diâmetro total igual a 40  $\mu$ m) retirada do do **rolo A**. Em todas estas medidas de MxH, as amostras foram fixadas sobre um semi-cilindro de acrílico por meio de uma fita de teflon. Este método foi considerado mais apropriado para a fixação pois o teflon possui sinal diamagnético bem fraco, e introduziria menos tensão mecânica sobre a amostra que graxa de vácuo, ou fitas adesivas como Kapton.



Figura 5.1: Curvas de histerese medidas em microfio biestável de  $Fe_{77.5}Si_{7.5}B_{15}$  (rolo A) para diversas temperaturas entre 5 e 290 K

Pode-se observar que a magnetização remanente do microfio tem valor próximo da magnetização de saturação  $(M_S)$ , e que seu valor inverte de forma abrupta na região do campo coercitivo  $(H_C)$  através de um grande salto Barkhausen, o que caracteriza a biestabilidade magnética. Isto corresponde ao processo de reversão da magnetização do longo domínio axial do microfio. Antes, porém, deste abrupto salto, pode-se ver que a magnetização diminui de forma suave entre campo nulo e o campo coercitivo. Levando-se em consideração a estrutura de domínios proposta no capítulo **3** e o reduzido comprimento desta amostra, pode-se dizer que esta variação suave da magnetização está relacionada à mudança de orientação dos domínios de fechamento nas pontas do microfio, e dos domínios superficiais do microfio (ver capítulo **3**, figuras 3.3 e 3.4).

As curvas da figura 5.1 poderiam ficar mais "guadradas" se a amostra medida fosse mais longa. Esta amostra possui 7 mm de comprimento, o que é próximo da ordem de grandeza dos domínios de fechamento que se formam em suas extremidades (uma breve discussão sobre o comprimento destes domínios pode ser encontrada na seção 5.3). Microfios biestáveis possuem um comprimento crítico abaixo do qual a biestabilidade não é mais observada. Este comprimento está relacionado ao comprimento dos domínios de fechamento que se formam nas pontas do microfio, o que por sua vez apresenta pequenas flutuações devido ao caráter estocástico dos processos de magnetização que levam à formação destes domínios. Em amostras muito curtas (mais curtas que o comprimento crítico), estes domínios de fechamento se sobrepõe, destruindo a biestabilidade magnética na ausência do domínio axial. O processo de magnetização complexo que ocorre nos domínios de fechamento é caracterizado por uma multitude de pequenos saltos Barkhausen que dão origem a mudanças suaves na magnetização, portanto fazendo com que a curva de histerese tenha uma aparência mais arredondada. Exemplos de medidas em amostras mais longas, da ordem de 10 cm de comprimento, e mais finas ( $\approx 9.2$  mm de diâmetro na parte metálica) podem ser encontrados por exemplo em Piccin[11].

Pode-se também perceber que a biestabilidade mantém-se a baixas temperaturas. Em algumas amostras de mesma composição a biestabilidade não é observada a baixas temperaturas, o que está relacionado aos diferentes coeficientes de dilatação do vidro e do metal. As mudanças nas dimensões destes materiais durante o resfria-



Figura 5.2: Dependência da magnetização de saturação de um microfio de  $Fe_{77.5}Si_{7.5}B_{15}$  (**rolo A**) com a temperatura. (A linha não representa ajuste de equação).

mento modificam a distribuição de tensões internas no mocrofio, principalmente as tensões causadas pela camada de vidro. Isto pode modificar a estrutura de domínios e destruir a biestabilidade nestes materiais. Apesar de não ocorrerem mudanças qualitativas na curva de histerese nesta faixa de temperaturas, o campo coercitivo e a magnetização de saturação aumentam com a diminuição da temperatura, como pode ser visto nas figuras 5.2 e 5.3.

Também foram medidas curvas de histerese no microfio produzido pelo grupo do professor M. Vázquez (**rolo B**). Estes foram os mesmos utilizados por L. C. Sampaio et al. [32] para se estudar interações dipolares em redes de microfios (trabalho



Figura 5.3: Dependência do campo coercitivo de um microfio de  $Fe_{77.5}Si_{7.5}B_{15}$  (**rolo A**) com a temperatura. (A linha não representa ajuste de equação).



Figura 5.4: Curvas de histerese de microfio (**rolo B**) de  $Fe_{77.5}Si_{7.5}B_{15}$  para temperaturas entre 290 e 5 K. Foi deixado o valor do momento magnético no eixo Oy, pois desconhecia-se o volume da amostra. Atentar para a escala de campo magnético neste caso.

semelhante foi realizado por Rafael Piccin em sua dissertação de mestrado [11]). Estas curvas podem ser vistas na figura 5.4

Surpreendentemente, não foi observado comportamento biestável nesta amostra, nem mesmo para campos magnéticos aplicados entre 100 e -100 Oe. Isto pode estar relacionado ao comprimento do pedaço utilizado para a medida. Este pedaço possuía  $\approx 6$  mm de comprimento, o que pode estar abaixo do comprimento crítico para se observar biestabilidade nesta amostra em particular. Flutuações no diâmetro da parte metálica, assim como na espessura da camada de vidro ao longo da amostra também podem causar problemas nas medidas. Apesar disso, outros pedaços retirados do **rolo B** para medidas de velocidade de paredes de domínio (seção 5.2) não mostraram resultados satisfatórios naquelas medidas.

Desta forma, foi dada preferência a medidas com pedaços retirados do **rolo A**. Nas próximas figuras pode-se ver as curvas de histerese medidas num microfio tratado termicamente por 20 minutos a 220° C (5.5), e a dependência da magnetização de saturação com a temperatura(5.6).

Percebe-se claramente que estes materiais se tornam mais moles magneticamente após tratamento térmico, com campos coercitivos menores, e portanto comportamento biestável favorecido. O tratamento térmico a essa temperatura foi realizado com o objetivo de relaxar tensões internas causadas durante a fabricação das amostras. O tratamento térmico favorece a relaxação estrutural, processo de relaxação de grande importância no estudo de vidros metálicos, como foi discutido na seção **2.1.3**. Vidros metálicos se encontram congelados num estado metaestável, porém podem sempre mudar sua configuração estrutural de forma a minimizar a energia livre. Este processo é favorecido por ativação térmica, portanto durante tratamento térmico estamos na verdade favorecendo a relaxação estrutural destas amostras. É importante salientar que o tratamento é feito a temperaturas mais baixas que a temperatura de cristalização, pois não é nosso objetivo que a amostra perca o seu caráter amorfo.

Este resultado, diga-se, a diminuição do campo coercitivo e o aumento do caráter magnético mole da amostra após o tratamento térmico, era esperado. Os processos magnetoelásticos são os principais causadores de travamento ("pinning") de paredes de domínio nas extremidades dos microfios, onde encontram-se os domínios de fechamento. Além disso, há o processo de interação entre a parede de domínio e defeitos, o que se torna mais importante a baixas temperaturas. Reduzindo-se tensões internas, diminui-se a energia de anisotropia magnetoelástica, e portanto o acoplamento desta natureza entre parede e estrutura de domínios nas pontas dos fios se torna mais fraca.



Figura 5.5: Curvas de histerese de microfio (**rolo** A)tratado termicamente, para temperaturas entre 290 e 5 K.



Figura 5.6: Dependência da magnetização de saturação do microfio de  $Fe_{77.5}Si_{7.5}B_{15}$  (tratado termicamente) com a temperatura. (A linha não representa ajuste de equação).

#### 5.2 Velocidade de paredes de domínio

Como explicado na seção 4.2.2, os dados obtidos nas medições de velocidades de paredes de domínio consistem em séries temporais  $(d\phi/dt \ge t)$  que registram a passagem de uma parede de domínio ao longo de um microfio através de dois picos distintos na voltagem. O intervalo de tempo entre estes picos é utilizado para determinar a velocidade da parede de domínio, que dependerá do campo magnético aplicado sobre a amostra durante o seu movimento. Além disso, as alturas e larguras destes picos podem nos fornecer informações interessantes sobre o sistema estudado, como a largura da parede de domínio que pode ser calculada a partir da velocidade e da largura do pico.

Mais abaixo podem-se ver algumas séries temporais registradas para valores crescentes de campo magnético aplicado num pequeno intervalo (entre 0.85 e 0.95 Oersted), medidas com o sistema de 3 bobinas sensoras. Para se obter dados mais detalhados do movimento da parede de domínio no microfio, o sistema de 3 bobinas sensoras independentes foi o escolhido para a tomada dos dados principais do experimento. Podem-se obter em uma mesma medida, dois intervalos de tempo diferentes, correspondentes a bobinas sensoras com diferentes distâncias entre si (3 e 6.9 cm, como descrito na seção **4.2.1**), além dos 3 picos de voltagem induzidos nas bobinas sensoras pela parede de domínio enquanto atravessa partes diferentes do microfio, o que possibilita uma análise mais aprofundada dos processos físicos envolvidos no movimento de uma parede em diferentes partes da amostra. Este conjunto de bobinas nos permitiu (como discutido na seção **4.2.2**) determinar a partir de qual extremidade do microfio estava se propagando a parede de domínio. Algumas séries temporais obtidas com estas bobinas podem ser vistas na figura 5.7, a título de exemplo.

Os dados principais foram obtidos utilizando-se um pedaço de aproximadamente 12 cm do microfio de Fe<sub>77.5</sub>Si<sub>7.5</sub>B<sub>15</sub> as cast do **rolo A**, e um pedaço de aproximadamente 12 cm retirado do mesmo rolo, tratado termicamente a 220°C por 20 minutos. Esta temperatura fica abaixo de sua temperatura de Curie ( $T_c = 330^\circ C$ ), e permite



Figura 5.7: Séries temporais obtidas com 3 bobinas sensoras, para campo entre 0,85 e0,95 Oe

que se relaxem tensões internas causadas durante o processo de fabricação destes microfios (ver capítulo **3**) e que a estrutura seja levada para um estado de mais baixa energia livre através de processos de relaxação estrutural, sem no entanto causar sua cristalização, o que não é desejado.

Tentou-se também realizar medidas semelhantes num microfio retirado do **rolo B**, sem sucesso. As medidas feitas na seção **5.1** mostram que estas amostras não exibem comportamento biestável, pelo menos aquelas com o comprimento de aproximadamente 6 mm utilizados nas medidas de MxH. As tentativas de se obter séries temporais como as da figura 5.7 para esta amostra foram infrutíferas, com o sinal apresentando grandes flutuações no intervalo de tempo entre os picos.

No próximo gráfico (5.8) pode-se ver o resultado obtido para um microfio de  $Fe_{77.5}Si_{7.5}B_{15}$  cortado do **rolo A**, com  $\approx 12$  cm de comprimento. Foram feitas 5 medidas de velocidade para cada valor de campo magnético aplicado. As barras de erro correspondem ao desvio padrão da média sobre estes 5 valores medidos. Alguns pontos não apresentam barras de erro, pois as 5 medidas produziram o mesmo valor nestes casos. Todos os resultados que serão apresentados nesta seção foram medidos desta forma.

Pode-se ver que há uma relação linear entre a velocidade da parede de domínio e o campo magnético aplicado, de acordo com o modelo proposto na seção **2.1.2**, onde a velocidade segue uma lei do tipo:

$$v = S(H - H_0)$$
(5.1)

onde  $S = \frac{2M_s}{\beta}$  é a mobilidade da parede de domínio de 180°, e  $H_0$  é o campo crítico para a propagação da parede (ver [21] e [22]). A mobilidade pode ser obtida através do coeficiente angular das retas obtidas, e é uma medida indireta de  $\beta$ , o coeficiente de amortecimento viscoso do modelo para propagação. Já extrapolando-se a reta até v = 0, obtém-se  $H_0$  (a extrapolação da reta também permite que se obtenha  $v \neq 0$  para H = 0, ou seja, a parede pode se propagar para campos nulos!). Estes valores podem ser vistos na tabela 5.1 abaixo:



Figura 5.8: Velocidades de parede de domínio em função do campo magnético aplicado, num microfio as cast. As dimensões na legenda correspondem às distâncias entre os pares de bobinas sensoras.

Tabela 5.1: Valores da mobilidade e do campo crítico de propagação para uma parede de domínio num microfio de  $Fe_{77.5}Si_{7.5}B_{15}$  a temperatura ambiente.

	$S \ [cm/Oe.s]$	$H_0 \ [Oe]$
$3 \mathrm{~cm}$	$43888 \pm 1122$	$-0, 15 \pm 0, 02$
6.9 cm	$53540 \pm 942$	$-0,01 \pm 0,02$

No microfio tratado termicamente foram feitas medidas semelhantes, obtendo-se os resultados que podem ser vistos no gráfico 5.9. A faixa de campo magnético varrida nesta medidas foi de 0,67 a 0,76 Oersted, menor que a da medida anterior. Nesta medida, para campos maiores que 0,76 Oe o intervalo de tempo entre os picos começou a flutuar bastante, impossibilitando uma medida adequada. Isto foi observado principalmente no intervalo de tempo entre as bobinas **B** e **C**, distantes
$6.9~\mathrm{cm}$  entre si.



Figura 5.9: Velocidades de parede de domínio em função do campo magnético aplicado, microfio tratado termicamente a  $220^{\circ}$  C por 20 minutos.

Os valores obtidos para a mobilidade e o campo crítico podem ser vistos na tabela 5.2 abaixo:

Tabela 5.2: Valores da mobilidade e do campo crítico de propagação para uma parede de domínio num microfio de  $Fe_{77.5}Si_{7.5}B_{15}$  tratado termicamente, obtidos a temperatura ambiente.

	$S \ [cm/Oe.s]$	$H_0 \ [Oe]$
$3~{\rm cm}$	$62442 \pm 10229$	$0,03\pm0,12$
$7 \mathrm{~cm}$	$39619 \pm 2116$	$-0,33 \pm 0,04$

Pode-se perceber que nestas medidas não é levada em consideração a extremidade da amostra de onde a parede de domínio se desprende. No entanto, isto é fundamental para a compreensão do experimento, pois não há nada que impeça que paredes se desprendam das duas extremidades da amostra após a aplicação de campo magnético externo (como já foi discutido na seção **4.2.2** e em [30]), problema que se torna mais crítica para valores mais altos de campo externo, ou para amostras mais doces, como o microfio tratado termicamente. Isto pode explicar, por exemplo, as grandes flutuações observadas na medida de velocidade no microfio tratado, para campo mais altos que 0,76 Oe.

Como foi discutido no capítulo 3, o acoplamento entre as tensões internas geradas durante a produção do material e a sua magnetostrição irão determinar as propriedades magnéticas deste material, principalmente sua estrutura de domínios. Quando se corta um pedaço de microfio do rolo para se fazer as medidas, introduzse tensões nas pontas, onde os cortes foram feitos. Isto pode acontecer de duas maneiras: através da destruição da camada de vidro próxima à ponta onde o corte foi feito; e através da deformação da parte metálica do microfio causada pela tesoura durante o corte. Claramente estes processos são totalmente imprevisíveis por natureza, não havendo maneira de prever como as tensões introduzidas pelo corte irão afetar a estrutura de domínios de fechamento nas pontas da amostra. Porém, esta estrutura desempenha um papel fundamental no processo de reversão da magnetização do microfio, pois é um dos domínios reversos aí presentes que se expandirá sob efeito do campo magnético aplicado, com a propagação de uma de suas paredes de domínio ao longo do microfio. Também é claro que diferenças entre as estruturas de domínios de fechamento sempre existirão devido à natureza irreversível do processo de formação de domínios e do movimento das paredes desta estrutura complexa sob a influência de um campo magnético externo.

As medidas apresentadas acima foram realizadas com o microfio totalmente dentro da bobina de campo, portanto com campo magnético aplicado em toda a sua extensão. Ambas as extremidades da amostra estavam sujeitas ao mesmo campo magnético aplicado, o que poderia causar o movimento de paredes provenientes das duas extremidades da amostra ao mesmo tempo, causando problemas na realização da medida. Pode-se ver na figura 5.10 um esquema desta configuração amostra-



Figura 5.10: Configuração amostra-bobina com microfio posicionado totalmente dentro da bobina de campo, e possível configuração de paredes de domínio resultante, com duas paredes se propagando na amostra.

bobina, e a possível conseqüência disto na propagação das paredes de domínio na amostra.

A solução para este problema foi bastante simples: já que queríamos dar preferência a uma parede de domínio se propagando de uma extremidade a outra do microfio, deveríamos colocar uma das pontas da amostra fora da bobina de campo, e a outra dentro. Assim, somente uma das extremidades estaria sob influência de campo magnético aplicado, e teríamos certeza da extremidade de onde estariam se propagando a parede de domínio cuja velocidade estaríamos medindo. Além disso, esta extremidade do fio estaria localizada assim numa região do solenóide com maior uniformidade de campo magnético (ver seção 4.2.1). Devido a este fato, foram feitas medidas utilizando-se somente sinais das bobinas sensoras  $\mathbf{A} \in \mathbf{B}$ . A figura 5.11 ilustra esta configuração amostra-bobina.



Figura 5.11: Configuração amostra-bobina com uma das extremidades do microfio posicionada dentro da bobina de campo, e possível configuração de paredes de domínio resultante.

Os resultados obtidos com esta configuração podem ser vistos nas figuras 5.12 e 5.13.

Na figura 5.12, pode-se ver a dependência da velocidade da parede de domínio, numa amostra "as cast", ou seja, como fabricada, medida na configuração amostrabobina mostrada na figura 5.11. Já na figura 5.13, pode-se ver o resultado da mesma medida na amostra tratada termicamente. Para efeito de comparação pode-se ver estas curvas, mais as curvas medidas a 77K (nitrogênio líquido), na figura 5.14. Devido às diferentes dependências dos coeficientes de amortecimento com a temperatura, medidas de velocidade e conseqüentemente da mobilidade e do campo crítico



Figura 5.12: Velocidades da parede de domínio medidas com amostra "as cast" na configuração mostrada na figura 5.11 . As definições na legenda correspondem à direção de aplicação do campo magnético.



Figura 5.13: Velocidades da parede de domínio medidas com amostra tratada termicamente na configuração mostrada na figura 5.11. A definição na legenda corresponde à direção de aplicação do campo magnético.



Figura 5.14: Velocidades medidas a temperatura ambiente e a 77K (nitrogênio líquido).

para diferentes temperaturas tornam-se essenciais para uma análise mais aprofundada do problema. Estas medidas a 77K foram realizadas com todo o sistema de medidas e a bobina de campo imersos no nitrogênio líquido, dentro de um recipiente de isopor.

Na tabela 5.3 abaixo pode-se ver os valores da mobilidade e do campo crítico de propagação obtidos destes dados.

Vê-se que no fio "as cast " a mobilidade da parede é reduzida com a diminuição da temperatura. O mesmo não ocorre no fio tratado, cuja mobilidade sofre um ligeiro aumento com a diminuição da temperatura. Além disso, o tratamento térmico provoca uma redução da mobilidade quando medida a temperatura ambiente. Comparando os valores da mobilidade da parede, vemos que entre a amostra "as cast" e a amostra tratada termicamente há uma redução de 6,6% na mobilidade, enquanto

	$S \ [cm/Oe.s]$	$H_0 \ [Oe]$
as cast, campo $+$	$63302 \pm 1350$	$0,04\pm0,02$
as cast, campo –	$58739 \pm 1121$	$-0,04 \pm 0,01$
as cast, 77K (campo $+$ )	$39482 \pm 1074$	$-0,20 \pm 0,03$
tratado campo +	$47344 \pm 628$	$-0,03 \pm 0,02$
tratado, 77K (campo $+$ )	$50292\pm569$	$-0,02\pm0,01$

Tabela 5.3: Valores de mobilidade e campo crítico para microfios "as cast " e tratados termicamente obtidas de medidas a temperatura ambiente e a 77K.

que para a mesma amostra "as cast" a temperatura ambiente ( $\approx 300$ K) e a 77K a mobilidade sofreu uma redução da ordem de 33%. Isto mostra que ocorreu um aumento no coeficiente de amortecimento  $\beta$ , o que evidencia a influência dos diferentes processos dissipativos que ocorrem nestas temperaturas. De fato, a magnetização de saturação sofre um aumento de somente 11% quando a temperatura de medida é reduzida para 77K, o que não é suficiente para explicar a redução de 33% na mobilidade. Levando a contribuição de  $M_s$  em consideração, pode-se calcular que o coeficiente  $\beta$  da amostra "as cast "sofre um acréscimo de aproximadamente 65% quando a temperatura cai para 77K.

Como foi visto no modelo teórico apresentado na seção **2.1.3**, o coeficiente  $\beta$  possui três contribuições principais: as correntes parasitas induzidas na amostra ("eddy currents"),  $\beta_e$ ; a relaxação de spin,  $\beta_r$ ; e além destas duas contribuições, de acordo com Varga et al.[22] a contribuição relativa à relaxação estrutural não deve ser desprezada em microfios amorfos de base Fe. As contribuições de  $\beta_e$  e de  $\beta_r$ , que são as contribuições tradicionalmente consideradas mais significativas ([21]) não seriam capazes de provocar a variação de 33% na mobilidade. Como já foi visto na seção **2.1.3**, as expressões para  $\beta_e$  e  $\beta_r$  são as seguintes:

$$\beta_e = \frac{2a}{9\rho(T)} \left(\frac{16\pi M_s(T)}{c}\right)^2 \tag{5.2}$$

$$\beta_r = \frac{M_s(T)}{\pi} \left(\frac{K}{A}\right)^{\frac{1}{2}} = \frac{M_s(T)}{\pi} \left(\frac{3\lambda_s\sigma}{2A}\right)^{\frac{1}{2}}$$
(5.3)

onde a é o raio da amostra,  $\rho(T)$  é a sua resistividade,  $M_s(T)$  é a magnetização de saturação, c é a velocidade da luz,  $\lambda_s$  é a magnetostrição,  $\sigma$  é a tensão mecânica e A é a constante de "exchange stiffness".

A expressão para o fator de amortecimento ligado à relaxação estrutural é mais complexa, e sua dependência com a temperatura pode ser vista em:

$$\beta_s \propto \tau \langle (e_{eff})^2 \rangle \left(\frac{c_0}{kT}\right) G(T,t)$$
 (5.4)

onde  $\tau$  é o tempo de relaxação do defeito,  $\langle (e_{eff})^2 \rangle$  é a média do quadrado da energia de interação efetiva entre a parede e o defeito,  $c_0$  é a densidade de defeitos móveis e G(T, t) é a função de relaxação. O tempo de relaxação  $\tau$  segue uma lei de Arrhenius:

$$\tau = \tau_0 exp(Q/kT) \tag{5.5}$$

onde Q é a energia de ativação dos defeitos móveis, e kT é a sua energia térmica.

Substituindo os valores de  $M_S$  nas expressões acima e estimando as contribuições dos processos de relaxação de spin e correntes parasitas, a variação na mobilidade seria da ordem de 5%, enquanto que se adicionássemos a contribuição relativa ao processo de relaxação estrutural, a variação ficaria da ordem de 60%. É importante perceber que apesar de esta estimativa da variação da mobilidade com a temperatura estar muito maior que a variação observada experimentalmente, ela se mostra mais coerente quando comparada com a estimativa da variação causada somente pelas contribuições de correntes parasitas ( $\beta_e$ ) e de relaxação de spin ( $\beta_r$ ), de acordo com a qual a mobilidade sofreria uma redução da ordem de 5% nesta faixa de temperatura. Pode-se dizer portanto que a baixas temperaturas o processo de amortecimento por relaxação estrutural se torna mais dominante em amostras "as cast". Isto é esperado devido à dependência com  $T^{-1}$  de  $\beta_s$ , considerando G(T,t) constante nesta aproximação. Além disso, o tempo de relaxação  $\tau$  segue uma lei de Arrhenius (5.5), o que mostra que a baixas temperaturas o temp ode relaxação  $\tau$  aumenta, o que aumentaria a contribuição da relaxação estrutural a baixas temperaturas. A variação de  $\sigma$  com a temperatura não foi levada em consideração nesta estimativa. No entanto, esta contribuição é importantíssima, pois como foi discutido brevemente na seção 5.1, a variação de temperatura modifica a distribuição de tensões internas devido aos diferentes coeficientes de dilatação térmica do metal e da camada de vidro. Mas infelizmente não há como se calcular esta variação do termo  $\sigma$  com a temperatura, por isso ele foi considerado constante nas estimativas acima.

Já nas amostras tratadas termicamente nas condições descritas no início deste capítulo esta contribuição se torna insignificante. Isto pode se dever ao fato que o tratamento térmico provoca a redução de tensões internas, e induz rearranjos estruturais de forma a minimizar a energia livre da amostra (sem no entanto cristalizála). Isto pode reduzir a densidade de defeitos móveis, e portanto reduzir o termo de amortecimento por relaxação estrutural. Além disso, menos tensão interna significa uma redução no fator  $\sigma$  em 5.3, ocasionando a redução da contribuição de relaxação de spin à constante de amortecimento. Também significa menos pinning de origem magnetoelástica, o que aumentaria a mobilidade da parede, como foi observado

Também é interessante o fato de se observar valores negativos para o campo crítico  $H_0$ . Este fato está ligado à presença de domínios de fechamento nas extremidades das amostras. Normalmente, a reversão da magnetização ocorreria através da nucleação de um domínio reverso e sua subseqüente propagação através da amostra (mecanismo de nucleação-propagação). Neste caso, o campo magnético necessário para causar a nucleação do domínio reverso (campo de nucleação) seria maior que o campo de propagação de sua parede. Mas em microfios amorfos, a situação é diferente, e domínios reversos nucleiam espontaneamente durante a formação da estrutura de fechamento, o que ocorre até para valores negativos do campo magnético necessário para a nucleação. Além disso, a extrapolação da reta também permite que se obtenha velocidades diferentes de 0 para campos nulos, o que mostra que a parede pode se mover até na ausência de campo aplicado. Algumas medidas deste tipo foram realizadas (ver o final da seção 4.2.2), iniciando-se o movimento da parede através de um curto pulso de campo em uma das extremidades da amostra. Os resultados porém não foram conclusivos, sendo necessária a realização de mais medidas deste gênero.

Além destes dados, foram obtidas também as amplitudes e as larguras dos picos. Estas informações, apesar de não consistirem na parte principal das medidas, fornecem-nos detalhes importantes sobre a dinâmica e as características das paredes de domínios nas amostras. A amplitude do pico está diretamente relacionada variação do fluxo magnético através da bobina pela Lei de Faraday-Lenz:

$$e = -\frac{4\pi^2 N r^2}{c} \frac{dM}{dt} \tag{5.6}$$

onde N é o número de espiras da bobina sensora, r é o raio do fio e c é a velocidade da luz. Nesta equação foi levado em consideração que  $\phi = BA = (H + 4\pi M)A$ , e que o campo H é constante durante a propagação da parede. A área deste pico nos dá a variação da magnetização da amostra ( $\Delta M$ ). Este princípio é aplicado, por exemplo, em sistemas de medição de curvas de histerese neste tipo de amostra, onde utiliza-se um fluxímetro para medir esta voltagem induzida e integrá-la no tempo, obtendo-se  $\Delta M$  em função do campo H aplicado. É importante lembrar que em microfios deste tipo, a relação comprimento/diâmetro é da ordem de 4x10<sup>3</sup>, o que torna o fator desmagnetizante desprezível, e portanto pode-se considerar o campo efetivo sobre a amostra igual ao campo aplicado.

No modelo de parede planar adotado por Vazquez et al. ([22],[26]), a derivada temporal da magnetização é dada pela seguinte expressão:

$$\frac{dM}{dt} = \frac{8V_w M_r}{\pi L_w} \sqrt{1 - \left(1 - \frac{2V_w}{L_w}t\right)^2}$$
(5.7)

onde  $V_w$  é a velocidade da parede,  $L_w$  é o seu comprimento e  $M_r$  é a magnetização remanente. Pode-se ver que de acordo com este modelo, a derivada temporal da magnetização é proporcional à velocidade da parede de domínio, portanto a amplitude do pico também será proporcional a esta grandeza. Nas figuras 5.15, 5.16 e 5.17 pode-se ver que realmente há uma relação linear com boa aproximação entre amplitude e velocidade.

Assim como a amplitude do pico induzido está relacionada à velocidade da parede de domínio, a largura deste pico está relacionada ao comprimento dela. De acordo



Figura 5.15: Relação entre amplitude do sinal induzido nas bobinas sensoras  $\mathbf{A} \in \mathbf{B}$  e respectivas velocidades da parede de domínio na amostra "as cast".



Figura 5.16: Relação entre amplitude do sinal induzido nas bobinas sensoras  $\mathbf{A} \in \mathbf{B}$  e respectivas velocidades da parede de domínio na amostra tratada termicamente).



Figura 5.17: Relação entre amplitude do sinal induzido nas bobinas sensoras  $\mathbf{A} \in \mathbf{B}$  e respectivas velocidades da parede de domínio na amostra "as cast" a 77K.

com O'Handley [21], este comprimento pode ser calculado de maneira simples através da seguinte relação:

$$L_w = \Delta t.v \tag{5.8}$$

onde  $L_w$  é o comprimento da parede, v é a sua velocidade e  $\Delta t$  é a largura do pico induzido. Este método somente é válido para paredes mais longas que as bobinas sensoras, pois se a parede for mais curta, a largura do pico induzido corresponderá à passagem da parede por toda a sua extensão, enquanto que se ela for mais longa que a bobina sensora, será induzido um pico cuja largura será proporcional ao comprimento da parede passante. Nas figuras 5.18, 5.19 e 5.20 pode-se ver a dependência com o campo magnético deste comprimento na amostra "as cast" (temp. ambiente e 77K) e na tratada, medidas em duas das bobinas sensoras (**A**,**B**). Estes dados foram tomados simultaneamente aos dados utilizados para a determinação da velocidade das paredes acima, e através deles será possível determinar se a largura dos picos realmente reflete a largura da parede.

Levando-se em consideração que as bobinas sensoras possuem comprimentos da ordem de 2 mm, os resultados confirmam que as paredes são mais compridas que isto. Se as paredes fossem mais curtas, seriam obtidos comprimentos com valores muito próximos a 2mm, o que não foi observado. Pode-se ver que há uma dependência do comprimento da parede com a intensidade do campo magnético aplicado, e seria impreciso dizer neste caso que o comprimento é constante. Em trabalhos com fios amorfos ([21],[26]) o comprimento da parede foi determinado desta forma, porém em [21] a pequena variação com o campo foi ignorada, enquanto que em [26] sua dependência com o campo magnético aplicado não foi investigada. É importante ter em mente que as amostras utilizadas nestes dois trabalhos foram diferentes: em [26] foram utilizados fios de Fe<sub>77.5</sub>Si<sub>7.5</sub>B<sub>15</sub>, enquanto que em [21] foram utilizados fios amorfos de Fe<sub>76</sub>P<sub>12</sub>C<sub>7</sub>Cr<sub>4.5</sub>B<sub>0.5</sub>. E em ambos os casos as amostras possuíam



Figura 5.18: Comprimento das paredes de domínio em um microfio "as cast". As duas curvas correspondem a dados das bobinas sensoras  $\mathbf{A} \in \mathbf{B}$ .



Figura 5.19: Comprimento das paredes de domínio em um microfio tratado termicamente. As duas curvas correspondem a dados das bobinas sensoras  $\mathbf{A} \in \mathbf{B}$ .



Figura 5.20: Comprimento das paredes de domínio em um microfio as cast a 77K. As duas curvas correspondem a dados das bobinas sensoras  $\mathbf{A} \in \mathbf{B}$ .

diâmetros pelo menos 1 ordem de grandeza acima do diâmetro das nossas amostras, ou seja, não eram microfios e sim fios amorfos.

#### 5.3 Ruído Barkhausen nas pontas dos microfios

Os resultados obtidos através do pequeno experimento descrito na seção **4.3** podem ser vistos abaixo, na figura 5.21.

Pode-se perceber a presença de um grande número de saltos na magnetização da amostra quando a bobina sensora é posicionada próxima à sua extremidade. Estes saltos na magnetização são relacionados aos picos observados nas curvas  $d\phi/dt \ge t$ da figura 5.21 através de uma integral, de acordo com 5.6. À medida que deslocamos a bobina sensora para mais longe da extremidade, o sinal vai se tornando menos ruidoso, sempre com a presença de um pico maior (principal), até que se observa finalmente um único pico principal, correspondendo ao movimento de uma única parede de domínio livre da estrutura de domínios de fechamento (grande salto Barkhausen, característico da biestabilidade magnética). Deve-se lembrar que durante o movimento ao longo do microfio, a parede também interage com potenciais e defeitos que podem provocar descontinuidades em seu movimento, porém para os valores de campo magnético aplicados, estas interações não são intensas o suficiente para provocar grandes descontinuidades em seu movimento. No entanto, este fenômeno pode causar o aparecimento de microestrutura nos picos, o que de fato foi observado em algumas medidas. Um exemplo pode ser visto na figura 5.22.

É importante salientar que estamos considerando somente a estrutura dentro do domínio axial, paralelo ao eixo da amostra, desconsiderando efeitos provocados por paredes presentes na estrutura radial de domínios ("casca"). Integrando-se os sinais acima para obter a variação da magnetização correspondente aos picos de  $d\phi/dt$ podemos ter uma idéia mais clara do fenômeno o que pode ser visto na figura 5.23.



Figura 5.21: Ruído Barkhausen medido em diferentes posições relativas a uma extremidade da amostra.



Figura 5.22: pico de  $d\phi/dt$  com microestrutura, como comentado no texto acima.



Figura 5.23: Integral do sinal Barkhausen medido na ponta, e a 2, 4, 5 e 6 mm de distância dela.

Levando em consideração que o ruído Barkhausen observado está diretamente relacionado com a estrutura complexa de domínios de fechamento, podemos estimar o comprimento desta estrutura observando a partir de qual distância o sinal medido passou a apresentar um só pico. Nossa melhor estimativa estaria entre 4 e 5 mm, pois a partir de 5 mm só se observa um pico, e até 4 mm ainda se observam picos secundários, de amplitude bem menor que o principal, sendo que em 4 mm pode-se ver que este pico apresenta uma microestrutura, ao contrário do que acontece em 5 e 6 mm. Uma maior resolução não foi possível devido ao comprimento da bobina sensora utilizada, como foi discutido na seção **4.3** sobre a construção deste sistema de medidas.

# Capítulo 6

### Conclusões e perspectivas

Como pode ser visto, o problema da dinâmica de paredes de domínios em microfios ferromagnéticos amorfos é bastante abrangente e rico tanto do ponto de vista da Física básica, quanto da Física aplicada.

Foi determinado que a reversão da magnetização em microfios ferromagnéticos amorfos de base Fe ocorre através de um grande salto Barkhausen, com uma parede de domínio se propagando de uma extremidade a outra do fio. Isto vale para baixos campos aplicados, pois acima de certos valores pode haver mais de uma parede no fio, resultado do destravamento e propagação de paredes das duas extremidades do fio. Deve ser tomado o devido cuidado durante a realização do experimento para evitar que paredes se propaguem ao mesmo tempo das duas extremidades da amostra. Ao contrário do que ocorre em alguns sistemas cristalinos, nos microfios amorfos estudados a reversão da magnetização não ocorre através de um mecanismo de nucleação-propagação, mas através do destravamento ("depinning") e subseqüente propagação de uma parede de um dos domínios de fechamento existentes nas extremidades da amostra.

Foi determinado também que a estrutura de domínios de fechamento, fundamental para a descrição dos processos de reversão de magnetização destes microfios, se extende de 4 a 5 mm para o interior deles, o que limitaria o comprimento mínimo para se observar a biestabilidade magnética nestas amostras em valores em torno de 8 mm.

Uma série de propriedades deste sistema foram investigadas, como a mobilidade

das paredes enquanto se propagam a diferentes temperaturas e em amostras com diferentes distribuições de tensões internas. Como foi visto, a mobilidade está diretamente ligada ao coeficiente de amortecimento viscoso para uma parede, e medindo-se aquela pode-se obter diretamente este. Foi determinado que em microfios tratados termicamente sob as condições descritas na seção 5.1 a mobilidade sofre uma diminuição da ordem de 7% em relação a amostras "as cast" medidas sob as mesmas condições (direção do campo aplicado, configuração amostra-bobina e dados das mesmas bobinas sensoras), enquanto que na amostra "as cast" medida a 77K, a diminuição deste parâmetro foi da ordem de 33%. Também foi determinado que para a amostra tratada termicamente a mobilidade passa a depender fracamente da temperatura da amostra durante a medida, ao contrário do que ocorre na amostra "as cast ". Esta variação na amostra tratada foi da ordem de +6%. Estas mudanças estão relacionadas aos diferentes mecanismos de amortecimento presentes nestes materiais, além é claro do papel essencial exercido pelas tensões internas presentes nestas amostras em seu processo de magnetização. O fato de os valores de campo crítico obtidos a partir da extrapolação da reta  $v \ge H$  serem negativos pode ser compreendido da seguinte maneira: no modelo tradicional de nucleação - propagação, é necessário aplicar um campo magnético intenso o suficiente para provocar a nucleação de um domínio reverso. Após a nucleação, o campo necessário para causar a propagação da parede deve ser menor, pois não é necessário vencer a barreira de potencial de nucleação. Nos microfios amorfos estudados, não é necessário provocar a nucleação de domínios reversos, pois estes já estão presentes na estrutura de fechamento nas extremidades do microfio. Eles nucleiam espontaneamente para valores negativos de campo durante a formação desta estrutura de domínios de fechamento.

Há uma série de medidas que ainda podem ser feitas nestas amostras, e que certamente produzirão resultados bem interessantes. Primeiramente, a determinação de x(t) (posição em função do tempo) e v(t) para uma parede se movimentando sem campo magnético aplicado, como mencionado no fim da seção **4.2.2**, poderia levar a uma medida indireta da massa efetiva desta parede, ou a uma outra maneira de se determinar a influência do coeficiente  $\beta$  no movimento de uma parede de domínio em um microfio amorfo.

Medidas de velocidade de paredes de domínio a baixas temperaturas, por outro lado, poderiam demonstrar a influência do tunelamento da parede através de obstáculos, como foi feito por Riehemann e Nembach nas referências [33],[34]. É importante salientar que estas medidas foram feitas em monocristais de ligas base níquel. Analises da dinâmica das paredes de domínio em microfios amorfos a baixa temperatura não foram jamais feitas até o presente momento. Medidas de magnetoresistência, tanto longitudinal quanto transversal, poderiam levar a outros resultados interessantes relacionados a resistividade de uma parede de domínio ([35],[36],[37]), além de possivelmente ser uma outra maneira de investigar a contribuição do tunelamento ao movimento de paredes de domínio em ferromagnetos, como pode ser visto em trabalhos de K. Hong e N. Giordano ([38] [39]). Todas as medidas feitas nestas referencias foram feitas em amostras diferentes das nossas. Nos trabalhos de Riehemann e Nembach, as medidas de velocidade foram realizadas em amostras do tipo "picture frame" de ligas cristalinas de base níquel, enquanto que as amostras utilizadas pelo grupo de Giordano eram nanofios de níquel ( $\approx 200 \text{\AA}$  de largura) fabricados por deposição de vapor em um substrato de vidro. Neste caso, as medidas feitas foram de magnetoresistência. Não foram encontrados na literatura trabalhos envolvendo medidas de magnetoresistência ou velocidade de paredes de domínio em microfios amorfos de base Fe a baixas temperaturas (< 4K).

Outro trabalho muito interessante seria realizar tratamentos térmicos sistemáticos, e determinar a dependência da mobilidade da parede com o tempo e temperatura de tratamento. Isto seria fundamental para aprofundar o atual conhecimento sobre a estrutura destas amostras e sobre os processos de relaxação estrutural e de relaxação de spin, tão importantes para a dinâmica das paredes, como foi determinado. Evidentemente isto dependeria de realizar a medida de velocidade de parede de domínio em função da temperatura, numa ampla faixa (4, 2 - 300 K, por exemplo), o que envolveria a construção de um porta-amostra específico para este fim e sua adaptação a algum criostato disponível no Laboratório de Baixas Temperaturas. Finalmente, a automatização da tomada de dados seria fundamental para a eficiência deste experimento. Além disso as medidas de magnetoresistência longitudinal e transversal permitiriam atacar o problema de outro ângulo, o que é sempre proveitoso.

# Bibliografia

- M. García del Muro, R. Zquiak, and X. Batlle. The effect of quenching rate on the nanocrystallization of amorphous fe-cu-nb-si-b. J. Magn. Magn. Mater., 171:315, 1997.
- [2] M. Vázquez. Soft magnetic wires. *Physica B*, 299:302, 2001.
- [3] K. J. Sixtus and L. Tonks. Propagation of large barkhausen discontinuities. *Phys. Rev.*, 37:930, 1931.
- [4] Antonio Hernando Grande. Nuevos Materiales: Los Vidrios Metálicos. EU-DEMA UNIVERSIDAD, 1987.
- [5] João Paulo Sinnecker. Processos de Magnetização e Dinâmica de Domínios em Ligas Ferromagnéticas Amorfas. PhD thesis, Instituto de Física "Gleb Wataghin" – UNICAMP, 1995.
- [6] João Paulo Sinnecker. Estudo da permeabilidade inicial em ligas amorfas de magnetostrição aproximadamente zero. Master's thesis, Instituto de Física "Gleb Wataghin" – UNICAMP, 1992.
- [7] J.F. Löffler, S. Bossuyt, S.C. Glade, and W.L. Johnson. Crystallization of bulk amorphous zr-ti(nb)-cu-ni-al. *Appl. Phys. Lett.*, 77:525, 2000.
- [8] W.L. Johnson. Bulk glass-forming metallic alloys: Science and technology. Mat. Res. Bull., 24:42, 1999.

- [9] V.S. Larin, A.V. Torcunov, A. Zhukov, J. González, M. Vazquez, and L. Panina. Preparation and properties of glass-coated microwires. J. Magn. Magn. Mater., 249:39, 2002.
- [10] M. Vázquez and A. P. Zhukov. Magnetic properties of glass-coated amorphous and nanocrystalline microwires. J. Magn. Magn. Mater., 160:223, 1996.
- [11] Rafael Piccin. Interações magnéticas dipolares entre fios e microfios magnéticos. Master's thesis, Instituto de Física "Gleb Wataghin" – UNICAMP, 2004.
- [12] H. Chiriac and T. A. Óvári. Amorphous glass-covered magnetic wires: Preparation, properties, applications. *Prog. Mat. Sci.*, 40:333, 1996.
- [13] J.P. Sinnecker, E.H.C.P. Sinnecker, A. Zhukov, J.M. Garcia-Benytez, M.J.G. Prieto, and M. Vazquez. Giant magneto-impedance in glass covered microwires. *JOURNAL DE PHYSIQUE IV*, 8:225, 1998.
- [14] Horia Chiriac and Tibor-Adrian Óvári. Giant magnetoimpedance effect in soft magnetic wire families. *IEEE Trans. Magn.*, 38(5):3057, 2002.
- [15] Del Atkinson, Dan A. Allwood, Gang Xiong, Michael D. Cooke, Colm C. Faulkner, and Russell P. Cowburn. Magnetic domain-wall dynamics in a submicrometre ferromagnetic structure. *Nature Materials*, 2:85, 2003.
- [16] B. D. Cullity. Introduction to Magnetic Materials. Addison-Wesley Publishing Company, 1972.
- [17] Sushin Chikazumi and Stanley Charap. Physics of Magnetism. Krieger Publishing Company, 1964.
- [18] R. Varga, K. L. García, M. Vázquez, A. Zhukov, and P. Vojtanik. Switchingfield distribution in amorphous magnetic bistable microwires. *Phys. Rev. B*, 70:024402, 2004.
- [19] R. Varga, K. L. Garcia, A. Zhukov, M. Vazquez, and P. Vojtanik. Temperature dependence of the switching field and its distribution function in fe-based bistable microwires. *Appl. Phys. Lett.*, 83:2620, 2003.

- [20] R. P. del Real, C. Prados, D.-X. Chen, A. Hernando, and M. Vazquez. Eddy current damping of planar domain wall in bistable amorphous wires. *Appl. Phys. Lett.*, 63:3518, 1993.
- [21] Robert C. O'Handley. Domain wall kinetics in soft ferromagnetic metallic glasses. J. Appl. Phys., 46:4996, 1975.
- [22] R. Varga, K. L. Garcia, M. Vázquez, and P. Vojtanik. Single-domain wall propagation and damping mechanism during magnetic switching of bistable amorphous microwires. *Phys. Rev. Lett.*, 94:017201, 2005.
- [23] H. Chiriac, T.A. Óvári, and Gh. Pop. Internal stress distribution in glasscovered amorphous magnetic wires. *Phys. Rev. B*, 52:10104, 1995.
- [24] R. Sato Turtelli, J. P. Sinnecker, R. Grössinger, and M. Vázquez. Stress dependence of the magnetization process in amorphous wires and ribbons. J. Appl. Phys., 78:2590, 1995.
- [25] M. Vázquez and A. Hernando. A soft magnetic wire for sensor applications. J. Phys. D: Appl. Phys., 29:939, 1996.
- [26] D.-X. Chen, N. M. Dempsey, M. Vázquez, and A. Hernando. Propagating domain wall shape and dynamics in iron-rich amorphous wires. *IEEE Trans. Magn.*, 31(1):781, 1995.
- [27] A. Zhukov. Domain wall propagation in a fe-rich glass-coated amorphous microwire. Appl. Phys. Lett., 78:3106, 2001.
- [28] Maria Neagu, Horia Chiriac, Evangelos Hristoforou, Iulian Darie, and Franco Vinai. Domain wall propagation in fe-rich glass covered amorphous wires. J. Magn. Magn. Mater., 226:1516, 2001.
- [29] Paul Horowitz and Winfield Hill. The Art of Electronics. Second edition.
- [30] C. Gomez-Polo, M. Vazquez, and D.-X. Chen. Directionally alternating domain wall propagation in bistable amorphous wires. *Appl. Phys. Lett.*, 62:108, 1993.

- [31] L. Santi, A.D.C. Viegas, A.M.H. de Andrade, R. L. Sommer, R. Grössinger, and R. Sato Turtelli. Barkhausen noise measurements in finemet type materials. J. Magn. Magn. Mater., 226.
- [32] L. C. Sampaio, E. H. C. P. Sinnecker, G. R. C. Cernicchiaro, M. Knobel, M. Vázquez, and J. Velázquez. Magnetic microwires as macrospins in a long range dipole-dipole interaction. *Phys. Rev. B*, 61:8976, 2000.
- [33] Werner Riehemann and Eckhard Nembach. Tunneling of domain walls in ferromagnetic materials. J. Appl. Phys., 55:1081, 1984.
- [34] Werner Riehemann and Eckhard Nembach. Tunneling and zero point vibrations of 180°-domain walls in ferromagnetic materials. J. Appl. Phys., 57:476, 1985.
- [35] G. G. Cabrera and L. M. Falicov. Theory of residual resistivity of bloch walls .1. paramagnetic effects. *Phys. Stat. Solidi B*, 61:539, 1974.
- [36] Y. Lyanda-Geller, I. L. Aleiner, and P. M. Goldbart. Domain walls and conductivity of mesoscopic ferromagnets. *Phys. Rev. Lett.*, 81:3215, 1998.
- [37] G. Tatara and H. Fukuyama. Resistivity due to a domain wall in ferromagnetic metal. *Phys. Rev. Lett.*, 78:3773, 1997.
- [38] K. Hong and N. Giordano. Evidence for domain wall tunneling in a quasi-one dimensional ferromagnet. J. Phys.: Condens. Matter, 8:L301, 1996.
- [39] K. Hong and N. Giordano. New effects in ferromagnetic nanostructures. J. Magn. Magn. Mater., 151:396, 1995.

# Livros Grátis

(<u>http://www.livrosgratis.com.br</u>)

Milhares de Livros para Download:

Baixar livros de Administração Baixar livros de Agronomia Baixar livros de Arquitetura Baixar livros de Artes Baixar livros de Astronomia Baixar livros de Biologia Geral Baixar livros de Ciência da Computação Baixar livros de Ciência da Informação Baixar livros de Ciência Política Baixar livros de Ciências da Saúde Baixar livros de Comunicação Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE Baixar livros de Defesa civil Baixar livros de Direito Baixar livros de Direitos humanos Baixar livros de Economia Baixar livros de Economia Doméstica Baixar livros de Educação Baixar livros de Educação - Trânsito Baixar livros de Educação Física Baixar livros de Engenharia Aeroespacial Baixar livros de Farmácia Baixar livros de Filosofia Baixar livros de Física Baixar livros de Geociências Baixar livros de Geografia Baixar livros de História Baixar livros de Línguas

Baixar livros de Literatura Baixar livros de Literatura de Cordel Baixar livros de Literatura Infantil Baixar livros de Matemática Baixar livros de Medicina Baixar livros de Medicina Veterinária Baixar livros de Meio Ambiente Baixar livros de Meteorologia Baixar Monografias e TCC Baixar livros Multidisciplinar Baixar livros de Música Baixar livros de Psicologia Baixar livros de Química Baixar livros de Saúde Coletiva Baixar livros de Servico Social Baixar livros de Sociologia Baixar livros de Teologia Baixar livros de Trabalho Baixar livros de Turismo