



Universidade Federal de Santa Maria
Centro de Ciências Naturais e Exatas
Programa de Pós-Graduação em Física

Dinâmica de paredes de domínios sob o efeito de correntes elétricas[†]

TESE DE DOUTORADO

Fábio Beck

Santa Maria, RS, Brasil

2013

[†]Trabalho parcialmente financiado pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq - processo - 142839/2009-4), Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) e pela Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado do Rio Grande do Sul (FAPERGS).

Dinâmica de paredes de domínios sob o efeito de correntes elétricas

por

Fábio Beck

Tese de Doutorado apresentada ao Curso de Doutorado do Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Santa Maria como requisito parcial para obtenção do grau de **Doutor em Física**

Orientador: Prof. Dr. Marcos Carara

Santa Maria, RS, Brasil

2013

Ficha catalográfica elaborada através do Programa de Geração Automática da Biblioteca Central da UFSM, com os dados fornecidos pelo(a) autor(a).

Beck, Fábio
Dinâmica de paredes de domínios sob o efeito de correntes elétricas / Fábio Beck.-2013.
103 f.; 30cm

Orientador: Marcos André Carara
Tese (doutorado) - Universidade Federal de Santa Maria, Centro de Ciências Naturais e Exatas, Programa de Pós-Graduação em Física, RS, 2013

1. Microfios magnéticos 2. Dinâmica de paredes de domínio 3. Anisotropias magnéticas I. André Carara, Marcos II. Título.

©2013

Todos os direitos reservados a Fábio Beck.

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

Endereço: Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos, Departamento de Física, Centro de Ciências Naturais e Exatas, Universidade Federal de Santa Maria, Faixa de Camobi, km 9, Santa Maria, RS, CEP 97105-900.

Telefone: +55(55)3220-8618, +55(55)9177-9463

E-mail: fabiobeckster@gmail.com

Universidade Federal de Santa Maria
Centro de Ciências Naturais e Exatas
Programa de Pós-Graduação em Física

A Comissão Examinadora, abaixo, aprova a Tese de Doutorado:

**Dinâmica de paredes de domínios sob o efeito de correntes
elétricas**

elaborada por

Fábio Beck

como requisito parcial para a obtenção do título de
DOUTOR EM FÍSICA

COMISSÃO EXAMINADORA:

Prof. Dr. Marcos André Carara - Orientador, UFSM

Prof. Dr. João Edgar Schmidt, UFRGS

Prof. Dr. Felipe Bohn, UFRN

Prof. Dr. Luiz Fernando Schelp, UFSM

Prof. Dr. Eleonir João Calegari, UFSM

Santa Maria, 28 novembro de 2013.

A minha mãe Dilce, Vanuza Paz e meu irmão Daniel Beck.

Agradecimentos

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

Começo agradecendo a Deus, por não me deixar sozinho em nenhum momento;

A minha mãe e meu irmão que sempre me ajudaram, este trabalho também é de vocês;

Agradeço ao Professor Marcos Carara por ter aceito me orientar, pelas importantíssimas discussões, ensinamentos, pela paciência, apoio e oportunidade de poder trabalhar com ele neste projeto;

Ao Prof. H. Chiriac, do National Institute of RD for Technical Physics, Iasi, por ter cedido gentilmente as amostras para realização deste trabalho.

Ao Professores Schelp, Lúcio, Alexandre, Antonio Marcos, Aguinaldo, pela amizade, pelas conversas e ensinamentos;

A funcionara da coordenação da Pós-graduação: Saionara;

Ao Professor Felipe Bohn, por ter me dado uma baita ajuda com os programas de aquisições e análises de dados;

Aos meus amigos Rafael C. Gomes, Thiago Mori, Josué Rigue e Kelly D. Sossmeier;

A todos colegas e amigos que estão ou passaram pelo LMMM: João, Claudiosir, Matheus, Marcio, Callegari, Rafael Della Pace, Dieivase, Paloma, Luiz (Uruguaiana), Adolfo (Jaguari), Luciane e Paula.

Aos meus familiares Ênio, Iara, Daniel, Evandro e Karen .

Por fim, porém mais especial do que nunca, a minha esposa Vanuza Paz por ter muita paciência comigo e pela ajuda.

“Vale um copo de suco do RU.”

Fábio Beck.

Resumo

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

Dinâmica de paredes de domínios sob o efeito de correntes elétricas

AUTOR: FÁBIO BECK
ORIENTADOR: MARCOS CARARA
Data e Local: Santa Maria, 28 de Novembro de 2013

Nesse trabalho, foi medida a velocidade de paredes de domínios em regime de baixos campos e estudada a dinâmica dessas paredes em microfios amorfos recobertos por vidros com magnetostricção positiva tratados via efeito Joule. Tais microfios são conhecidos por apresentar biestabilidade magnética quando axialmente magnetizados. A fim avaliar a dinâmica de uma única parede de domínio sob diferentes condições, corrente elétrica DC foi aplicada simultaneamente a tensões mecânicas e campo magnético externo. Foi verificado que quando uma tensão mecânica externa é aplicada, a mobilidade da parede de domínio diminui. Já quando a corrente foi aplicada na amostra, um aumento ou decréscimo da mobilidade axial da parede foi observado, dependendo do sentido da corrente aplicada. Quando foi tratado da velocidade ortogonal da parede de domínio, não foi observada influência da corrente. Por outro lado, foi verificado uma modificação no comprimento da parede de domínios. Além disto, foi observado uma mudança na forma da parede de domínio, passando de um formato cônico para parabólico. Os resultados são explicados em termos da mudança na energia magnética promovida pelo campo de Oersted, gerado pela corrente aplicada, que por sua vez modifica o comprimento e a forma da parede de domínio sem que a velocidade ortogonal da parede de domínio seja alterada pela corrente aplicada.

Palavras-chave: microfios magnéticos, dinâmica de paredes de domínio, anisotropias magnéticas.

Abstract

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

Effect of electric current on domain wall dynamics

AUTHOR: FÁBIO BECK
ADVISOR: MARCOS CARARA
Local and Date : Santa Maria, november, 28th, 2013

In this work, we have measured the domain wall velocity in the low field regime and studied the domain wall dynamics in Joule-annealed amorphous glass-covered microwires with positive magnetostriction. Such microwires are known to present magnetic bi-stability when axially magnetized. In order to measure of the single domain wall dynamics under different conditions, an electrical current was applied to the wire simultaneously to the mechanical stress and driving magnetic field. We have observed that the applied stress decreases the domain wall mobility. When the dc current is applied to the sample, an increase or a decrease is observed on the axial domain wall mobility, depending on the current direction. When we have treated the orthogonal motion of the domain wall, the current influence is not detected. On the other hand, it was verified a modification on the domain wall length. It was also observed a change in the domain wall shape from conical to parabolic one. These results are explained in terms of the change in the magnetic energy promoted by the additional Oersted field which, by its time, modifies the length and shape of the conical domain wall, in such a way that the orthogonal domain wall velocity is not changed by the applied current.

Keywords: magnetics microwires, domain wall dynamics, magnetics anisotropy.

Lista de Figuras

1.1	Estrutura de domínios dos MARV com magnetostricção positiva, onde r_0 e r_b correspondem ao raio da parte metálica e raio do núcleo axialmente magnetizado, respectivamente [9].	14
1.2	Alguns modelos sugeridos para a forma da parede de domínio. Em (a) parede do tipo transversal, (b) parede do tipo cônica, (c) parede do tipo parabólica e (d) parede do tipo vortex.	15
2.1	Vista esquemática de um MARV com as dimensões típicas indicadas.	18
2.2	Desenho esquemático da técnica de fabricação do microfios pelo Método de Taylor-Ulitovisky [27].	19
2.3	Imagens obtidas por microscopia óptica no LaPISC-UFSM. (a) Microfio com capa de vidro e (b) microfio com núcleo exposto.	20
3.1	Dimensões de um elipsóide prolato [29].	23
3.2	Energia magnetostática de um material magnetizado logo após a retirada do campo externo [29].	24
3.3	Ordenamento de domínios desde um estado desmagnetizado $H = 0$, até a saturação $H > 0$. Neste caso $\lambda > 0$	25
3.4	Esquema representativo da aplicação de tensão σ fora da direção da magnetização de saturação M_s [29].	26
3.5	Esquema representativo da direção da magnetização sob efeito de tensões externas (setas vermelhas). Em (b) $\lambda_s > 0$ e em (c) $\lambda_s < 0$	26
3.6	Curva de magnetização normalizada típica de um MARV com magnetostricção positiva. Curva gentilmente cedida por Rafael Cabreira Gomes.	27
3.7	Campo de anisotropia H_k . (a) curvas de MxH para diferentes intensidades de tensão mecânica e (b) valores de H_k em função da tensão aplicada. Curva gentilmente cedida por Rafael Cabreira Gomes.	27
3.8	Parede de domínio de 180° ; δ_0 corresponde a largura da parede.	28
3.9	Paredes de domínios de (a) 180° e (b) 90° [37].	29

3.10	Rotação da magnetização através de paredes de domínios tipo (a) Néel e (b) Bloch [37].	29
3.11	Estrutura de uma parede de domínio de 180° tipo Bloch [28].	30
3.12	Variação da direção da magnetização através de uma parede de domínio de 180° . A linha tracejada define a largura da parede [28].	32
3.13	Distribuição das tensões armazenadas na parte metálica devido a solidificação e a diferença entre os coeficientes de expansão térmica vidro-metal. σ_{rr} (○), $\sigma_{\theta\theta}$ (△), σ_{zz} (□) [38].	34
3.14	Estrutura de domínios dos MARV com magnetostricção positiva, onde r_0 e r_b correspondem ao raio da parte metálica e raio do núcleo axialmente magnetizado, respectivamente [9].	35
3.15	Mudança progressiva do domínio de fechamento a uma distancia de 1 cm da extremidade do fio de 10 cm de comprimento. Em (a) tem-se $H = 0$ e pode-se observar o domínio de fechamento. Em (b) e (c), onde $H < 5$ A/m, pode-se observar o aumento progressivo do domínio de fechamento. Em (d), onde $H > 5$ A/m, observa-se que ocorreu a inversão magnetização. Figura adaptada da referência [42].	36
3.16	Forma da parede obtida pela integração do pulso de voltagem assumindo que a parede possui simetria cilíndrica. L_w corresponde ao comprimento da parede. Figura adaptada da referência [43].	37
3.17	Diagrama esquemático de um microfio amorfo coberto por vidro: a é o raio do núcleo metálico e b é o raio total do microfio (metal + vidro).	38
3.18	Distribuição das temperaturas no equilíbrio térmico, após 15 s, para a seção transversal do microfio estudado [40].	40
3.19	Distribuição das temperaturas no equilíbrio térmico para a seção transversal do microfio estudado nesta tese. Em (a) corrente de 7 mA e em (b) corrente de 25 mA.	40
3.20	Evolução temporal da temperatura no centro do MARV.	41
4.1	Flutuações aleatórias do potencial interno E de uma única parede de domínio em função da sua posição x no microfio. Figura adaptada da referência [52].	44
4.2	Potencial, associado à parede de domínio de fechamento, que surge do <i>pinning</i> magnetoelástico e do <i>pinning</i> na escala atômica. Figura adaptada da referência [53].	44
4.3	Dependência da energia livre do domínio de fechamento sob ação de campo magnético externo $H_1 < H_2 < H_3$ na parede de domínio na posição position x . As setas apontam para os mínimos locais que aparecem. Figura adaptada da referência [53].	45

4.4	Correntes induzidas i_{ec} (<i>eddy currents</i>) na superfície de uma PD.	46
4.5	Velocidades axial v e normal v_n da parede de domínio durante a propagação e L_w corresponde ao comprimento da parede [58]. A região entre r_b e r_0	47
4.6	Simulação feita utilizando $x=y$ para parede cônica.	50
4.7	Dependência da velocidade da parede de domínio v em função do campo magnético H para um microfio amorfo recoberto por vidro $Fe_{77,5}Si_{7,5}B_{15}$ [62].	53
4.8	Deslocamento do ciclo de histerese biestável na presença de corrente elétrica dc. Figura adaptada da referência [16]	55
4.9	Curvas de magnetização para fio de $Fe_{77,5}Si_{7,5}B_{15}$ sob tensão de 37 MPa, sem corrente (1), 20,2 mA (2), 60 mA (3), 100 mA (4) e 120 mA (5). Figura adaptada da referência [17].	56
4.10	Configuração da parede de domínio no núcleo interno do microfio amorfo.	56
4.11	Curvas de magnetização longitudinal, em microfios amorfos de $Fe_{72,5}Si_{12,5}B_{15}$, em (a), e $Co_{72,5}Si_{12,5}B_{15}$, em (b), em função do campo e correntes DC aplicadas. Figura adaptada da referência [18].	57
4.12	Correlação entre a curvatura e posições relativa dos sinais MOKE e Sixtus-Tonks para amostra de $Fe_{72,5}Si_{7,5}B_{15}$. Figura adaptada da referência [14].	58
5.1	Sistema experimental; (A) gerador de funções, (B) fonte de tensão, (C) circuito <i>Time-shift</i> , (D) filtros passa-baixas, (E) bobina de aprisionamento, (F) bobinas sensoras, (G) computador, (H) bobina primária, (I) amostra e (J) fonte de corrente DC.	60
5.2	Curva campo e $d\phi/dt$ em função do tempo.	62
5.3	Sistema experimental para aquisição das curvas de magnetização.	64
6.1	Típica curva de velocidade em função do campo mostrando dois tipos de regime: adiabático e viscoso.	67
6.2	Expoente crítico ζ em função da tensão mecânica aplicada.	68
6.3	Campo crítico H'_0 em função da tensão mecânica aplicada.	69
6.4	Curva de magnetização típica de um MARV com magnetostricção positiva. Curva gentilmente cedida por Rafael Cabreira Gomes.	70
6.5	Campo de anisotropia H_k . Em (a) temos os valores de H_k e em (b) temos H_k em função da tensão. Curva gentilmente cedida por Rafael Cabreira Gomes.	70

6.6	Magnetostricção de saturação para as amostras <i>S1</i> e <i>S1Ann</i> mostrando que os valores de λ_s são aproximadamente iguais para ambas amostras acima de 50 MPa.	71
6.7	Magnetostricção de saturação para as amostras <i>S2</i> e <i>S2Ann</i> mostrando que λ_s para <i>S2Ann</i> é maior que para <i>S2</i> acima de 50 MPa.	71
6.8	Mobilidade em função da tensão aplicada.	72
6.9	Amortecimento efetivo em função das tensões aplicadas. A linha azul representa o ajuste feito através da expressão 4.31.	73
6.10	Termo de amortecimento efetivo subtraído do termo de relaxação de <i>spin</i>	74
6.11	Velocidade axial da parede de domínio, para diferentes intensidades de corrente elétrica aplicada e tensão mecânica de 280 MPa, em função do campo magnético aplicado. Note que a mobilidade da parede de domínio é alterada para diferentes valores de correntes dc aplicadas.	75
6.12	Velocidade normal da parede de domínio em função do campo aplicado para diferentes valores de corrente dc.	76
6.13	Curvas de Magnetização normalizadas para diferentes valores de correntes dc aplicadas e tensão de 280 MPa.	77
6.14	Comprimento da parede de domínio em função do campo magnético aplicado para diferentes tensões (a) 280 MPa e (b) 400 MPa.	78
6.15	Comprimento da PD em função de correntes elétricas e tensões mecânicas aplicadas. Os símbolos representam os dados experimentais e as linhas sólidas os ajustes feitos utilizando a expressão 6.5.	79
6.16	Ajuste, em vermelho, da velocidade ortogonal da parede de domínio sem corrente utilizando a expressão $v_n = S_n(H - H_0)^\zeta$. Tensão mecânica de 280 MPa.	81
6.17	Expoente crítico em função σ_{ext}	82
6.18	Amortecimento normal da parede sem corrente.	83
6.19	Simulação forma da parede.	84

Sumário

1	Introdução	14
2	Materiais Amorfos	17
2.1	Microfios amorfos	17
2.1.1	Técnica de fabricação dos MARV	18
3	Energias Livre Magnética e Domínios magnéticos	21
3.1	Energia de troca	21
3.2	Energia Magnetostática	23
3.3	Energia Magnetoelástica	25
3.4	Domínios magnéticos	28
3.5	Domínios Magnéticos em MARV	33
3.6	Tratamentos Térmicos em MARV	38
4	Dinâmica de Paredes de Domínios em MARV	42
4.1	Regime viscoso	42
4.1.1	Campo crítico de propagação H_0	43
4.1.2	Parâmetro de amortecimento β	45
4.2	Regime adiabático do movimento da parede de domínio	53
4.3	Efeito da corrente elétrica dc sobre a dinâmica	54
5	Aparato Experimental	60
5.1	Sistema de medidas de velocidades	60

5.2	Tratamento térmico	65
6	Resultados e Discussão	66
6.1	Parte 1	66
6.2	Parte 2	74
7	Conclusão e Perspectivas	86
	Referências Bibliográficas	88

1 Introdução

A Física da dinâmica de paredes de domínios é, atualmente, aplicada em dispositivos spintrônicos modernos, tanto no armazenamento (memórias tipo *race-track*) como para transporte (circuitos lógicos) de informações gravadas magneticamente [1, 2, 3]. Geralmente, a propagação da parede de domínio nesses dispositivos é forçada ou por uma corrente elétrica ou por um campo magnético [4].

Microfios amorfos recobertos por vidro são uma importante ferramenta no estudo da dinâmica de paredes de domínios [5], em especial aqueles com magnetostricção positiva. No processo de fabricação desses microfios, há a indução de tensões no material devido não somente ao processo de resfriamento e extração, mas também à diferença entre os coeficientes de expansão térmica do vidro e da liga metálica [6]. Essas tensões armazenadas acabam influenciando diretamente na estrutura de domínios desses microfios. Estes materiais apresentam uma estrutura magnética composta por um núcleo magnetizado axialmente envolto por uma camada externa cujos domínios estão orientados radialmente [7]. Além disso, domínios de fechamento

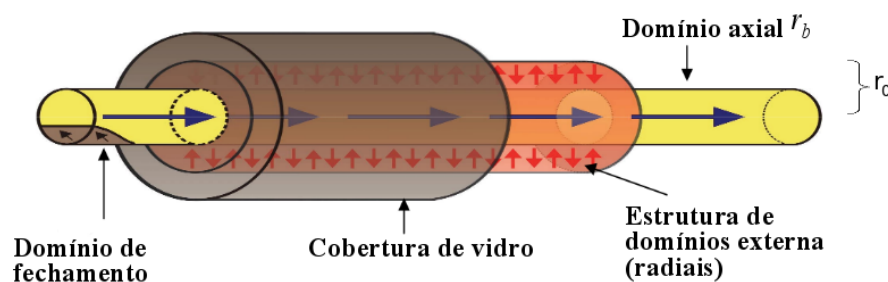


Figura 1.1: Estrutura de domínios dos MARV com magnetostricção positiva, onde r_0 e r_b correspondem ao raio da parte metálica e raio do núcleo axialmente magnetizado, respectivamente [9].

surgem nas extremidades da amostra minimizando a energia magnetostática [8]. Devido a essa estrutura de domínio que esses microfios, com magnetostricção positiva, apresentam o comportamento biestável, ou seja, o processo de reversão da magnetização se dá através da propagação

de apenas uma parede de domínio, associada ao domínio de fechamento, conforme figura 1.1. Essa parede de domínio, associada ao domínio de fechamento, é o objeto do nosso estudo.

Podem ser encontrados na literatura trabalhos que estudam não só a dinâmica da parede de domínio, mas também a forma dessa parede de domínio ao se propagar pelo microfio. Paredes do tipo transversal [10], transversal flexíveis [11, 12], cônica [13, 14] e do tipo vortex [9] são alguns dos exemplos sugeridos para a forma das paredes que ocorrem no núcleo axialmente magnetizado desses microfios.

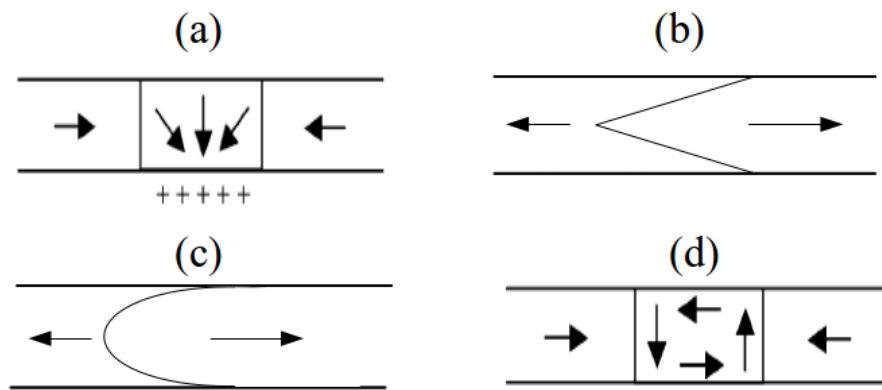


Figura 1.2: Alguns modelos sugeridos para a forma da parede de domínio. Em (a) parede do tipo transversal, (b) parede do tipo cônica, (c) parede do tipo parabólica e (d) parede do tipo vortex.

Assim que um campo magnético é aplicado longitudinalmente à amostra, uma parede de domínio propaga-se por toda extensão da mesma, interagindo com eventuais centros de aprisionamento. Muitos trabalhos tem mostrado que a velocidade da parede é proporcional ao campo magnético aplicado e que alguns parâmetros tais como, mobilidade, campo crítico de propagação podem ser alterados, por exemplo, através de aplicações tensões mecânicas [15].

A aplicação de corrente elétrica em fios amorfos teve seu início em trabalhos como o de Costa et al. [16], em que foi verificado o deslocamento lateral da curva de histerese. Wun-fogle et al. [17] também contribuíram para os estudos, pois perceberam que uma corrente elétrica poderia suprimir os grandes saltos Barkhausen e atribuíram tal efeito a uma assimetria entre o campo circunferencial H_ϕ , gerado pela corrente aplicada, e a anisotropia efetiva da amostra. Panina e colaboradores [18] estudaram deslocamento das curvas de magnetização sob efeito de corrente elétrica considerando o modelo de parede de domínio do tipo cônica e perceberam que o deslocamento da curva de histerese estaria associado ao aparecimento de uma anisotropia helicoidal.

Embora diversos trabalhos relevantes tratando da dinâmica de paredes de domínios em mi-

crofios possam ser encontrados na literatura, o completo entendimento da influência de tensões mecânicas e correntes elétricas sobre o movimento da parede de domínio ainda está em aberto. Sendo assim, o objetivo deste trabalho é estudar a dinâmica de paredes de domínios em microfios amorfos recobertos por vidro, com magnetostricção positiva, sob efeito de correntes elétricas e tensões mecânicas aplicadas. Em especial, estudaremos a dependência tanto da velocidade axial quanto a velocidade normal da parede de domínio em função da corrente elétrica dc e tensões mecânicas aplicadas. Além disso, mostraremos qual a influência das tensões aplicadas e correntes elétricas sobre o comprimento e forma da parede de domínio. Com base nesse estudo, propomos um formato para a parede de domínio, parede do tipo cônica, e avaliamos sua evolução com a aplicação de corrente elétrica dc.

Nosso estudo foi realizado em sistemas mais simples, microfios, e os resultados poderão ajudar não só para física básica, mas também no entendimento de sistemas mais complexos como, por exemplo, dispositivos spintrônicos modernos tanto para armazenamento (memórias race-track) como para transporte (dispositivos lógicos) de informações e também no mercado de transformadores, em que os processos de dissipação de energia são mais pronunciados. Nesse sentido, os microfios mostraram-se como uma boa ferramenta para o estudo da dinâmica de parede domínios.

Este trabalho está dividido da seguinte forma: no capítulo dois é dada uma visão geral dos materiais amorfos e uma breve história da origem e métodos de preparação dos microfios amorfos.

O capítulo três é dedicado às energias de anisotropias associadas aos microfios magnéticos, que contribuem para a formação da estruturas dos domínios magnéticos. É feita também uma revisão sobre o tratamento térmico por aquecimento, efeito Joule, e de como as temperaturas se distribuem na amostra.

No capítulo quatro, é feita uma revisão sobre a dinâmica das paredes de domínios em microfios amorfos recobertos por vidro, abordando dois regimes de velocidades, o viscoso e o adiabático. Assim como são fornecidas descrições dos modelos para o amortecimento das paredes de domínios.

O quinto capítulo traz uma descrição do sistema experimental desenvolvido para medir a velocidade da parede de domínio, em função do campo, sob efeito de tensões mecânicas e correntes elétricas aplicadas à amostra.

No sexto capítulo, são apresentados os resultados e a discussão do trabalho.

Por fim, são apresentadas a conclusão do trabalho e perspectivas.

2 Materiais Amorfos

Materiais magnéticos amorfos têm um lugar importante entre os materiais metálicos devido a suas propriedades magnéticas peculiares. Entende-se por amorfo um material que não possui uma estrutura cristalina ou ordenamento atômico de longo alcance. Os materiais amorfos apresentam uma desordem estrutural e sua principal característica magnética é a ausência da anisotropia magnetocristalina. No entanto, podem existir fações do material que apresentam ordem de curto alcance, semelhante à de um material cristalino e esse ordenamento local explica o seu comportamento magnético [19]. O interesse científico por esses materiais é devido, principalmente, às suas propriedades magnéticas macias, ou seja, alta permeabilidade, baixa coercividade e também baixas perdas de energia por histerese. As aplicações desses materiais em dispositivos como etiquetas magnéticas e canetas magnetoelásticas, são baseadas nas seguintes características:

- **Ausência de anisotropia cristalina:** essa característica está relacionada à desordem estrutural e dá origem à alta permeabilidade magnética e pequeno campo coercivo.
- **Alta resistividade elétrica:** nesses materiais a resistividade é maior do que em um material cristalino, reduzindo as perdas por correntes de Foucault ou *eddy-currents*.
- **Fácil preparação de ligas:** pode-se preparar ligas de diferentes materiais com composições tais que a magnetostricção pode ser positiva, negativa ou aproximadamente nula.
- **Ausência de fronteira de grãos:** reduz o ruído magnético.
- **Dureza e rigidez mecânicas elevadas:** aumenta a resistência ao desgaste por usinagem.

2.1 Microfios amorfos

A idéia original da preparação de fios foi apresentada por Taylor em 1924 [20], quando ele produzia uma variedade de fios metálicos cristalinos, incluindo Fe, Cu, Al, Ag e Sn. Os fios amorfos convencionais (FAC), obtidos pelo método *in-rotating water quenching*, tem seus

diâmetros entre 80 e 160 μm e apresentam propriedades físicas magnéticas específicas e muitas aplicações em dispositivos sensores magnéticos [21, 22]. Microfios amorfos recobertos por vidro (MARV), com diâmetro do núcleo metálico entre 10 e 20 μm , foram produzidos por *glass-coated melt spinning* pela primeira vez em 1974 por Weisner e Schneider [23]. Esses fios são obtidos com diâmetros muito pequenos se comparados com os fios obtidos pela técnica *in-rotating water quenching* [24].

A presença da cobertura de vidro no microfio oferece graus de liberdade tais que suas propriedades magnéticas podem ser controladas. Com o aperfeiçoamento das técnicas de produção, hoje já é possível obter MARV com diâmetro do núcleo metálico variando entre 2 e 50 μm e a espessura da cobertura de vidro variando entre 2 e 15 μm [24]. A figura 2.1 mostra uma visão esquemática de um microfio, juntamente com suas dimensões típicas.

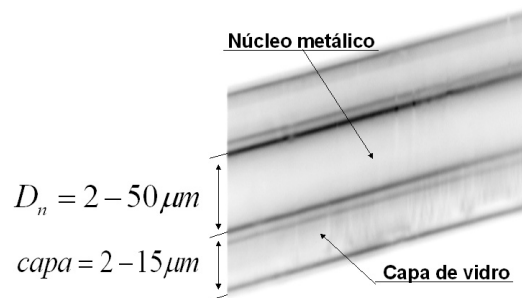


Figura 2.1: Vista esquemática de um MARV com as dimensões típicas indicadas.

Atualmente, existem vários institutos de pesquisas produzindo e estudando as propriedades magnéticas dos MARV como, por exemplo, National Institute of Research and Development for Technical Physics (Iasi, Romênia) e Institute of Applied Magnetism (Madrid, Espanha),[5]. Nesses institutos, em geral são realizados estudos do processo de reversão da magnetização, particularmente em microfios com uma única parede de domínio que separam domínios orientados em sentidos opostos ao longo do eixo do fio. Essa peculiaridade leva a chamada bi-estabilidade. Além disso, também realizam estudos em altas frequências e magnetoimpedância, cuja aplicação é particularmente interessante em sensores de vários dispositivos e, mais recentemente, dispositivos inteligentes.

2.1.1 Técnica de fabricação dos MARV

A produção de microfios amorfos recobertos por vidro é feita utilizando-se o método chamado *glass-coated melt spinning*. A ideia básica desse método foi inicialmente proposta por Taylor [20], razão pela qual este é conhecido por Método de Taylor. O método foi aperfeiço-

ado por Ulitovski e Vagner em 1961 [23] e vem, desde então, sendo chamado de Método de Taylor-Ulitovski.

Uma representação do método está ilustrada na figura 2.2 abaixo. No alto da figura 2.2, há

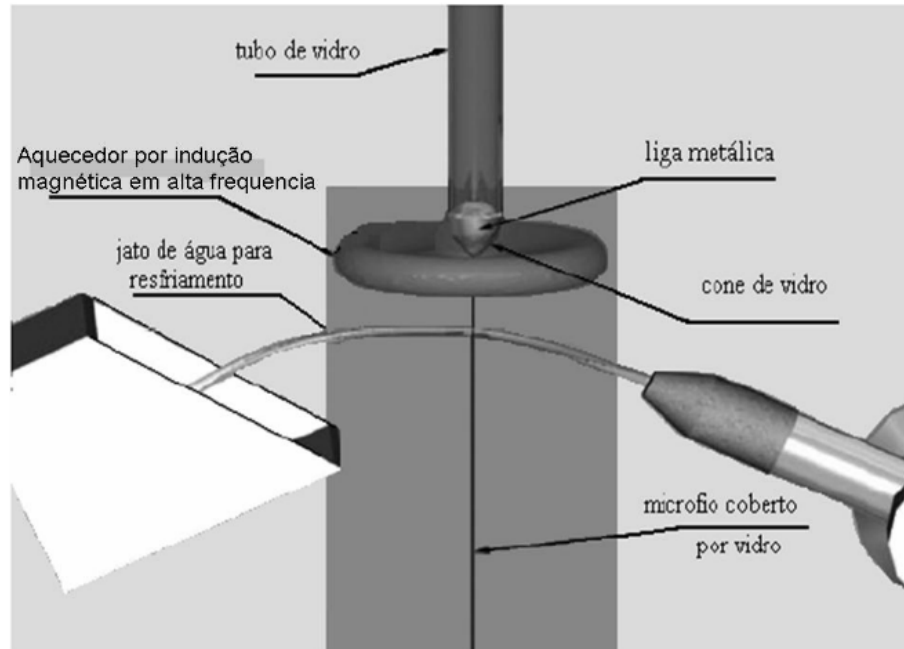


Figura 2.2: Desenho esquemático da técnica de fabricação do microfios pelo Método de Taylor-Ulitovisky [27].

um tubo de vidro com a liga metálica em seu interior. Logo abaixo, há aquecedor por indução, onde um campo magnético de alta intensidade e frequência funde quase simultaneamente o tubo de vidro e a liga. Conforme o fio é extraído, através de um sistema mecânico, um jato de água resfria-o ainda na fase amorfa. É importante mencionar que o interior do tubo de vidro está em uma atmosfera inerte a fim de evitar que haja oxidação da liga metálica. O diâmetro do núcleo metálico depende principalmente da velocidade com que ele é extraído e a espessura do vidro depende principalmente da velocidade de deslocamento do tubo [23]. O último tem sua espessura aumentada com o aumento da velocidade, enquanto que o diâmetro da liga metálica é diminuído com o aumento da velocidade. As dimensões do núcleo metálico e do revestimento de vidro são tão importantes para suas propriedades quanto a composição química dos mesmos.

Algumas características tais como temperatura de fusão da liga, viscosidade da liga, tensão superficial da liga, reações químicas entre a liga, o vidro e o ar determinam as características finais do microfio. Propriedades do vidro tais como a temperatura de fusão e a dependência da viscosidade com a temperatura também influenciam nas características do microfio.

Levando-se em consideração as interações entre o vidro e o metal, o coeficiente de expansão térmica do vidro deve ser ligeiramente menor ou igual ao da liga, pois pode ocorrer, durante

o resfriamento, o rompimento do fio devido ao aumento de tensões internas. A viscosidade do vidro também deve ser pequena, visto que se o metal tiver se solidificado e o vidro ainda estiver se expandindo, pode também acarretar o rompimento do fio. Essas restrições limitam as possíveis composições do vidro. No geral usa-se vidro pirex tipo borosilicatos, conhecidos como pires.

Pode-se obter com esse método microfios com diâmetros variando entre 2 e 50 μm para o núcleo metálico e de 2 a 15 μm de espessura para o revestimento de vidro e, mais recentemente, estão sendo produzidas amostras com diâmetros do núcleo metálico submicrométricos [25]. O estado amorfo do fio metálico é, em geral, verificado fazendo-se a análise da difração de raios-X das amostras.

Na figura 2.3 imagens do MARV são apresentadas. Pode-se verificar claramente o fio envolto pela capa de vidro em (a) e uma região onde o vidro foi removido, expondo o núcleo metálico em (b).

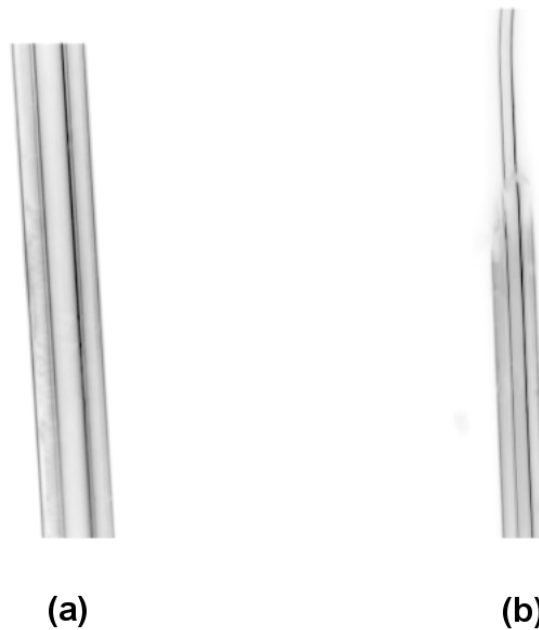


Figura 2.3: Imagens obtidas por microscopia óptica no LaPISC-UFSM. (a) Microfio com capa de vidro e (b) microfio com núcleo exposto.

3 Energias Livre Magnética e Domínios magnéticos

Anisotropia magnética pode ser entendida como a dependência da direção da magnetização espontânea em função da energia interna armazenada em um material [28]. Isso significa que as propriedades magnéticas dependem da direção em que elas são medidas [29]. A anisotropia magnética depende da forma do material, da estrutura cristalina e de interações magnetoelásticas, entre outros. A cada tipo de anisotropia associa-se uma energia de anisotropia. A soma das diferentes energias de anisotropia é a energia livre magnética do material. O conhecimento das energias de anisotropias é importante para a compreensão das propriedades dos materiais magnéticos.

3.1 Energia de troca

O conceito de domínios magnéticos, sugerido com o propósito de entender os fatos experimentais associados ao ferromagnetismo, foi sugerido ainda no início no século XIX, quando pesquisadores começaram a imaginar que os materiais magnéticos consistiam de ímãs elementares da mesma forma como a matéria consiste de átomos e moléculas. A hipótese de Ampère de correntes moleculares elementares é um exemplo bem conhecido desta teoria [30]. O conceito de ímãs elementares explica dois fatos experimentais: a impossibilidade de isolar os pólos norte e sul magnéticos e o fenômeno da saturação magnética em que todos os ímãs elementares estariam orientados na mesma direção [31]. Apesar desta hipótese, nenhum progresso foi feito para entender o comportamento magnético até 1905, quando Langevin desenvolveu a teoria do paramagnetismo utilizando métodos estatísticos. Na teoria clássica do magnetismo, considera-se o *spin* como um vetor, de módulo fixo, que pode ser orientado pelo campo magnético. Langevin mostrou que os ímãs moleculares independentes, em temperatura ambiente, apresentam fraco comportamento magnético e concluiu que o magnetismo “forte” observado em alguns materiais era devido a algum tipo de interação entre estes ímãs. Apenas dois anos depois Weiss sugeriu

a idéia de um campo molecular ou campo médio. A ideia desse campo consiste em supor que cada átomo magnético fica sujeito a um campo interno médio criado por todos os outros átomos magnéticos do sistema [32]. O conceito de campo médio foi criado fazendo-se uma analogia à teoria de Van der Waals, de “pressão interna” entre as moléculas de um gás, com o objetivo de modelar o efeito das interações magnéticas. Foi somente em 1928 que Heisenberg mostrou que a natureza deste campo molecular é de origem quântica e identificou-o como o efeito de troca, descrito a seguir.

Um particular par de átomos, situados a uma certa distância um do outro, se atrai devido à força eletrostática, entre os elétrons e prótons, mas também se repele devido à interação entre elétron-elétron e próton-próton. Mas ainda há uma outra força, que só pode ser entendida à luz da Mecânica Quântica, chamada de força de troca, que depende da orientação relativa entre os *spins* dos dois átomos. A força de troca é uma consequência do Princípio de Exclusão de Pauli aplicado aos dois átomos como um todo. Dois elétrons só podem ter a mesma energia se os *spins* forem opostos, ou seja, podem ter as mesmas coordenadas espaciais, mas as coordenadas de spin devem ser diferentes. Se tivermos dois *spins* paralelos, esses elétrons tendem a se afastar. Pode-se considerar o elétron i movendo-se em torno do próton i , e o elétron j movendo-se em torno do próton j . Como são partículas indistinguíveis, pode-se considerar ainda que os elétrons podem trocar de lugar, ou seja, o elétron i movendo-se em torno do próton j e o elétron j em torno do próton i . Essa consideração é uma maneira de introduzir o termo de troca E_j na energia total entre dois átomos. Esse termo está relacionado ao ordenamento magnético e, em última instância, é responsável pelo ferromagnetismo. Se os átomos i e j têm associado um momento de *spin* total \mathbf{S}_i e \mathbf{S}_j , respectivamente, então, a energia associada a esta interação é chamada de energia de troca e é dada por

$$E_{troca} = -2J_{troca}\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j = -2J_{troca}S_iS_j \cos \theta, \quad (3.1)$$

onde J_{troca} é chamada de integral de troca e θ é o ângulo entre os *spins*. Se J_{troca} é positivo, a **ordem é ferromagnética**. Neste caso, a E_{troca} é mínima quando os *spins* estão paralelos e máxima quando antiparalelos. Se J_{troca} for negativo, a **ordem é anti-ferromagnética** e E_{troca} é mínima quando os *spins* estão anti-paralelos [29]. Logo, a energia de troca tende a induzir um alinhamento paralelo ou antiparalelo dos *spins* para minimizar a energia livre magnética.

3.2 Energia Magnetostática

Também conhecida como anisotropia de forma, a energia magnetostática está ligada à geometria do material. Quando uma barra de ferro é magnetizada, pólos livres são induzidos nas extremidades da mesma, dando origem a um campo desmagnetizante \mathbf{H}_d na direção contrária à magnetização \mathbf{M} . Pode-se dizer que o campo desmagnetizante está associado a uma densidade de cargas magnéticas da própria amostra [33], nas extremidades do material, atuando para desmagnetizá-lo. É importante enfatizar que cargas magnéticas não são cargas físicas, mas corresponde a uma ferramenta conveniente para determinar o valor do campo desmagnetizante e da energia magnetostática dos corpos magnetizados.

O \mathbf{H}_d de uma amostra é proporcional à magnetização que o criou e é dado pela seguinte relação

$$\mathbf{H}_d = -N_d \mathbf{M}, \quad (3.2)$$

onde N_d é o fator desmagnetizante que depende principalmente da forma da amostra. N_d pode ser calculado exatamente para um elipsóide de revolução uniformemente magnetizado. Um elipsóide é caracterizado pelos três eixos a , b e c . Para cada eixo associamos um fator desmagnetizante dado por N_i de tal maneira que $N_a + N_b + N_c = 1$, ou seja, N_d varia de 0 a 1 no SI ou de 0 a 4π no cgs [28, 29, 34]. Assim, no caso de uma esfera, $N_d = 1/3$. Por outro lado, para um fio muito longo é conveniente utilizar a geometria de um elipsóide prolato, como ilustrado na figura 3.1 para qual $N_a = N_b$ e N_c é tanto menor quanto maior for c , ou seja, o comprimento do fio. No caso de fios, a razão entre comprimento e raio é que define o quanto a energia magnetostática influenciará na estrutura magnética da amostra.

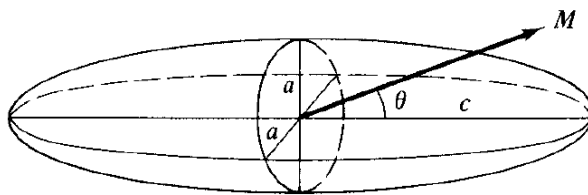


Figura 3.1: Dimensões de um elipsóide prolato [29].

A expressão para a energia magnetostática pode ser escrita por

$$E_{ms} = \frac{\mu_0}{2} \int H_d^2 dv, \quad (3.3)$$

onde dv é um elemento de volume e a integral é realizada sobre toda amostra. O campo desmagnetizante, no volume em questão, pode ser muito difícil de ser avaliado, o que torna a integração

complicada. Alternativamente, a fim de obter uma expressão para E_{ms} associada a uma amostra, pode-se submetê-la a um campo magnético externo e levá-la até um determinado estado magnetizado (como o ilustrado pelo ponto A na figura 3.2). Após o campo magnético ser removido de forma brusca, a magnetização decrescerá devido a ação do campo desmagnetizante H_d (ilustrado pelo ponto C). Comparando a magnetização remanente, assim obtida, com uma curva de histerese completa da amostra, obtemos o valor do H_d na direção medida.

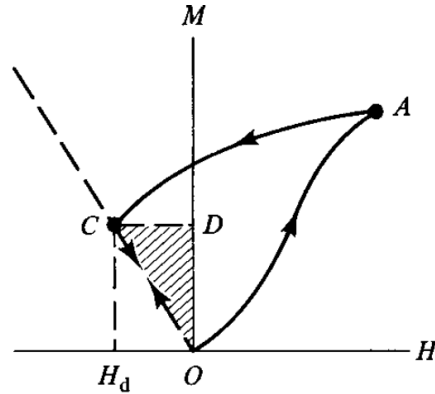


Figura 3.2: Energia magnetostática de um material magnetizado logo após a retirada do campo externo [29].

Na figura 3.2 a inclinação da reta tracejada que passa pelos pontos O e C representa $1/N_d$, onde N_d é o fator desmagnetizante na direção em que o campo foi originalmente aplicado. Então, a energia armazenada na amostra corresponde a área do triângulo ODC . Com isso, pode-se escrever uma expressão mais simples para a energia magnetostática, percebendo que essa energia está representada pela área hachurada na figura 3.2, dada por

$$E_{ms} = \frac{1}{2}H_d M. \quad (3.4)$$

É esta energia E_{ms} que é armazenada na amostra e está associada ao campo desmagnetizante. A expressão 3.4 pode também ser escrita na forma vetorial

$$E_{ms} = -\frac{1}{2}\mathbf{H}_d \cdot \mathbf{M}, \quad (3.5)$$

onde \mathbf{H}_d é antiparalelo à \mathbf{M} . Para o caso de microfios, a minimização da E_{ms} conduz à formação de domínios de fechamento em ambas extremidades da amostra [8, 35, 36].

3.3 Energia Magnetoelástica

Um material magnético quando submetido a um campo magnético pode ter suas dimensões alteradas. Esse efeito foi descoberto por Joule por volta de 1842. A energia associada a esse fenômeno é a Energia Magnetoelástica e sua origem está no acoplamento spin-órbita. A grandeza que quantifica esse fenômeno é a magnetostricção λ , que é a razão entre variação do comprimento ΔL , com aplicação do campo, e o comprimento inicial L da amostra (figura 3.3), ou seja,

$$\lambda \equiv \frac{\Delta L}{L}. \quad (3.6)$$

Quando a amostra é levada ao estado de saturação magnética, via campo magnético externo, a medida de λ recebe o nome de magnetostricção de saturação λ_s . Embora as variações das dimensões dos materiais sejam muito pequenas (com λ_s da ordem de 10^{-6} no caso de materiais amorfos), os valores de λ_s podem ser positivos, negativos e até mesmo aproximadamente zero, dependendo da estequiometria da liga metálica.

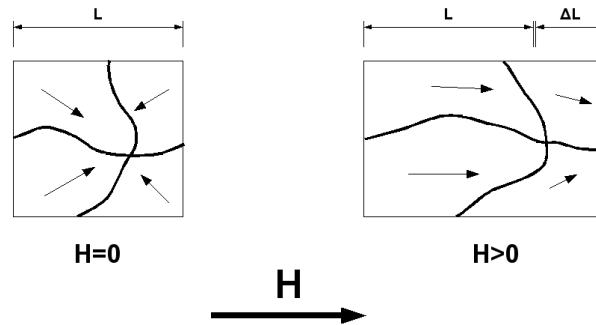


Figura 3.3: Ordenamento de domínios desde um estado desmagnetizado $H = 0$, até a saturação $H > 0$. Neste caso $\lambda > 0$.

Devido à magnetostricção, quando uma tensão mecânica externa σ_{ext} é aplicada ao material, observa-se alterações na anisotropia magnética e, conseqüentemente, na estrutura de domínios do material e, eventualmente, até mesmo propriedades magnéticas como permeabilidade e remanescência.

Uma expressão simples para energia magnetoelástica, relacionando λ_s e σ , pode ser obtida quando a magnetostricção é isotrópica, como ocorre em materiais amorfos [28]. A tensão total σ é dada pela soma das tensões armazenadas durante o processo de fabricação σ_{arm} com as tensões mecânicas externas aplicadas à amostra, $\sigma = \sigma_{arm} + \sigma_{ext}$. Neste caso a Energia Magnetoelástica E_{me} é dada por

$$E_{me} = -\frac{3}{2}\lambda_s\sigma\cos^2\theta, \quad (3.7)$$

onde θ é o ângulo entre os vetores λ_s e σ , conforme mostra a figura 3.4.

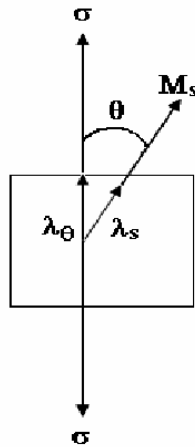


Figura 3.4: Esquema representativo da aplicação de tensão σ fora da direção da magnetização de saturação M_s [29].

A maneira como o material responde à tensão aplicada depende do sinal do produto $\lambda_s \sigma$. Então, como em materiais amorfos o termo associado à energia magnetocristalina pode ser desprezado, a direção da M_s , na ausência de campo, é aquela que minimiza as energias magnetoelástica e magnetostática.

No caso de materiais onde $\lambda_s > 0$, quando submetidos a uma tensão externa, $\sigma > 0$, sua estrutura de domínios é orientada preferencialmente na direção da tensão aplicada, conforme a figura 3.5(b). No caso $\lambda_s < 0$, o material, ao ser submetido a uma tensão externa, terá sua estrutura de domínios orientada preferencialmente na direção perpendicular à direção da tensão aplicada, conforme a figura 3.5(c). De outro modo, a aplicação de tensão externa sobre materiais magnéticos altera a estrutura de domínios podendo até criar novas direções de fácil magnetização.

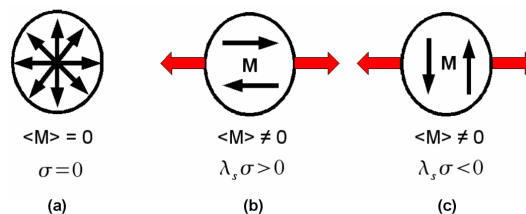


Figura 3.5: Esquema representativo da direção da magnetização sob efeito de tensões externas (setas vermelhas). Em (b) $\lambda_s > 0$ e em (c) $\lambda_s < 0$.

Pode-se avaliar λ_s de um material através de curvas de magnetização. Na figura 6.4 é mostrada uma curva de magnetização quadrada, típica de sistemas que apresentam bi-estabilidade,

como é o caso dos MARV com magnetostricção positiva. Mais especificamente, tem-se inte-

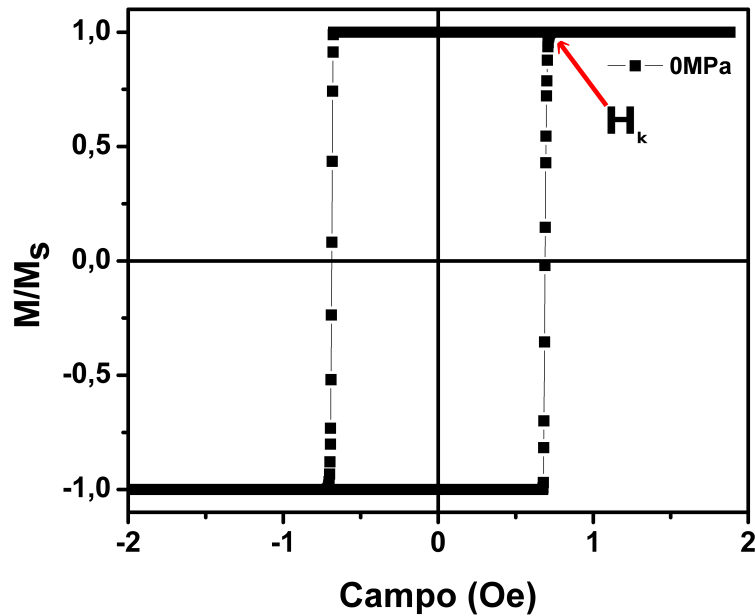


Figura 3.6: Curva de magnetização normalizada típica de um MARV com magnetostricção positiva. Curva gentilmente cedida por Rafael Cabreira Gomes.

resse no campo de anisotropia $H_k = \frac{2K_u}{M_s}$, que corresponde ao valor de campo no qual a magnetização alcança o valor de saturação, veja figura 6.4. Para o caso de materiais amorfos, consi-

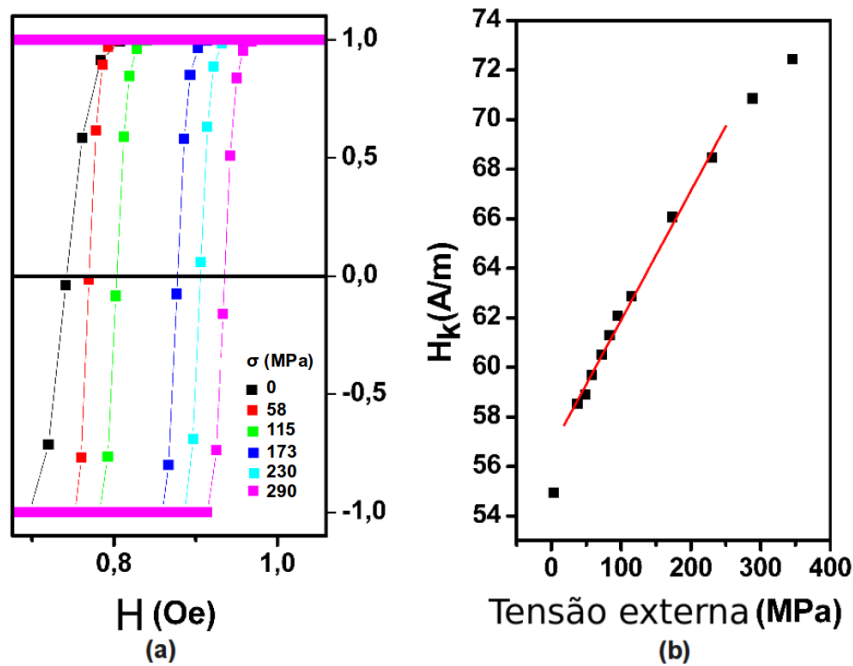


Figura 3.7: Campo de anisotropia H_k . (a) curvas de $M \times H$ para diferentes intensidades de tensão mecânica e (b) valores de H_k em função da tensão aplicada. Curva gentilmente cedida por Rafael Cabreira Gomes.

derando a expressão 3.7, o campo de anisotropia pode ser reescrito como

$$H_k = \frac{3\lambda_s\sigma}{M_s}. \quad (3.8)$$

Sendo assim, para cada valor de tensão, por exemplo, o material apresenta um valor de H_k , como apresentado na veja parte (a) da figura 3.7. Medindo os valores de H_k , pode-se encontrar λ_s da inclinação de uma curva H_k versus σ . Outra informação importante é retirada do coeficiente linear do ajuste feito em H_k versus σ , que fornece σ_{arm} . Todavia, a estimativa de σ_{arm} é feita considerando que o fio está sendo magnetizado ao longo do seu eixo e a única contribuição para o H_k é oriunda da energia magnetoelástica.

3.4 Domínios magnéticos

Em materiais ferromagnéticos, a minimização da energia livre magnética tende a fazer com que a magnetização espontânea do material se distribua em pequenas regiões chamadas de domínios magnéticos (DM). Em cada domínio, os momentos magnéticos estão todos alinhados em uma única direção e a magnetização em cada um é igual a magnetização de saturação M_s . As direções da magnetização de diferentes domínios não precisam ser necessariamente paralelas. Entre dois domínios adjacentes existe uma região de transição, chamada de parede de domínio (PD), na qual os domínios magnéticos afastam-se da orientação de um dos domínios e, gradativamente, aproximam-se da orientação do outro domínio adjacente, como ilustrado na figura 3.8.

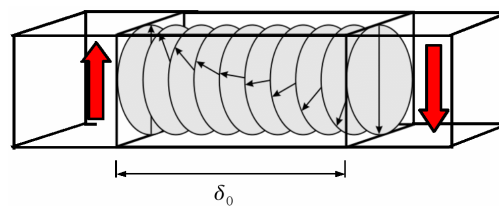


Figura 3.8: Parede de domínio de 180° ; δ_0 corresponde a largura da parede.

As paredes podem ser classificadas quanto ao ângulo entre os vetores \mathbf{M}_s dos domínios adjacentes, sendo os casos mais comuns as de 180° e 90° , como ilustrado na figura 3.9.

As paredes de 180° são separadas em dois casos, dependendo de como os momentos magnéticos giram dentro da parede de domínio, conforme a figura 3.10.

- **Parede de Néel:** caso a rotação da magnetização ocorra no plano perpendicular ao plano da parede.

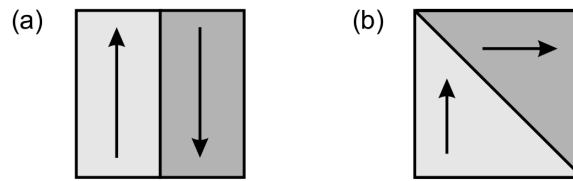


Figura 3.9: Paredes de domínios de (a) 180° e (b) 90° [37].

- **Parede de Bloch:** caso a rotação da magnetização ocorra no plano paralelo ao plano da parede de domínio.

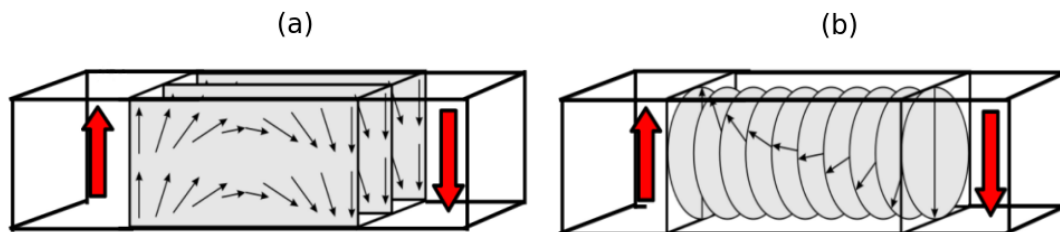


Figura 3.10: Rotação da magnetização através de paredes de domínios tipo (a) Néel e (b) Bloch [37].

Uma parede de domínio resulta da minimização da energia livre magnética. Caso a transição de um domínio magnético para o outro fosse dada por uma transição abrupta, de 180° por exemplo, certamente a energia de troca seria extremamente alta devido aos *spins* adjacentes na parede estarem antiparalelos em uma configuração ferromagnética. Um modelo teórico, proposto por F. Bloch em 1932 (colocar referência !!!!), sugeriu que a energia de troca seria minimizada se a transição fosse feita de uma maneira mais suave, como mostrado na figura 3.11. Desta forma, a parede seria formada por N momentos magnéticos mudando a direção gradualmente, cada um em seu plano e fazendo um ângulo ϕ com o momento magnético adjacente em outro plano, com valor médio de ϕ dado por π/N .

Para estimar a largura e a energia associada à formação de uma parede de domínio, apresenta-se a seguir o desenvolvimento algébrico como descrito na referência [29].

Considera-se a parede razoavelmente larga e utiliza-se um modelo contínuo, ao invés de um modelo de átomos individuais válido para uma parede de domínios formada para um grande número de átomos. Assim, a expressão 3.1 para um par de átomos com mesmo S total fica

$$E_{troca} = -2J_{troca}S^2 \cos \phi_{ij}, \quad (3.9)$$

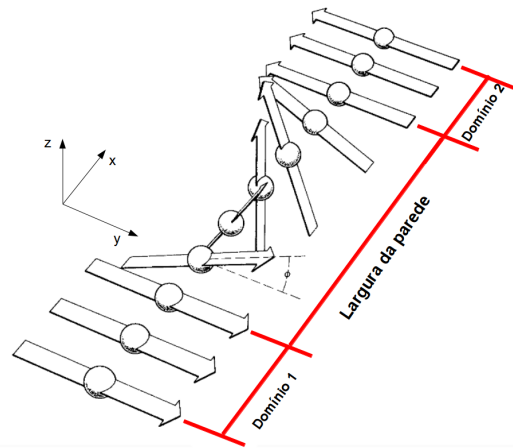


Figura 3.11: Estrutura de uma parede de domínio de 180° tipo Bloch [28].

e, dentro do modelo onde a distribuição dos momentos magnéticos ou *spins* é contínuo

$$E_{troca} = -2A \cos\left(\frac{d\phi}{dx}\right), \quad (3.10)$$

onde $A = \left(\frac{nJS^2}{a}\right)$ é chamada de constante de troca, n corresponde ao número de átomos por célula unitária e a é o parâmetro de rede. O quantidade $\left(\frac{d\phi}{dx}\right)$ representa a taxa com a qual a direção da magnetização é alterada dentro da parede de domínio. Como ϕ é considerado pequeno, pode-se expandir $\cos\left(\frac{d\phi}{dx}\right)$ em uma série de potências desprezando o primeiro termo da expansão, o qual não depende do ângulo ϕ , e os termos de mais alta ordem. Assim, a expressão 3.10 reduz-se a

$$E_{troca} = A \left(\frac{d\phi}{dx}\right)^2. \quad (3.11)$$

Por outro lado, a energia de anisotropia para um caso geral é dado por

$$E_A = g(\phi), \quad (3.12)$$

onde ϕ é medido a partir do eixo de fácil magnetização. Para anisotropias uniaxiais, tem-se que

$$g(\phi) = K_u \sin^2(\phi), \quad (3.13)$$

onde K_u , chamado de anisotropia efetiva, é soma das contribuições de todas as anisotropias como cristalina, magnetostática e magnetoelástica.

Sendo assim, a energia associada à parede de domínio é dada pela soma da energia de troca com as demais contribuições dos termos de anisotropia, integrados sobre toda a parede de

domínio

$$E_{parede} = E_{troca} + E_A = \int_{-\infty}^{\infty} \left[A \left(\frac{d\phi}{dx} \right)^2 + g(\phi) \right] dx. \quad (3.14)$$

Enquanto a energia de troca tende a fazer a parede tão larga quanto possível, a fim de minimizar o ângulo entre momentos magnéticos adjacentes, a energia de anisotropia E_A induz a parede a ficar mais fina, a fim de reduzir o número de momentos magnéticos orientados em direções diferentes da direção de fácil magnetização. A energia de troca realiza um torque sobre os *spins* dado por

$$L_{troca} = \frac{dE_{troca}}{d\phi} = A \frac{\partial(\partial\phi/\partial x)^2}{\partial\phi} = 2A \frac{d^2\phi}{dx^2}. \quad (3.15)$$

As demais energias de anisotropia também exercem um torque, no sentido contrário da energia de troca, sobre a parede de domínio, que é dado por

$$L_A = \frac{\partial E_A}{\partial\phi} = \frac{\partial g(\phi)}{\partial\phi}. \quad (3.16)$$

No equilíbrio, os torques, dados pelas equações 3.15 e 3.16, se igualam de forma que

$$\frac{\partial g(\phi)}{\partial\phi} + 2A \frac{\partial^2\phi}{\partial x^2} = 0. \quad (3.17)$$

Após alguma manipulação algébrica,

$$A \left(\frac{d\phi}{dx} \right)^2 = g(\phi). \quad (3.18)$$

Com esta expressão, é possível encontrar uma relação geral entre a posição x e o ângulo ϕ na parede fazendo-se uma integração simples da expressão acima

$$dx = \sqrt{A} \frac{d\phi}{\sqrt{g(\phi)}}, \quad (3.19)$$

$$x = \sqrt{A} \int \frac{d\phi}{\sqrt{g(\phi)}}. \quad (3.20)$$

Para o caso mais simples, de uma parede de 180° em um material com anisotropia uniaxial, substituindo-se a expressão 3.13 na expressão 3.20 tem-se

$$x = \sqrt{\frac{A}{K_u}} \ln \left(\tan \frac{\phi}{2} \right). \quad (3.21)$$

A expressão acima mostra que a largura da parede de domínio formalmente é infinita, mas pode-se definir uma largura efetiva da parede, onde o valor de $\left(\frac{d\phi}{dx} \right)$ seja constante. Para anisotropia uniaxial, a inclinação $\left(\frac{d\phi}{dx} \right)$ tem um máximo para (A/K_u) no centro da parede, como pode-se

observar na figura 3.12. Assim a largura efetiva da parede é dada por

$$\delta_0 = \pi \sqrt{\frac{A}{K_u}}, \quad (3.22)$$

onde A é a constante de troca e K_u é uma constante de anisotropia.

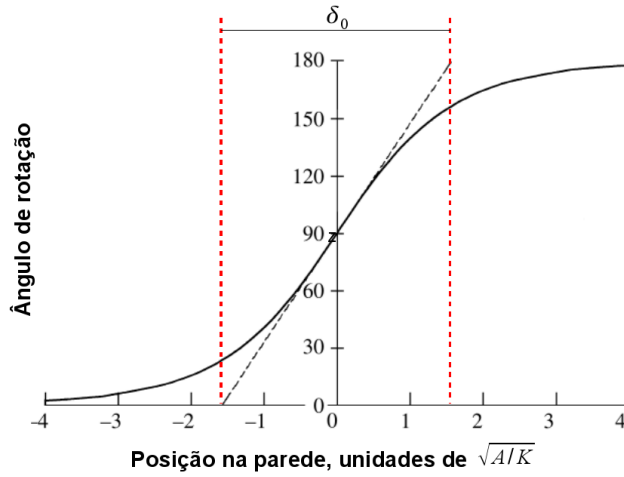


Figura 3.12: Variação da direção da magnetização através de uma parede de domínio de 180° . A linha tracejada define a largura da parede [28].

Utilizando estes resultados, energia da parede pode ser reescrita da seguinte forma

$$E_{parede} = 2 \int_{-\infty}^{\infty} g(\phi) dx. \quad (3.23)$$

Substituindo 3.13 e 3.19 em 3.23 para uma parede de domínio 180° em um meio onde a anisotropia seja uniaxial, tem-se que

$$E_{parede180^\circ} = 2\sqrt{AK_u} \int_0^\pi \sin(\phi) d\phi, \quad (3.24)$$

ou seja, a expressão para energia de uma parede de domínio de 180° reduz-se a

$$E_{180^\circ} = 4\sqrt{AK_u}. \quad (3.25)$$

Como nos MARV, devido ao processo de fabricação, o termo de energia de anisotropia mais importante é o magnetoelástico, tanto a expressão 3.22 quanto 3.25 podem ser escritas em termos de λ_s e σ como

$$\delta_0 = \pi \sqrt{\frac{2A}{3\lambda_s\sigma}}, \quad (3.26)$$

e

$$E_{180^\circ} = 4\sqrt{\frac{3A\lambda_s\sigma}{2}}. \quad (3.27)$$

Destas expressões, pode-se observar que as tensões externas aplicadas ao material podem alterar tanto a largura da parede como a energia associada à mesma.

3.5 Domínios Magnéticos em MARV

O método de preparação dos MARV, descrito no capítulo 2, tem papel muito importante na formação da estrutura magnética [6]. No processo de fabricação, há a indução de tensões no material devido não somente ao processo de resfriamento e extração, mas também à diferença entre os coeficientes de expansão térmica do vidro e da liga metálica.

A fim de determinar como os domínios magnéticos se distribuem na parte metálica, é necessário avaliar como as tensões armazenadas estão distribuídas e qual é a componente dominante ao longo do raio da amostra, pois o eixo de fácil magnetização ou eixo de anisotropia é determinado pelo acoplamento entre a magnetostricção de saturação e a componente da tensão armazenada com maior intensidade. Chiriac et al. [38] avaliaram a distribuição das tensões armazenadas durante o processo de produção em função das dimensões características da amostra considerando que o núcleo metálico consistia de sucessivas cascas concêntricas com volume infinitesimal. Além disso, somente as componentes da diagonal principal, radial σ_{rr} , circumferencial $\sigma_{\theta\theta}$ e axial σ_{zz} , do tensor de tensões armazenadas foram consideradas. A relação entre as componentes das tensões e o raio do fio pode ser visto na figura 3.13.

Da análise da figura 3.13 percebemos três regiões bem distintas:

- **Região 1:** de $r = 0$ até r , onde $\sigma_{zz} = \sigma_{rr}$. Corresponde a maior parte do MARV. Nesta região σ_{zz} , é dominante e positiva.
- **Região 2:** corresponde a uma região muito pequena, onde a componente σ_{rr} é dominante e positiva.
- **Região 3:** corresponde a parte restante do raio do MARV, dominada por altos valores negativos (compressão) de σ_{zz} e $\sigma_{\theta\theta}$.

Em geral, no MARV, as distribuições das tensões armazenadas têm qualitativamente o mesmo comportamento, conforme apresentado na figura 3.13, porém diferem com relação a amplitude das tensões armazenadas, que variam com as dimensões das amostras [39]. Para o caso de manter-se o raio da parte metálica r_0 contante, os valores de tensões armazenadas, na

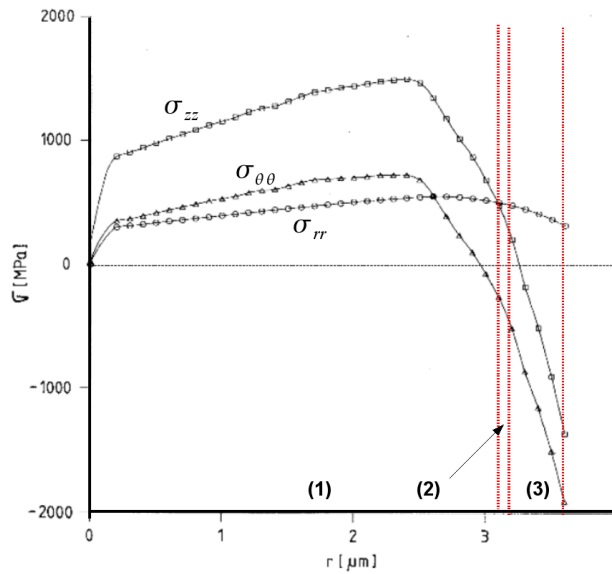


Figura 3.13: Distribuição das tensões armazenadas na parte metálica devido a solidificação e a diferença entre os coeficientes de expansão térmica vidro-metal. σ_{rr} (\circ), $\sigma_{\theta\theta}$ (\triangle), σ_{zz} (\square) [38].

parte metálica, aumentam à medida que a espessura da cobertura de vidro aumenta. Porém, quando a espessura da cobertura de vidro é mantida constante, quanto maior for r_0 , menores são os valores das tensões armazenadas [40]. Dessa forma, convém definir a razão $\rho = r_0/r_t$, onde r_t é o raio total da amostra, a fim de avaliar as tensões armazenadas.

A minimização da energia magnetoelástica favorece as direções nas quais $|\lambda_s \sigma|$ é máximo. Sendo assim, considerando que a amostra estudada tem $\lambda_s > 0$, na região 1, a direção de fácil magnetização estará orientada ao longo do eixo principal da amostra, devido ao fato de σ_{zz} ser maior e positiva. Na região 2, σ_{rr} é maior e positiva e os domínios irão se orientar preferencialmente na direção radial. Já na região 3, duas componentes compressivas, σ_{zz} e $\sigma_{\theta\theta}$, têm valores muito maiores, em módulo, quando comparados com a componente σ_{rr} . Com isso, ocorre a formação de dois eixos duros, um na direção axial e o outro na direção circunferencial, de modo que a magnetização se orientará preferencialmente na direção radial.

Esta análise explica como a estrutura de domínios magnéticos nestes materiais é formada: têm-se duas partes bem distintas, compostas por um grande núcleo axialmente magnetizado envolto por uma fina casca cuja estrutura de domínios está orientada radialmente, como esquematizado na figura 3.14. Além da estrutura discutida acima, há a formação de um domínio de fechamento (DF), em ambas extremidades da amostra, também orientado axialmente, que surge a fim de minimizar da energia magnetostática nas extremidades da amostra [8, 38]. A parede de domínio associada a esse domínio de fechamento possui um comprimento L_w , o qual pode ser alterado aumentando-se a energia associada à PD, dada pela expressão 3.27. Com o aumento da

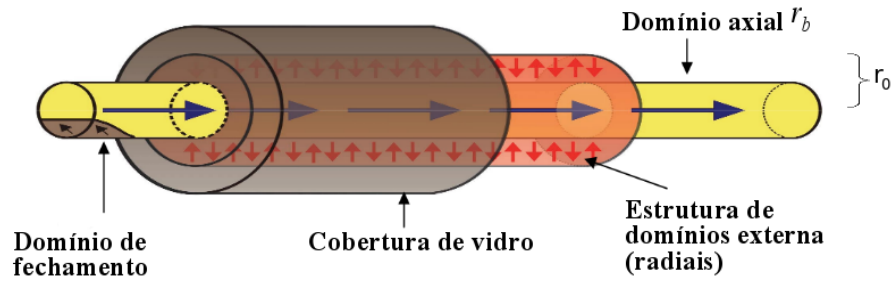


Figura 3.14: Estrutura de domínios dos MARV com magnetostricção positiva, onde r_0 e r_b correspondem ao raio da parte metálica e raio do núcleo axialmente magnetizado, respectivamente [9].

densidade de energia associada à parede há uma diminuição do comprimento da parede, porém, quanto menor for o L_w , maior será a energia magnetostática. O L_w é determinado pelo equilíbrio energético entre a E_{180° e E_{ms} [41]. Sendo assim, pode-se escrever uma expressão para E_w em função do L_w da seguinte forma [41]

$$E_w(L_w) = \gamma_1 E_{180^\circ} L_w + \gamma_2 / L_w, \quad (3.28)$$

onde γ_1 e γ_2 são constantes. A condição de equilíbrio, a qual minimiza E_w e que determina o comprimento da PD, é dada por $dE(L_w)/dL_w = 0$. Sendo assim,

$$L_w \propto 1/\sqrt{E_{180^\circ}} \propto \sigma^{-1/4}. \quad (3.29)$$

A expressão 3.29 mostra que, à medida que aumenta-se a tensão aplicada ao material, o comprimento da PD decresce, minimizando a energia associada à parede de domínio.

Devido a esta particular estrutura de domínios, estes microfios apresentam um comportamento magnético biestável, ou seja, seu processo de magnetização se dá através da reversão de uma única parede, associada ao domínio de fechamento, que se propaga ao longo da amostra ocasionando assim o chamado "grande salto Barkhausen"[8].

A fim de observar um padrão de comportamento desse domínio de fechamento, em fios de $Fe_{77,5}Si_{7,5}B_{15}$, Reininger et al. [42] obteve imagens dos domínios, em ambas extremidades da amostra, via Efeito Kerr Magneto Óptico (MOKE), como mostrado na figura 3.15. Nessa, é mostrada uma das extremidades da amostra, onde pode-se observar um domínio de fechamento. Esse domínio tem seu comprimento aumentado à medida que o campo magnético aplicado aumenta, até atingir o campo crítico de propagação, nesse caso, em torno de 5 A/m. Acima desse valor de campo, a parede de domínio propaga-se, ocorrendo uma inversão abrupta da magneti-

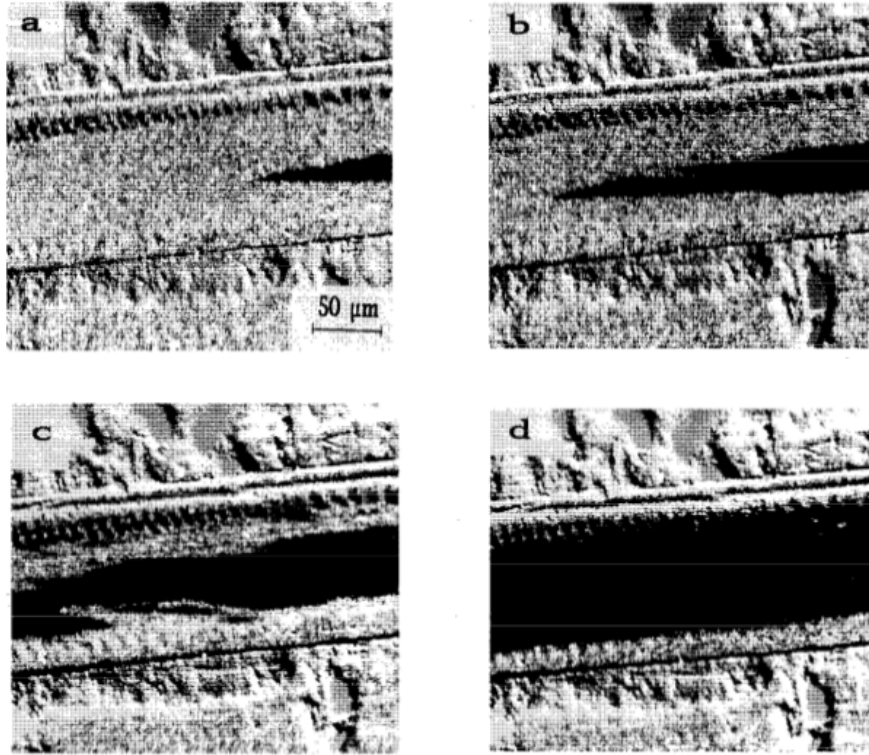


Figura 3.15: Mudança progressiva do domínio de fechamento a uma distancia de 1 cm da extremidade do fio de 10 cm de comprimento. Em (a) tem-se $H = 0$ e pode-se observar o domínio de fechamento. Em (b) e (c), onde $H < 5$ A/m, pode-se observar o aumento progressivo do domínio de fechamento. Em (d), onde $H > 5$ A/m, observa-se que ocorreu a inversão magnetização. Figura adaptada da referência [42].

zação no núcleo axialmente magnetizado, ocasionando assim, um grande salto Barkhausen.

Mais recentemente Panina et al. [43], estudaram a forma da parede de domínio através da análise do pulso de voltagem, induzido nas bobinas sensoras, devido à passagem da parede de domínio. Para tal, assumiram que a parede de domínio tem simetria cilíndrica e que a distribuição radial com relação ao eixo da amostra (coordenada (z)), para um determinado instante de tempo (t) , é descrito pela função $R(z - vt)$, em que $R(0) = 0$ e $R(L) = r_0$. O pulso de voltagem induzido é proporcional a $R \frac{\partial R}{\partial \zeta}$, onde $\zeta = z - vt$. Então, fazendo a integração, a forma da parede de domínio proposta pelo grupo é mostrada na figura 3.16. Neste caso, a parede de Bloch de 180° é cilíndrica em uma extremidade e vai estreitando à medida que se aproxima da outra. Esse estreitamento está associado ao decréscimo da energia magnetostática. Considerando $L_w \gg r_0$, que é caso da amostra estudada nesse trabalho, e assumindo essa distribuição cilíndrica da parede de domínio, a mesma irá se propagar com uma velocidade normal (v_n) perpendicular à superfície da parede de domínio, como apresentada na figura 3.16. Assim, uma expressão para v_n é dada por

$$v_n = v \frac{r_b}{L_w}. \quad (3.30)$$

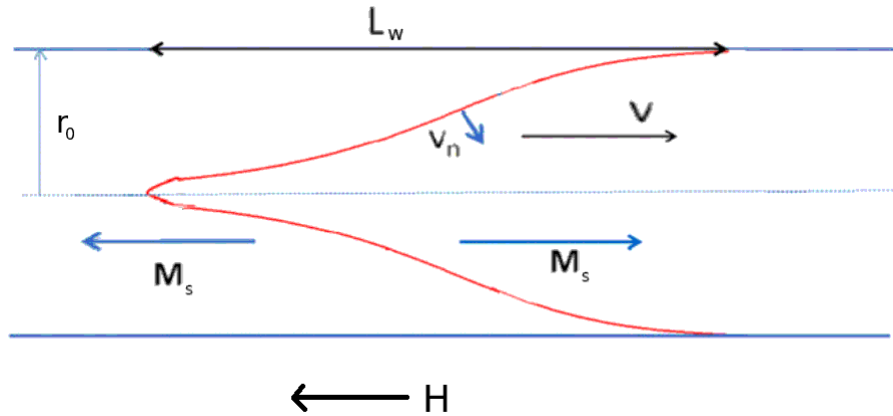


Figura 3.16: Forma da parede obtida pela integração do pulso de voltagem assumindo que a parede possui simetria cilíndrica. L_w corresponde ao comprimento da parede. Figura adaptada da referência [43].

O deslocamento da parede de domínio nessa direção normal resulta em um deslocamento da mesma na direção axial.

Como L_w pode influenciar diretamente na velocidade normal da parede, convém estimar um valor para L_w . Assim, uma expressão para a energia associada à parede de domínio com simetria cilíndrica é dada por [43]

$$E'' = E_{180^\circ} 2\pi \int_0^{L_w} R(z) dz - M_s \int_0^{L_w} H_d(z) [\pi R^2(z)] dz, \quad (3.31)$$

onde a primeira integral está associada à densidade de energia da parede de domínio e a segunda integral, à densidade de energia magnetostática. A minimização da expressão 3.31 leva, novamente, ao L_w no estado de equilíbrio energético. Assim, uma expressão para L_w é dada por

$$L_w = 2M_s R_0 \sqrt{\frac{\pi \langle N_d \rangle r_0 F_2}{E_{180^\circ} F_1}}, \quad (3.32)$$

onde

$$F_1' = \int_0^1 x dy \quad (3.33)$$

e

$$F_2' = \int_0^1 x^2 dy \quad (3.34)$$

são parâmetros que dependem da forma da parede e x e y são $x = R/r_0$ e $y = z/L_w$. Assumindo que o fator desmagnetizante, associado a forma da parede, é dado por $N_d = \left(\frac{r_0}{L_w}\right)^2 \left(\frac{\ln \frac{2L_w}{r_0} - 1}{2}\right)$ e atribuindo valores às constantes como $A = 2 \times 10^{-6}$ e $\lambda_s = 3 \times 10^{-6}$ ao modelo, Panina obteve $L_w = 0,29$ cm. Esse valor estimando foi obtido considerando que a tensão armazenada durante o processo de fabricação foi de 100 MPa. Por outro lado, o valor experimental para L_w pode ser obtido diretamente do produto entre a largura do pulso de voltagem ($\Delta\tau$), induzido

pela passagem da parede pelo interior da bobina sensora, e a velocidade axial (v) da parede de domínio por [44]

$$L_w = v\Delta\tau. \quad (3.35)$$

Sendo assim, sabendo-se L_w é possível encontrar a v_n .

Nesta tese, avalia-se a evolução do L_w não somente com σ , mas também com correntes elétricas aplicadas à amostra.

3.6 Tratamentos Térmicos em MARV

Uma maneira de alterar as tensões armazenadas nas amostras e, conseqüentemente, alterar a anisotropia das mesmas, é através de tratamentos térmicos.

Nesse trabalho, foi utilizado o aquecimento via efeito Joule. Este tratamento consiste em passar uma corrente elétrica através da amostra, por um determinado intervalo de tempo. Como a amostra apresenta uma certa resistência elétrica, há a dissipação de energia elétrica na forma de energia interna. Parte desta energia interna calor permanece na amostra, promovendo assim seu aquecimento, e parte será trocada com o meio externo. Chiriac e colaboradores [45, 46] apresentaram os cálculos para a distribuição radial da temperatura em fios amorfs e também em microfios amorfs revestidos por vidro. Neste trabalho, a temperatura equivalente a uma dada corrente foi calculada com base nas informações obtidas na referência [45].

Considerando um microfio amorfo revestido por vidro com núcleo metálico de raio a e raio total (metal + vidro) b , como mostra a figura 3.17, assumi-se que a transferência de energia sob forma de calor relevante ocorre apenas na direção radial.

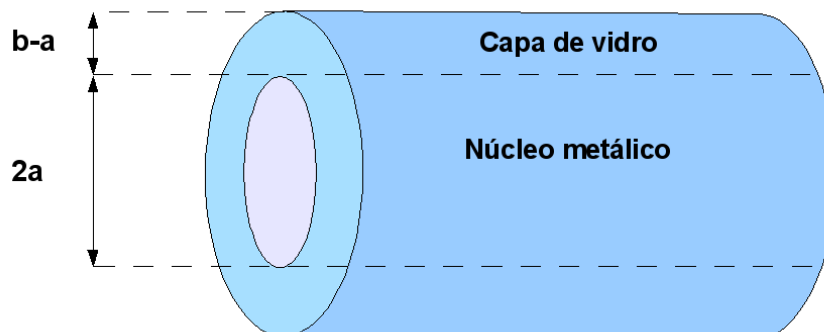


Figura 3.17: Diagrama esquemático de um microfio amorfo coberto por vidro: a é o raio do núcleo metálico e b é o raio total do microfio (metal + vidro).

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

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

$$\frac{dT_m(r)}{dr} = -\frac{1}{2} \frac{j^2 \rho}{K} r, \quad (3.36)$$

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

$$\frac{dT_g(r)}{dr} = \frac{B}{r}, \quad (3.37)$$

onde o índice m refere-se ao núcleo metálico e g , à capa de vidro, j é a densidade de corrente no fio metálico, ρ é a resistividade e K , sua condutividade térmica. B é um coeficiente que depende da energia interna convertida sob forma de calor no microfio devido ao efeito Joule. As soluções gerais para as expressões 3.36 e 3.37 em cada região são dadas, respectivamente, por:

$$T_m(r) = C - \frac{1}{4} \frac{j^2 \rho}{K} r^2, \quad (3.38)$$

$$T_g(r) = A + B \ln r, \quad (3.39)$$

onde A, B, C são coeficientes que podem ser determinados através das condições de contorno, ou seja, a energia sob forma de calor na interface metal vidro deve ser contínua,

$$k_m \frac{dT_m}{dr} = k_g \frac{dT_g}{dr}. \quad (3.40)$$

Além disso, na interface metal-vidro, as temperaturas em ambas regiões devem ser iguais:

$$T_m(a) = T_g(a). \quad (3.41)$$

Como a superfície externa do fio está em contato com a vizinhança, as trocas de energia na forma de calor ocorrem apenas por radiação

$$\left. \frac{dT_m}{dr} \right|_{r=b} = -\frac{\sigma_B \varepsilon}{k_g} (T^4(b) - T_0^4), \quad (3.42)$$

onde σ_B é a constante de Stefan-Boltzmann, ε é a emissividade e T_0 é a temperatura ambiente. Desenvolvendo esta expressão (o que pode ser verificado em detalhes no trabalho [45]) chega-se a expressão para a temperatura, tanto para núcleo metálico quanto para a cobertura de vidro, em função das dimensões, características elétricas e térmicas da amostra, dada por

$$T_m(r) = \frac{I^2 \rho}{4\pi^2 a^2 k} \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 + 2 \frac{k}{k_g} \ln \left(\frac{b}{a} \right) \right] + \left(T_0^4 + \frac{I^2 \rho}{2\pi a^2 b \sigma_B \varepsilon} \right)^{1/4}, \quad (3.43)$$

$$T_g(r) = \frac{I^2 \rho}{2\pi^2 a^2 k_g} \ln\left(\frac{b}{r}\right) + \left(T_0^4 + \frac{I^2 \rho}{2\pi a^2 b \sigma_B \epsilon}\right)^{1/4}, \quad (3.44)$$

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

Astefanoaei et al. [40] também calcularam, com base nas equações 3.43 e 3.44, o modo como as temperaturas se distribuem ao longo da seção reta da amostra, o que pode ser verificado na figura 3.18.

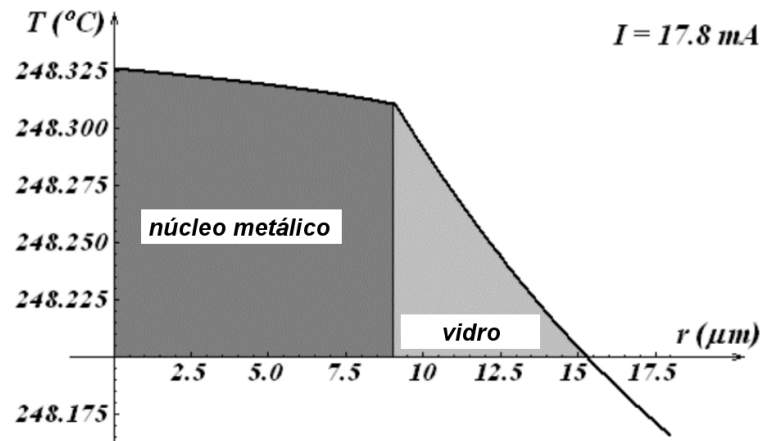


Figura 3.18: Distribuição das temperaturas no equilíbrio térmico, após 15 s, para a seção transversal do microfio estudado [40].

Para o caso das amostras estudadas nesta tese, a distribuição de temperaturas, na seção transversal do microfio, é mostrada na figura 3.19.

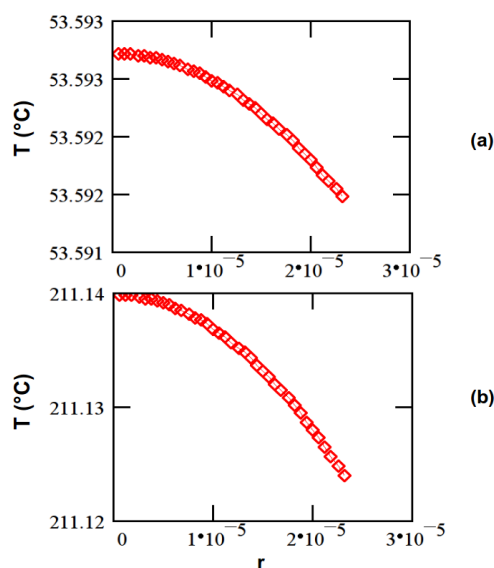


Figura 3.19: Distribuição das temperaturas no equilíbrio térmico para a seção transversal do microfio estudado nesta tese. Em (a) corrente de 7 mA e em (b) corrente de 25 mA.

Verifica-se que a diferença entre as temperaturas do centro da amostra até a superfície metálica é muito pequena, menor do que um décimo de grau. Assim, pode-se considerar que a temperatura é praticamente uniforme na seção transversal do microfio, garantindo a uniformidade do tratamento térmico.

Astefanoaei et al. [40] avaliaram a evolução temporal das distribuições radiais das temperaturas para diferentes valores de corrente elétrica passando pela amostra. Para o caso das amostras estudadas neste trabalho, o resultado é apresentado na figura 3.20. Nesta figura, observa-se

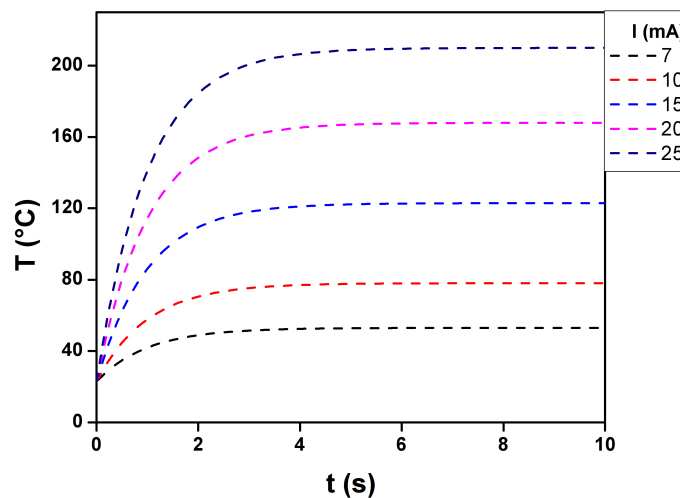


Figura 3.20: Evolução temporal da temperatura no centro do MARV.

um aumento da temperatura com o tempo, à medida que a corrente elétrica passa através da seção reta da amostra, até alcançar o valor de equilíbrio. Pode-se notar que para valores maiores de corrente, mais rápido a temperatura estimada para o tratamento alcança seu valor de equilíbrio.

4 Dinâmica de Paredes de Domínios em MARV

O estudo da dinâmica de paredes de domínios em MARV, com magnetostricção positiva, se dá através da detecção do movimento de propagação de uma única PD. Neste capítulo, são apresentados os principais parâmetros envolvidos nesta dinâmica considerando dois regimes: regime adiabático, onde pode ocorrer a interação da PD com os defeitos do material, e regime viscoso, onde a velocidade da PD é linearmente proporcional ao campo magnético aplicado.

4.1 Regime viscoso

O movimento da parede de domínio em uma matriz ferromagnética contendo defeitos é semelhante ao caso de oscilações em sistemas mecânicos, em que um corpo oscila sob uma força externa num meio viscoso [28]. Quando um campo magnético é aplicado a um material com uma parede de domínio de 180° e com determinada área, a pressão sobre a parede é igual a $2\mu_0 M_s H$ [28]. Esta pressão pode colocá-la em movimento ou não. Pode-se descrever o movimento de uma única PD, em meio viscoso, tratando-a, por analogia, como um oscilador harmônico amortecido forçado [28]:

$$m \left(\frac{d^2x}{dt^2} \right) + \beta \left(\frac{dx}{dt} \right) + \alpha x = 2\mu_0 M_s H, \quad (4.1)$$

onde m , x , β e α , são a massa efetiva da PD, seu deslocamento em torno da posição de equilíbrio, o parâmetro de amortecimento e o parâmetro associado à força restauradora, respectivamente. O primeiro termo corresponde à parte inercial da parede de domínio ou resistência dos momentos magnéticos da parede à uma inversão abrupta. O segundo termo, representa o amortecimento associado ao deslocamento da parede de domínio com um todo. O terceiro termo representa a força associada às imperfeições da amostra, tais como microtensões ou inclusões, e α está relacionado à forma do potencial onde a parede está localizada.

Em um meio viscoso, assumindo que velocidade da parede é constante [47, 48], o primeiro

termo na equação 4.1 é nulo, assim observa-se uma dependência linear da velocidade da parede com o do campo aplicado [49, 50, 51], também chamado de regime viscoso

$$v = S(H - H_0), \quad (4.2)$$

onde S é a mobilidade da parede, que corresponde a taxa de variação da velocidade em função do campo, e H_0 é chamado de campo crítico de propagação. Ambos parâmetros podem ser obtidos a partir de 4.1 e 4.2. Neste caso,

$$S = 2\mu_0 M_s / \beta \quad (4.3)$$

$$H_0 = \alpha x / 2\mu_0 M_s. \quad (4.4)$$

O campo crítico corresponde ao valor de campo aplicado abaixo do qual a parede não se propaga.

4.1.1 Campo crítico de propagação H_0

O campo crítico de propagação é, provavelmente, o parâmetro mais problemático da equação 4.2. Embora o modelo descrito para a propagação da parede tenha mais de 70 anos, o papel de H_0 ainda não é bem entendido. Alguns autores definem H_0 simplesmente como o campo crítico de propagação [50], enquanto outros equiparam o mesmo com a força coerciva (estática ou dinâmica) do material [28, 51]. Nesta acepção, H_0 pode ser interpretado como a coercividade intrínseca do material e caracteriza a eficiência dos obstáculos para impedir a propagação da parede de domínio. Em materiais reais, onde a estrutura não é perfeita, há centros de aprisionamento (*pinning centers*), oriundos de várias fontes como por exemplo, vacâncias, impurezas não magnéticas e centros de micro *stress*, que se distribuem aleatoriamente na amostra. Com isso a parede, ao se deslocar ao longo do microfio, interage com os centros de aprisionamento, e a energia potencial E associada à parede estaria sujeita a flutuações, como mostra a figura 4.1. Em virtude disso, o comportamento dinâmico de uma parede pode ser entendido da seguinte forma. Quando não há campo magnético aplicado à amostra a posição da PD estará em um mínimo local, conforme a seta vermelha na figura 4.1. Quando um campo magnético é aplicado, a parede se desloca de sua posição de equilíbrio e uma força restauradora αx age na parede de domínio devido ao gradiente do potencial interno dado por $\alpha = \frac{dE}{dx}$. Quando o valor do campo externo for suficiente para superar a força restauradora αx , a parede entra em movimento e desloca-se até uma nova posição onde αx é maior que a força $2\mu_0 M_s H$ agindo sobre a parede.

De modo geral, a estrutura de domínios nos microfios é determinada por interações de longo

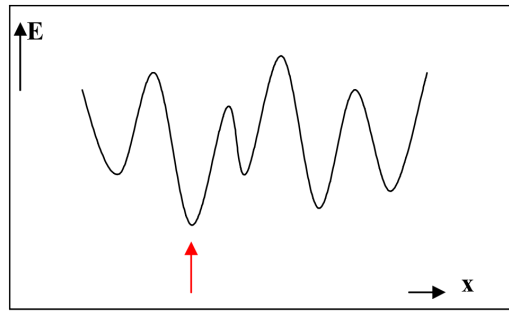


Figura 4.1: Flutuações aleatórias do potencial interno E de uma única parede de domínio em função da sua posição x no microfio. Figura adaptada da referência [52].

alcance, nesse caso representado por interações magnetoelásticas, ou seja, a contribuição de longo alcance para o potencial associado à parede de domínio depende da tensão (armazenada e/ou externa) e da magnetostricção de saturação [53],

$$E_{\sigma} \propto \frac{3}{2}(\lambda_s \sigma) = \frac{3}{2} \lambda_s (\sigma_{arm} + \sigma_{ext}), \quad (4.5)$$

onde σ_{arm} representa as tensões armazenadas e σ_{ext} as tensões aplicadas. Além disso, a posição da PD é dada por uma interação de curto alcance entre a PD e os defeitos locais. Com isso, conforme sugerido na referência [53], a forma do potencial de uma única parede de domínio, em microfios amorfos, consiste de duas contribuições, conforme ilustrado na figura 4.2

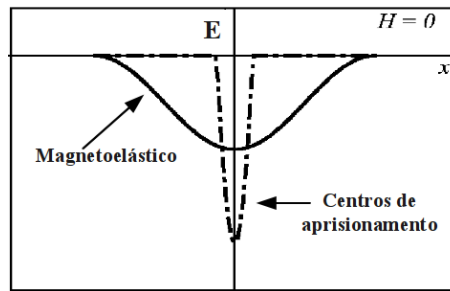


Figura 4.2: Potencial, associado à parede de domínio de fechamento, que surge do *pinning* magnetoelástico e do *pinning* na escala atômica. Figura adaptada da referência [53].

Com base nesses dois mecanismos é possível entender como a energia livre total, associada à parede de domínio de fechamento, se comporta frente a aplicação de um campo magnético externo H . Na ausência de H a energia potencial é dada pela soma das duas contribuições, como representado na figura 4.3(a). Nesta situação aparece apenas a energia associada ao potencial de estabilização cuja interação é de curto alcance. Em regime de baixos campos, figura 4.3(b) com $H = H_1$, a energia livre varia, porém ainda prevalece a forma do potencial relacionada às interações de curto alcance, pois ainda existe um mínimo local. Para campos intermediários, figura

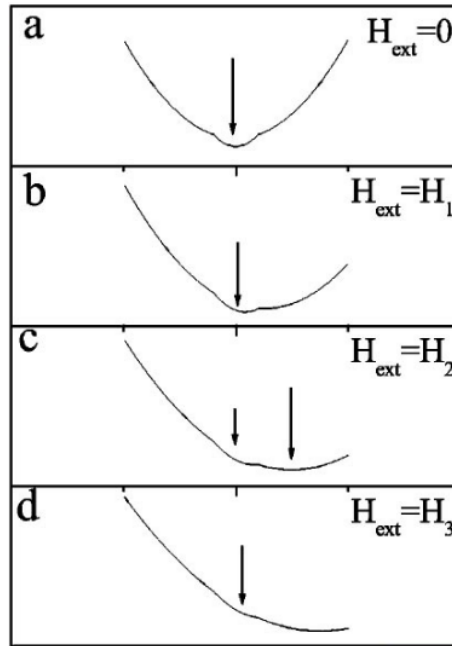


Figura 4.3: Dependência da energia livre do domínio de fechamento sob ação de campo magnético externo $H_1 < H_2 < H_3$ na parede de domínio na posição x . As setas apontam para os mínimos locais que aparecem. Figura adaptada da referência [53].

4.3(c), com $H = H_2$, co-existem dois mínimos locais para a energia potencial, um associado às interações de curto alcance e outro associado às de longo alcance. Para campos mais altos, figura 4.3(d) com $H = H_3$, próximo ao campo de inversão (*switching field*), o segundo mínimo desaparece, embora um mínimo local ainda exista. Isso mostra que o mecanismo associado à coercividade (e conseqüentemente ao campo crítico H_0) é formado por duas contribuições, uma de curto alcance e outra de longo alcance. A contribuição para o potencial de longo alcance proveniente da energia magnetostática, cuja a minimização leva à formação da estrutura do domínio de fechamento, pode ser negligenciada em comparação com os dois mecanismos mencionados acima [53].

4.1.2 Parâmetro de amortecimento β

A mobilidade S corresponde à taxa de variação da velocidade em relação ao campo magnético aplicado, mas também pode ser expressa através da equação 4.3, ou seja, é proporcional a M_S e inversamente proporcional ao β . Neste sentido, torna-se importante estudar os mecanismos que contribuem para o amortecimento e, conseqüentemente, para a mobilidade da PD. Estes parâmetros podem ser equacionados como a soma de diversas contribuições como *eddy*

currents (β_e), relaxação de *spin* (β_r) e relaxação estrutural (β_s) [41, 48, 54, 55, 56, 57],

$$\beta = \beta_e + \beta_r + \beta_s. \quad (4.6)$$

Estes três parâmetros devem ser estimados corretamente para compreensão do amortecimento da parede de domínio.

4.1.2.1 Amortecimento por *eddy currents* - β_e

Quando um campo externo H é aplicado a um material ferromagnético e desloca uma PD da posição 1 para 2 (como ilustrado na figura 4.4), a parede altera o fluxo magnético localmente. Pela Lei de Faraday-Lenz há então a indução de uma força eletromotriz e, conseqüentemente, uma corrente induzida (*eddy currents*) na superfície da parede de domínio. Essas correntes por sua vez geram, como descrito pela Lei de Ampère, um campo magnético H_{ec} contrário ao campo magnético sobre a parede, como forma de impedir a variação local de fluxo. Por causa deste campo agindo sobre a parede de domínio, há uma diminuição do campo magnético externo, ou seja, a velocidade da PD seria maior caso não houvesse amortecimento causado pelas *eddy currents*. Esse amortecimento pode ser analisado em termos da energia dissipada pelas *eddy currents*. Como há dissipação de energia na forma de calor devido às *eddy currents*, para manter a velocidade de uma PD constante seria necessário um acréscimo de energia, à medida que a parede se propaga.

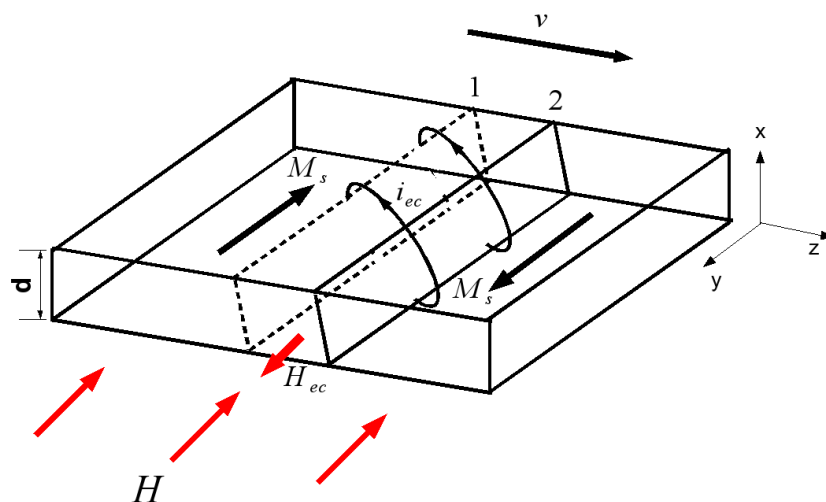


Figura 4.4: Correntes induzidas i_{ec} (*eddy currents*) na superfície de uma PD.

Com base neste modelo simples de parede única, Williams *et al.* [50] calcularam o parâmetro β_e , para uma barra com altura d e comprimento $2L$ semelhante a figura 4.4. Algumas considerações foram feitas no trabalho tais como, desprezar as imperfeições do material, a espessura da parede e as correntes que possam fluir na direção y . Fazendo uma integração sobre as *eddy currents* na direção de x e z , uma expressão para a energia dissipada por unidade de tempo e de comprimento na direção y , pode ser calculada como

$$P = 4\rho \int_0^L \int_0^{d/2} (i_x^2 + i_z^2) dx dz \quad (4.7)$$

Igualando as perdas por *eddy currents* ao trabalho realizado pelo campo magnético aplicado sobre a amostra a fim de mover a PD, obte-se uma expressão para velocidade, dada por

$$v = \left(\frac{\pi^2 \rho}{32 \mu B_s d} \right) H, \quad (4.8)$$

onde o termo entre parênteses é a mobilidade e B_s e ρ são indução de saturação e resistividade do material, respectivamente. Deve-se notar na equação (4.8) que a mobilidade depende da razão ρ/d , ou seja, quanto maior for a altura, menor será a mobilidade, ou ainda, quanto maior for ρ maior será a mobilidade.

Mais recentemente, D-X Chen *et al.* [41] fizeram uma adaptação do resultado obtido previamente na referência [50], porém para fios. Neste caso, considerou uma parede de domínio plana que se propaga fazendo um ângulo θ muito pequeno com o eixo, de modo que a propagação da parede em cada pequeno segmento Δz pode ser aproximada por uma parede plana de 180° paralelo ao eixo, deslocando-se conforme a figura 4.5. Além disso, ele assumiu que a parede pode ser criada ou na superfície metálica ou na fronteira entre o núcleo e a casca.

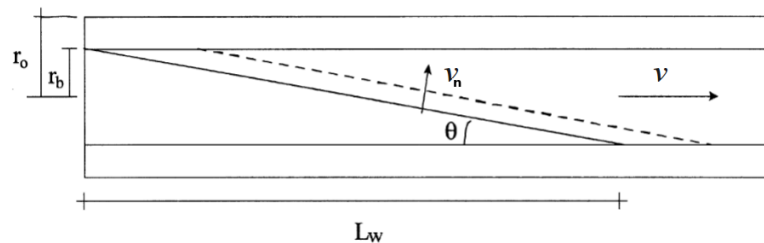


Figura 4.5: Velocidades axial v e normal v_n da parede de domínio durante a propagação e L_w corresponde ao comprimento da parede [58]. A região entre r_b e r_0

Chen partiu da equação (4.8), para a velocidade da parede em uma barra quadrada e fez

uma mudança para coordenadas cilíndricas para obter a seguinte expressão para velocidade

$$v_n = \frac{\pi^2 \rho L_w}{8 \mu_0 M_s r_b^2} (H_b - H_0), \quad (4.9)$$

onde H_b corresponde ao campo magnético em $r = r_b$ (ver figura 4.5). O problema restante é relacionar H_b na equação 4.9 com o campo aplicado H , mas a diferença entre eles é igual ao campo produzido pelas *eddy currents* induzidas pela variação local magnetização

$$H_{ec} = H_b - H. \quad (4.10)$$

Assim, determinar-se H_{ec} , deve-se encontrar uma expressão para a densidade de corrente induzida (J_θ) em um segmento Δz da parede quando ela se propaga. Isso é feito usando a Lei de Faraday e Ohm. Admitindo que em cada domínio a magnetização é M_s e que a mesma inverte de sentido gerando um força eletromotriz induzida (*fem*), a Lei de Faraday leva a

$$fem = -N \mu_0 \pi r_0^2 \frac{dM}{dt}. \quad (4.11)$$

Essa *fem* também induz *eddy currents* na direção circunferencial do fio que estão relacionadas com a Lei de Ohm por

$$E_\theta = \rho J_\theta, \quad (4.12)$$

onde E_θ é o campo elétrico e J_θ é a densidade de corrente dada por

$$J_\theta = \frac{2 \mu_0 M_s r_w}{\rho r} \frac{dr_w}{dt}, \quad (4.13)$$

onde r_w é o raio da parede de domínio em cada seção transversal e pode variar de r_0 até 0.

Combinando as expressões (4.12) e (4.13) e assumindo a que posição da parede z_w , a qual pode mudar de $-r_b$ para r_b durante a reversão da magnetização, em qualquer tempo, é dada por

$$z_w = r_b (1 - 2v_n t / L_w), \quad (4.14)$$

chega-se a

$$J_\theta(r) = -\frac{4 \mu_0 r_0^2 v_n M_r}{\pi \rho L_w r} \sqrt{1 - \left(1 - \frac{2v_n t}{L_w}\right)^2}. \quad (4.15)$$

Através da Lei de Ampère, o campo gerado pelas *eddy currents* é dado por

$$H_{ec}(r_b) = -\frac{\mu_0 r_0^2 v_n M_r}{\rho L_w} \ln \frac{r_0}{r_b}. \quad (4.16)$$

Substituindo (4.16) em (4.9), obten-se a equação de Sixtus-Tonks para a velocidade da parede

$$v_n = \frac{\rho L_w}{\mu_0 M_s r_b^2} \left(\ln \frac{r_0}{r_b} + \frac{8}{\pi^2} \right)^{-1} (H - H_0) \quad (4.17)$$

e definindo a componente z da velocidade como $v = \frac{2v_n r_b}{L_w}$, obten-se, por fim, o coeficiente de amortecimento

$$\beta_e = \frac{[\mu_0 M_s(T)]^2 r_b \left[\ln \left(\frac{r_0}{r_b} \right) + \frac{8}{\pi^2} \right]}{\rho(T)}. \quad (4.18)$$

Esta expressão mostra claramente a dependência do parâmetro de amortecimento β_e com a temperatura, através de $\rho(T)$ e $M_s(T)$. Além disso também há uma dependência de β_e com as dimensões da amostra r_0 e estrutura de domínios r_b . Todavia, esse parâmetro de amortecimento está associado a uma parede domínio plana. No entanto, não há consenso na comunidade científica sobre a forma da parede de domínio. Sabe-se que razão entre seu comprimento e o raio do fio é grande.

A fim de contribuir com mais uma informação sobre a forma da parede de domínio, Panina *et al.* [43] estudaram as perdas por amortecimento por *eddy currents* analisando a mobilidade do movimento da parede de domínio na direção ortogonal (S_n) a ela, conforme figura 3.16, a qual é dada por

$$S_n = \frac{v_n}{H} = \frac{S_{sn} S_{en}}{S_{sn} + S_{en}}, \quad (4.19)$$

onde S_{sn} e S_{en} correspondem às mobilidades por relaxação de *spin* e *eddy currents*, respectivamente, associados a v_n da parede.

Separadamente, as perdas de energia associadas S_{en} dependem diretamente da forma da parede e essas perdas são determinadas considerando a potência dissipada pelas *eddy currents* devido ao movimento da parede de domínio [43]

$$P' = \frac{\mu_0 (\mu_0 M_s v)^2}{2\rho} \int_0^{L_w} d\zeta \left(\frac{d}{d\zeta} R \right)^2 \ln \frac{r_0}{R(\zeta)}. \quad (4.20)$$

Essa energia é fornecida pelo trabalho realizado pelo campo magnético aplicado sobre a amostra a fim de mover a PD.

Igualando as duas equações obtém-se uma expressão para velocidade da parede de domínio dependente de sua forma

$$v = \frac{\pi \rho}{\mu_0 (\mu_0 M_s) r_0} \frac{1}{\int_0^1 dy \left(\frac{d}{dy} x^2 \right)^2 \ln(1/x)} \frac{L_w}{r_0} H. \quad (4.21)$$

No caso de uma parede de domínio cuja simetria é cilíndrica e alongada, a relação entre

a velocidade normal e axial é dada pela expressão 3.30. Sendo assim, a contribuição para mobilidade normal devido a S_{en} é expressa como

$$S_{en} = \frac{\pi\rho}{\mu_0(\mu_0 M_s)r_0 F}, \quad (4.22)$$

onde F , que é determinado pela forma da parede é

$$F = \int_0^1 dy \left(\frac{d}{dy} x^2 \right)^2 \ln(1/x), \quad (4.23)$$

onde $x = \frac{R}{r_0}$ e $y = \frac{z}{L_w}$. À partir das medidas de dinâmica de parede de domínio é possível obter

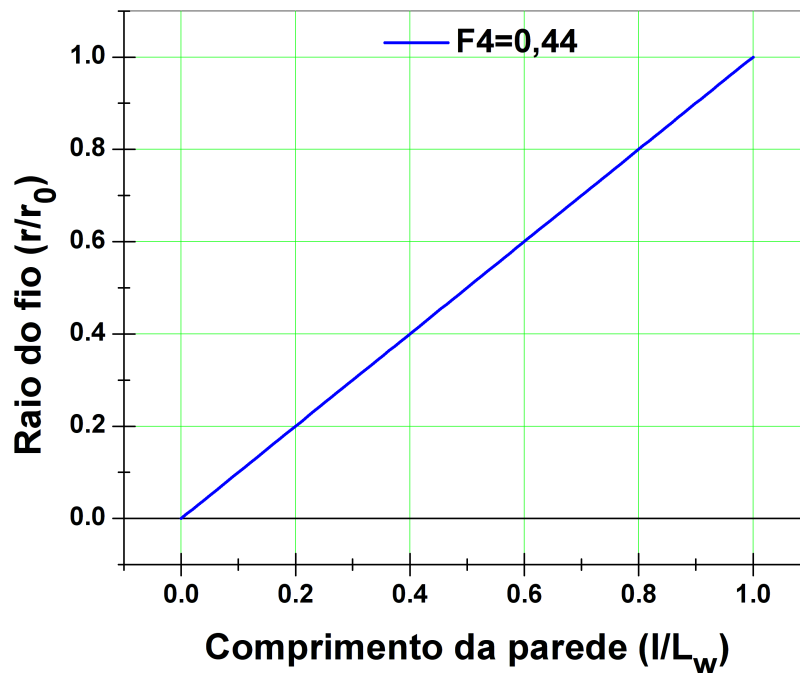


Figura 4.6: Simulação feita utilizando $x=y$ para parede cônica.

S_n em função de parâmetros como, por exemplo, tensão mecânica. Sabendo-se o quanto S_{en} contribui para S_n , pode-se estimar, via simulação, a forma da parede de domínio atribuindo-se uma função para $x(y)$ e aplicando a expressão (4.23). Uma das formas de PD proposta por Panina é mostrada na figura 4.6, que é cônica ($x=y$), que daria um $F=0,44$. Experimentalmente obteve um valor um pouco maior $F=0,59$ em função do arredondamento do vértice do cone.

4.1.2.2 Amortecimento por relaxação de *spin* - β_r

O termo de relaxação de *spin*, β_r , tem relevância quando há uma mudança rápida na orientação do *spin* ou na espessura de uma parede de domínio. Uma expressão para β_r foi deduzida

por Kittel *et al.* [59] a partir da equação de Landau-Lifshitz

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{ef}}] - (\chi/M^2)[\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{ef}})], \quad (4.24)$$

onde γ é a razão giromagnética e χ é o coeficiente de amortecimento. O primeiro termo da equação (4.24), também chamado de termo inercial, mostra que, no equilíbrio, a magnetização \mathbf{M} precessa em torno do campo magnético efetivo \mathbf{H}_{ef} , mantendo um ângulo fixo em relação ao campo. O segundo termo descreve o amortecimento desta precessão. Esta precessão experimenta um torque que conduz a uma rotação da magnetização na direção do campo magnético externo. A fim de quantificar essa contribuição no movimento da PD, Kittel calculou a taxa de dissipação de energia em um pequeno volume da magnetização \mathbf{M} num campo efetivo \mathbf{H}_{ef} dado por

$$\mathbf{H}_{\text{ef}} \cdot \frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma \mathbf{H}_{\text{ef}} \cdot [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{ef}}] - (\chi/M^2)(\mathbf{H}_{\text{ef}} \cdot [\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{ef}})]) = (\chi/M^2)[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{ef}}]^2 \quad (4.25)$$

Considerando a parede plana, pode-se avaliar o parâmetro β_r calculando a relação entre a velocidade v e o campo aplicado H . O campo \mathbf{H}_{ef} é dado por $\mathbf{H}_{\text{ef}} = \mathbf{H} + \mathbf{H}_d$, onde \mathbf{H}_d é o campo desmagnetizante, que pode ser escrito em função da forma e da velocidade da parede [59]

$$H_d = -(v/\gamma) \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right). \quad (4.26)$$

Substituindo (4.26) em (4.25) tem-se

$$\mathbf{H}_{\text{ef}} \cdot \left(\frac{d\mathbf{M}}{dt} \right) = (\chi v^2/\gamma^2) \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2, \quad (4.27)$$

que corresponde à taxa de dissipação de energia por unidade de volume em uma pequena região da parede. Utilizando a expressão no equilíbrio dos torques descrita em (3.18) na equação (4.27) e fazendo uma integração sobre todas as pequenas regiões da parede de domínio, a taxa de dissipação de energia por unidade de área da parede de domínio será igual ao trabalho realizado pelo campo H por unidade de área da parede

$$2M_s H v = (\chi v^2/A\gamma^2) \int_{-\infty}^{\infty} [g(\phi)] dx. \quad (4.28)$$

No caso de uma parede de 180° ,

$$\frac{\chi \int_0^\pi [g(\phi)] d\phi}{A^{\frac{1}{2}} \gamma^2} v = 2M_s H. \quad (4.29)$$

Comparando essa expressão com o segundo termo da equação do movimento da PD em

(4.1) e considerando anisotropia uniaxial, pode ser obtido

$$\beta_r = \left(\frac{\chi}{A^{\frac{1}{2}} \gamma^2} \right) \int_0^\pi [g(\phi)] d\phi = 2 \left(\frac{\chi}{\gamma^2} \right) \left(\frac{K_u}{A} \right)^{1/2} \propto \chi \left(\frac{K_u}{A} \right)^{1/2} \propto \frac{\chi}{\delta_0}, \quad (4.30)$$

onde δ_0 , χ , A e K_u são, respectivamente, a espessura da parede de domínio, o parâmetro de amortecimento da equação de Landau-Lifshitz, a constante de troca e a constante de anisotropia efetiva. Para o caso de microfios onde a anisotropia principal é de origem magnetoelástica, tem-se que

$$\beta_r \propto M_s \chi \sqrt{\left(\frac{3\lambda_s \sigma}{2A} \right)}. \quad (4.31)$$

Nesta expressão, percebe-se claramente que o amortecimento devido a relaxação de *spin* β_r , além de depender de λ_s , depende tanto das tensões armazenadas durante o processo de fabricação, quanto das tensões mecânicas aplicadas.

4.1.2.3 Amortecimento por relaxação estrutural

O termo de amortecimento por relaxação estrutural β_s está diretamente relacionado à idéia de que um re-arranjo eletrônico ou iônico no material pode ocorrer quando há uma mudança na direção da magnetização. Todavia isso não ocorre instantaneamente e sim após um tempo de relaxação τ [59]. Quando uma parede 180° se propaga ao longo da amostra, ela interage com os defeitos presentes no material. Esses defeitos tem uma certa mobilidade que permite que eles sigam a mudança da direção magnetização localmente de forma a diminuir a energia livre. Como a parede se propaga com uma velocidade v e os momentos localmente rotacionam de 180° , é necessário um tempo $t = \delta_0/v$ até que toda a parede atravesse a posição do defeito atômico móvel. Se o tempo t é muito maior que o tempo de relaxação τ dos defeitos, então a magnetização mudará sem que o amortecimento seja visível. Uma expressão típica para β_s considerando este mecanismo é dada por [57]

$$\beta_s \propto \tau \langle (\varepsilon_{ef})^2 \rangle \left(\frac{c_p}{kT} \right) F(T, t), \quad (4.32)$$

onde τ , ε_{ef} , c_p , k e $F(T, t)$ são, respectivamente, o tempo de relaxação dos defeitos, a energia de interação da parede de domínios com os defeitos, o número de defeitos, a constante de Boltzman e a função relaxação. Contudo, este termo contribui para o amortecimento somente para temperaturas abaixo da temperatura ambiente, até aproximadamente 230 K, quando então $t < \tau$, os defeitos perdem sua mobilidade, estabilizando os momentos magnéticos em uma determinada direção, aumentando assim o amortecimento para a PD [57].

4.2 Regime adiabático do movimento da parede de domínio

Durante os estudos sobre a dinâmica de paredes de domínios em MARV, alguns resultados têm mostrado claramente uma dependência linear da velocidade da PD em relação ao campo magnético aplicado, como indicado pela expressão (4.2). No entanto, analisando detalhadamente os resultados experimentais, verifica-se que em alguns casos H_0 deveria assumir valores negativos quando se faz uma extrapolação da curva de velocidade em função do campo magnético aplicado [60, 61], como ilustrado na figura 4.7. Essa figura sugere que mesmo sem campo a parede de domínio poderia estar em movimento.

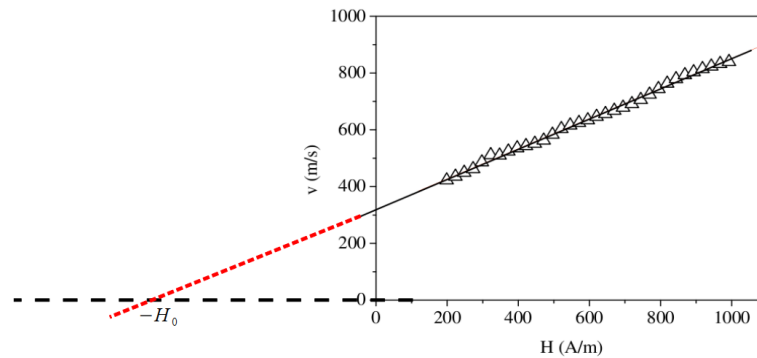


Figura 4.7: Dependência da velocidade da parede de domínio v em função do campo magnético H para um microfio amorfo recoberto por vidro $Fe_{77.5}Si_{7.5}B_{15}$ [62].

Para descrever esta dinâmica, em regime de baixos campos, é natural partiu-se de uma aproximação considerando uma PD rígida dividindo a amostra em dois domínios. Neste caso, a magnetização M é proporcional a posição z da PD como $M = M_s[(2z/L) - 1]$, onde L é a largura da amostra [63]. Contudo, a baixos campos, a PD interage com os defeitos locais distribuídos ao longo da amostra. Como resultado, a PD movimenta-se em pequenos saltos intermitentes, pequenos saltos Barkhausen, com uma velocidade determinada pela distribuição dos defeitos locais. Neste regime, chamado de adiabático, a parede se movimenta lentamente, tendo um tempo maior de interações com os defeitos. Uma expressão para a velocidade instantânea proposto em [64, 65] é dada por

$$v = S[H - (H_{LA} + H_{CA})], \quad (4.33)$$

onde o termo H_{LA} surge da interação magnetostática e magnetoelástica, associadas à parede de domínio, com os centros de aprisionamento. O termo H_{CA} corresponde ao campo de aprisionamento da parede de domínio associado com a distribuições dos defeitos locais. Conforme proposto por Sethna *et al.* [66], estas distribuições para o campo H_{CA} exibem propriedades es-

tatísticas que, em uma primeira aproximação, seguem uma distribuição do tipo gaussiana com uma largura R , que representa a desordem dos centros de aprisionamento. Para pequenos valores de R , a reversão da magnetização se dá de maneira descontínua, devido ao fato de ocorrer uma grande avalanche cujo tamanho é comparável à dimensão da amostra. É possível que apenas um *spin gire* (*spin-flip*) e dê início a uma avalanche. Por outro lado, para desordem grandes, há formação de pequenas avalanches e a reversão da magnetização se dá de forma mais suave. O fato é que estes dois regimes são separados por uma desordem crítica R_c onde as avalanches são distribuídas como leis de potência. Assim, a mudança na magnetização, durante um pequeno salto da parede de domínio, é dado por uma lei de potência [66, 11]

$$\Delta M \sim [(R - R_c)/R_c]^\zeta, \quad (4.34)$$

onde R_c é a largura da distribuição crítica, abaixo do qual os pequenos saltos intermitentes da PD não aparecem e ζ é um expoente crítico. Como resultado, a PD movimenta-se com uma velocidade média dada por ($v = \Delta M/\Delta t$) [67, 63, 68],

$$v = S'(H - H'_0)^\zeta, \quad (4.35)$$

onde ζ traz a informação de quão intensa é a interação da parede de domínio com os centros de aprisionamento ao se propagar pela amostra e o termo $H'_0 = H_{LA} + H_{CA}$ é o campo crítico de propagação. Os valores de ζ podem ser interpretados em termos da forma da parede de domínio segundo [66, 69]. Caso $\zeta = 0.5$ a parede é rígida, interagindo muito fracamente com os centros de aprisionamento ao se propagar. Já para valores menores que $\zeta = 0.5$ a parede é flexível, mostrando que a parede interage com os centros de aprisionamento deformando-se ao se propagar pela amostra. Cabe salientar que no regime de altos campos, campos maiores do que as flutuações do potencial da parede, a equação (4.35) transforma-se na expressão (4.2), pois a parede desloca-se com velocidade constante sem interagir com defeitos local. Assim, quando $\zeta \rightarrow 1$, o regime viscoso é alcançado e é observado um comportamento linear da velocidade em função do campo, conforme expressão (4.2).

4.3 Efeito da corrente elétrica dc sobre a dinâmica

A passagem de corrente elétrica através de uma amostra na forma de microfio pode causar, inicialmente, dois efeitos: aquecimento da amostra, via efeito Joule, e a criação de um campo circunferencial (H_ϕ), também chamado de campo de Oersted.

No trabalho de Costa *et al.* [16] utilizando amostras de fios amorfo produzidos pelo

método *in-rotating water quenching* com diferentes sinais da magnetostricção, foi relatada a resposta magnética desses fios sob o efeito de correntes elétricas dc e ac, bem como torsões mecânicas. Na figura 4.8, são mostrados os ciclos de histerese para amostras de $Fe_{77,5}Si_{7,5}B_{15}$ com diferentes valores de correntes elétricas dc aplicadas ao longo do eixo do fio. Foi verifi-

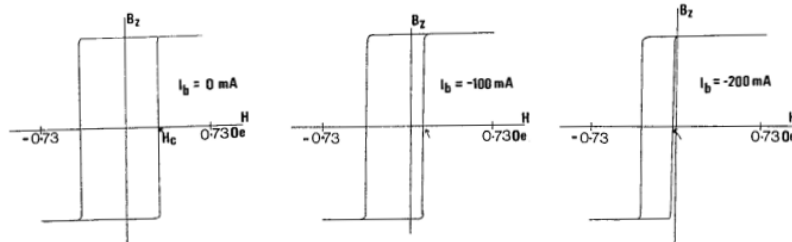


Figura 4.8: Deslocamento do ciclo de histerese biestável na presença de corrente elétrica dc. Figura adaptada da referência [16]

cado que, para os valores de correntes utilizados, há um deslocamento da curva de histerese, mas a remanescência, a biestabilidade e a magnetização de saturação não foram alteradas. A assimetria observada foi atribuída às tensões residuais das amostras e que a resposta aos campos circulares depende do sinal da magnetostricção de saturação.

No ano seguinte, 1991, Wun-Fogle *et al.* [17] apresentaram um trabalho semelhante. Porém a amostra foi previamente submetida a um tratamento térmico a 475°C com campo magnético aplicado perpendicular ao eixo da amostra a fim de induzir anisotropia transversal. Além disso, foram aplicadas tensões axiais à amostra, juntamente com uma torção fixa de 400 deg/m . Foram obtidas curvas de magnetização em função do campo para diferentes valores de correntes dc aplicadas, conforme mostra a figura 4.9.

Pode-se notar que a curva de magnetização sem corrente aplicada é simétrica, mas quando a corrente é aplicada, as curvas de magnetização passam a apresentar quebras em duas seções, uma histerética, próxima a região de baixos campos, e outra não histerética. Este foi o primeiro trabalho em fios amorfos mostrando que, para os valores de correntes aplicadas, durante a aquisição das curvas de magnetização, havia uma supressão dos grandes saltos Barkhausen. Uma possível explicação para esses resultados foi descrito através do Efeito Wiedemann Inverso (EWI), juntamente com aplicação de tensão mecânica, utilizando o modelo tipo núcleo-casca [71]. O efeito Wiedemann consiste em uma torção na magnetização do fio devido a aplicação simultânea de correntes e campos magnéticos axiais. Reciprocamente, no EWI uma corrente axial e uma torção induziriam uma magnetização helicoidal no fio com uma direção bem definida. Isso levaria a magnetização a não responder da mesma forma ao sentido do campo aplicado, resultando assim em curvas de magnetização assimétricas. Segundo Fogle [17], no

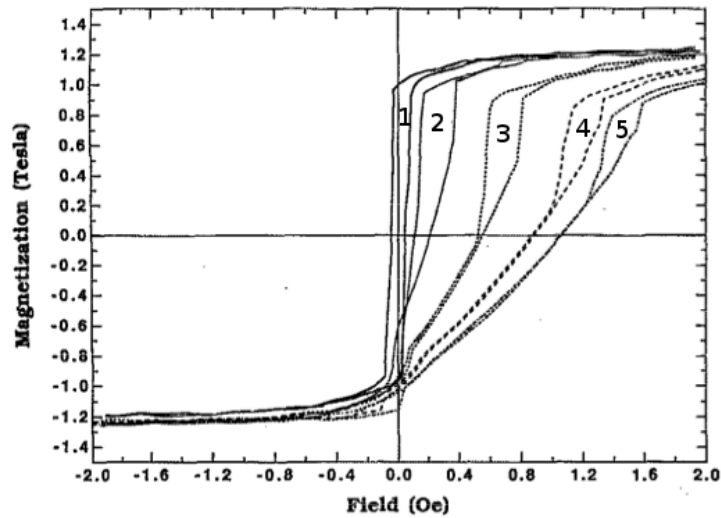


Figura 4.9: Curvas de magnetização para fio de $Fe_{77,5}Si_{7,5}B_{15}$ sob tensão de 37 MPa, sem corrente (1), 20,2 mA (2), 60 mA (3), 100 mA (4) e 120 mA (5). Figura adaptada da referência [17].

processo de magnetização da casca haveria um eixo de anisotropia efetiva, resultado da combinação entre a torção e tensão aplicadas ao fio. Assim, a assimetria nas curvas de magnetização seria devido a relação assimétrica entre o H_ϕ e a anisotropia efetiva. Além disso, o processo de magnetização do núcleo seria o responsável pelos pequenos ciclos de histerese devido ao fato de no núcleo $H_\phi \approx 0$.

Em 1993, Panina *et al.* [18] estudaram o deslocamento das curvas de magnetização sob efeito de correntes elétricas considerando o modelo de parede de domínio do tipo cônica, partindo do trabalho de Mohri *et al.* [44]. Mohri e colaboradores consideraram uma parede de domínio cônica cuja simetria é radial e tem a forma alongada, em um núcleo axialmente magnetizado, conforme mostra a figura 4.10. Além disso, L_w pode ser obtido através do produto

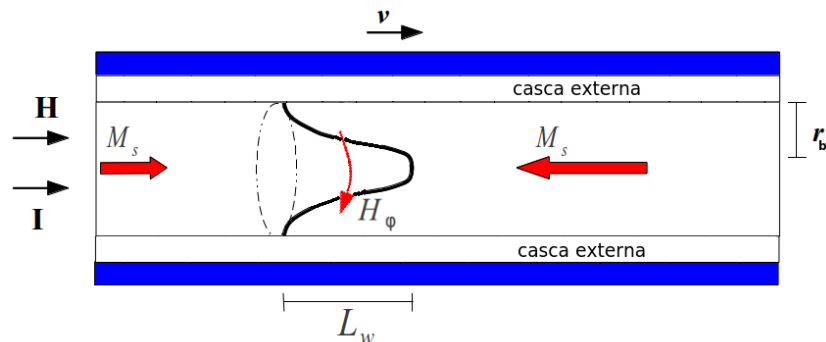


Figura 4.10: Configuração da parede de domínio no núcleo interno do microfio amorfo.

entre a velocidade axial da parede de domínio e a largura do pulso elétrico gerado pela passagem da parede de domínio pela bobina sensora. Com a aplicação da corrente elétrica sob a

amostra, é gerado um campo circunferencial H_φ . Esse campo estaria ao longo da direção de difícil magnetização e no plano da parede de domínio, de acordo com a figura 4.10. Assim, uma expressão para energia associada à parede de domínio E'' em função do H_φ , considerando um problema unidimensional, é dada por [18]

$$E'' = E_{180^\circ} \left(\sqrt{1 - h_t^2} - h_t \arccos(h_t) \right), \quad (4.36)$$

onde $h_t = H_\varphi/H_k$ é o campo transversal reduzido e $H_k = (3\lambda_s\sigma_r)/M_s$ é o campo de anisotropia. A tensão residual σ_r foi considerada como sendo a única fonte de anisotropia. Analisando a expressão (4.36) tem-se que a energia associada à parede é reduzida a zero quando $h_t = 1$, ou seja, na situação em que o domínio longitudinal desaparece. Com o aumento do H_φ , os processos de rotação da magnetização, estimulados pela corrente aplicada, são revelados gradualmente, conforme apresentada na figura 4.11. Nesse caso, o surgimento de uma anisotropia helicoidal,

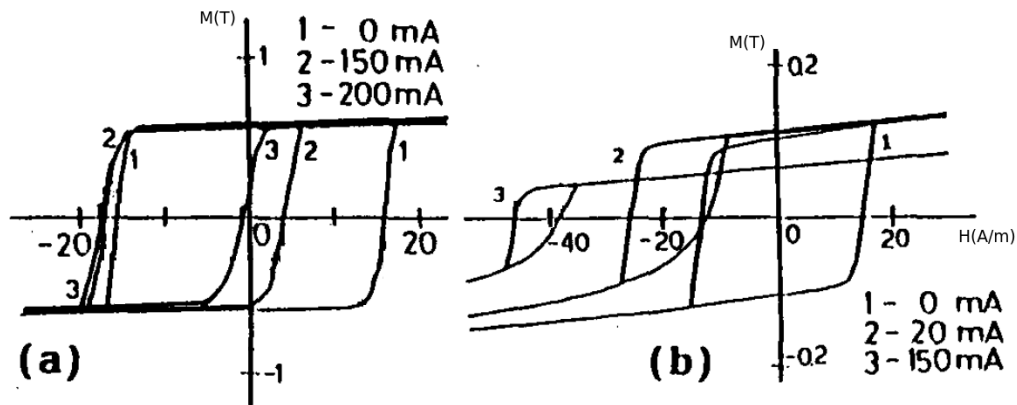


Figura 4.11: Curvas de magnetização longitudinal, em microfios amorfos de $Fe_{72,5}Si_{12,5}B_{15}$, em (a), e $Co_{72,5}Si_{12,5}B_{15}$, em (b), em função do campo e correntes DC aplicadas. Figura adaptada da referência [18].

é mais visível quando há algum desvio da magnetização com relação ao eixo de anisotropia longitudinal. Pode-se observar, através da figura 4.11, que o mesmo é mais pronunciado em fios amorfos a base de Co (Cobalto com $\lambda_s < 0$), parte (b), enquanto que em microfios de $FeSiB$ (com $\lambda_s > 0$), parte (a), há deslocamento da curva de histerese. Enquanto que no trabalho de Panina foi mostrado o deslocamento da histerese para apenas um dos lados, em nosso trabalho percebe-se que o deslocamento lateral da curva de magnetização depende do sentido da corrente elétrica aplicada na amostra.

Mais recentemente, foi desenvolvido um método especificamente para investigação da forma da parede de domínio propagando-se em fios magnéticos ultrafinos, isto é, com o diâmetro do fio magnético variando de 100 a 950 nm [14]. Esse método experimental está baseado em duas técnicas experimentais aplicadas simultaneamente: efeito Kerr magneto-óptico (MOKE), para análise da mudança da magnetização próximo a superfície devido à passagem da parede de

domínio, e o clássico experimento de Sixtus-Tonks para investigação da mudança da magnetização no núcleo axialmente magnetizado. Para o último, a separação entre as bobinas sensores é de 12 mm e o tamanho das mesmas é de 3 mm. Já para o MOKE, o laser foi posicionado exatamente na metade da distância que separa as bobinas sensoras.

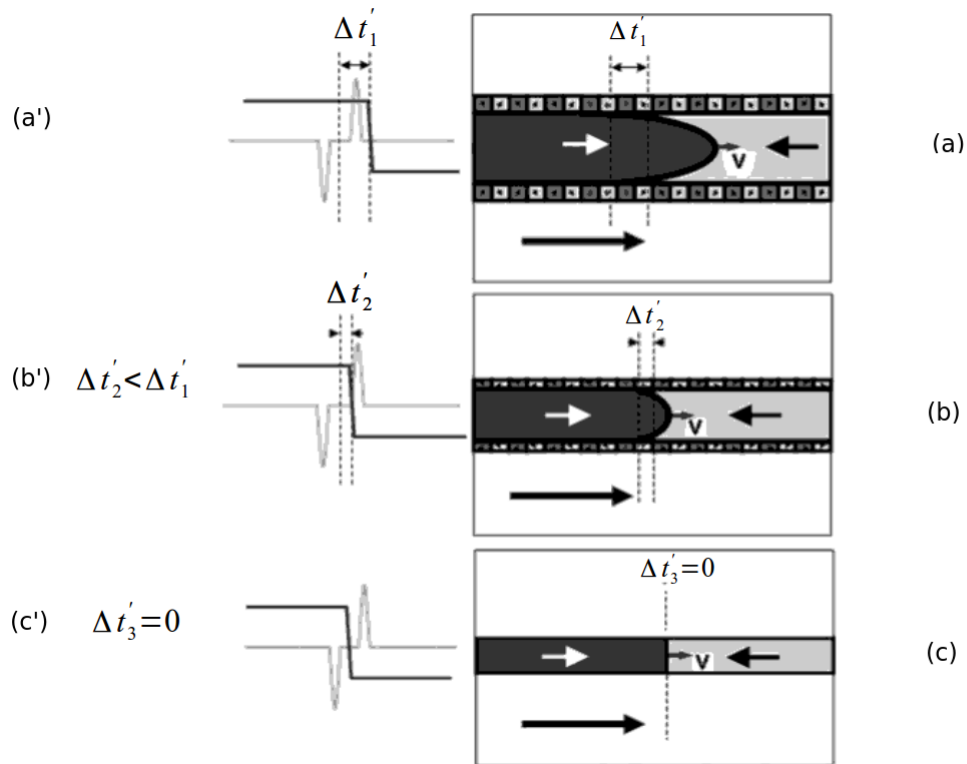


Figura 4.12: Correlação entre a curvatura e posições relativa dos sinais MOKE e Sixtus-Tonks para amostra de $Fe_{72,5}Si_{7,5}B_{15}$. Figura adaptada da referência [14].

A análise dos resultados foi feita com base na diferença de tempo entre os sinais captados ($\Delta t'$) via efeito Kerr e Sixtus-Tonks, como apresentado na figura 4.12. Nesta tem-se os vários graus de curvatura da parede de domínio em (a),(b) e (c). Com relação aos sinais detectados, partes (a'), (b') e (c'), a primeira barra vertical, está colocada sobre a metade do sinal induzido das bobinas sensoras e a segunda barra vertical, está colocado no meio do sinal oriundo da transição Kerr. O sinal de Δt fornece a informação sobre a curvatura da parede de domínio durante a propagação. Caso a parede fosse plana, parte (c) da figura 4.12, ($\Delta t'_3 = 0$), não haveria diferença temporal na detecção dos sinais. Quando ($\Delta t' \neq 0$), como no caso de $\Delta t'_1$ e $\Delta t'_2$ a parede é parabólica, que é um tipo de parede cônica. Para o caso (a'), por exemplo, a transição do sinal Kerr aparece depois do sinal captado pelas bobinas sensoras, ou seja, uma única parede de domínio alcança as bobinas sensoras antes mesmo de alcançar a posição do laser. Esse comportamento é devido a forma cônica da parede. Esse mesmo comportamento foi observado também em amostras de microfios amorfos recobertos por vidro com dimensões típicas, da

ordem de 1 a 50 μm , que corresponde a mesma ordem de espessura da amostra estudadas neste trabalho.

5 Aparato Experimental

Neste capítulo, o sistema utilizado para medir a velocidade da parede de domínio e realizar tratamentos térmicos nos microfios recobertos por vidros é apresentado.

5.1 Sistema de medidas de velocidades

Para analisar a dinâmica de PD foram feitas medidas, pelo método indutivo, através de uma variação do clássico experimento de Sixtus-Tonks [49]. O sistema desenvolvido para realizar

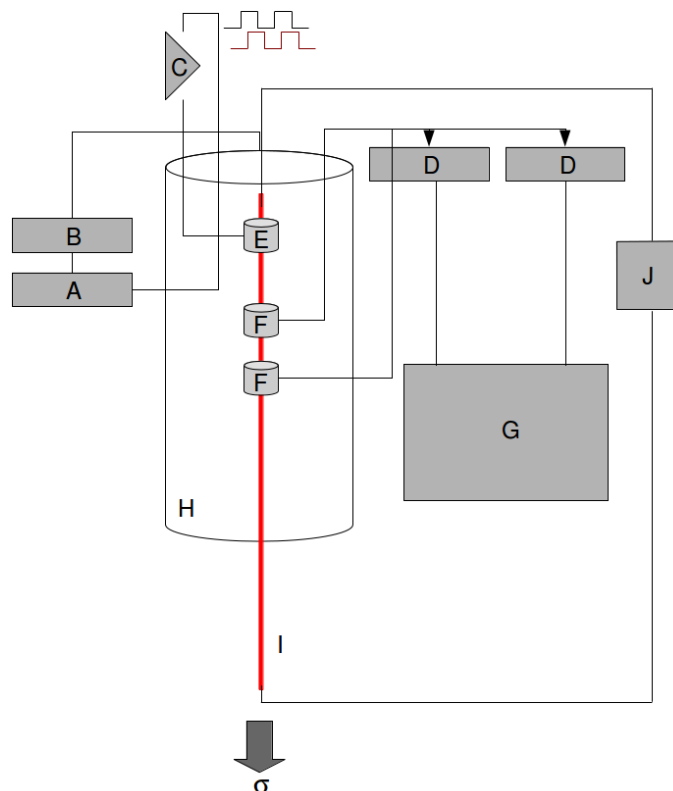


Figura 5.1: Sistema experimental; (A) gerador de funções, (B) fonte de tensão, (C) circuito *Time-shift*, (D) filtros passa-baixas, (E) bobina de aprisionamento, (F) bobinas sensoras, (G) computador, (H) bobina primária, (I) amostra e (J) fonte de corrente DC.

este trabalho, no Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos (*LMMM*), consiste de

quatro partes: uma responsável pela geração do campo magnético externo, outra pela aquisição e digitalização do sinal induzido nas bobinas sensoras, uma terceira responsável pelo aprisionamento da parede de domínio e a quarta parte responsável pela aplicação de corrente DC sobre a amostra, conforme ilustrado na figura 5.1.

A primeira parte é comandada por um computador através de um programa na plataforma Vee também desenvolvido no LMMM. O computador está interfaceado, via conexão GPIB, com um gerador de funções *Stanford Research Systems Model DS345* (A). Este gerador, por sua vez, está ligado a uma fonte de tensão (B), desenvolvida para este trabalho, que é responsável pela alimentação da bobina primária (H). Essa fonte de tensão é alimentada por baterias a fim de diminuir o ruído elétrico no experimento. A bobina primária, de excitação, possui 20 cm de comprimento, sendo 11 cm de campo homogêneo, cuja intensidade (3180 A/m) é diretamente responsável pelo campo magnético aplicado ao material. Neste trabalho, utilizou-se uma onda quadrada, com frequência de 1 Hz, para o campo externo com a finalidade de conduzir a PD e avaliar sua dinâmica sob efeito de um campo magnético constante. Além disso, o campo externo aponta de cima para baixo durante a aquisição dos dados, ou seja, a PD propaga-se da parte superior para a parte inferior da amostra.

A segunda parte é responsável pela captação do sinal. No interior da bobina primária, na região de campo homogêneo, estão devidamente posicionadas duas bobinas sensoras (F), cada uma com 200 espiras e 2 mm de comprimento. O sinal induzido nas mesmas é captado individualmente com o objetivo de diferenciar mais claramente o sinal de cada bobina. Este sinal, por ter amplitude muito baixa, é amplificado (D) e condicionado por um pré-amplificador com filtro passa-baixas com frequência de corte ajustável, neste caso a frequência de corte foi de 100 kHz com 12 db/oitava. O ganho do pré-amplificador foi de 200. Além disso, o acoplamento utilizado foi DC e ainda, foi colocado um T com um resistor de 50Ω na entrada e saída do filtro. Após, o sinal é digitalizado por uma placa digitalizadora PCI-DAS 4020/12 da *Measurement Computing* (G), a uma taxa de amostragem de aquisição de 1 MS/s, em 2 canais (ou portas) independentes, sendo que na entrada de cada canal também foi colocado um T com um resistor de 50Ω .

Mesmo que a bobina primaria tenha uma impedância baixa, a subida do campo até o valor de medida sofre um amortecimento, isto é, o campo tende a seu valor máximo após um certo tempo, como pode ser observado na figura 5.2. Esse efeito poderia fazer com que a PD se propagasse em um campo magnético que não é constante. Para resolver esse problema, foi necessário introduzir uma sistema de aprisionamento (E) da PD. Uma pequena bobina de 1 cm de comprimento, chamada de bobina de aprisionamento (BA) (*pinning coil*), que está ligada a

um circuito defasador, e em sincronia com o sinal gerador de funções, foi acoplada ao sistema. Esta é a terceira parte do sistema experimental. A BA gera um campo magnético local na amostra mas no sentido contrário ao da bobina primária. Como ela está posicionada próxima à extremidade superior do microfio, cerca de 1 cm, ela aprisiona a PD associada ao domínio de fechamento, por um determinado intervalo de tempo até que H atinja seu valor constante. Com isso, a BA permite controlar quando a parede de domínio deve começar o movimento, ou seja, assim que a intensidade do campo estiver atingido seu valor constante.

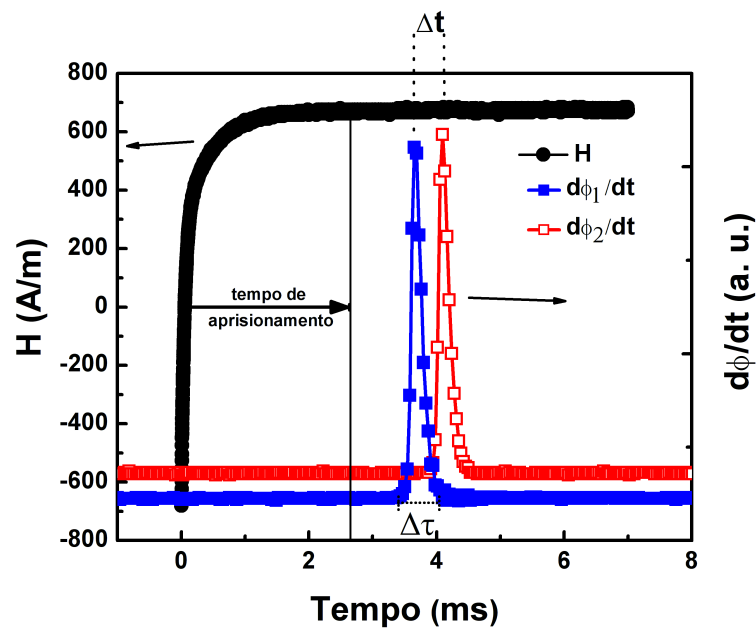


Figura 5.2: Curva campo e $d\phi/dt$ em função do tempo.

A amostra (I) é posicionada no eixo das 4 bobinas. Nas extremidades superior e inferior do microfio foi removida uma pequena parte da cobertura de vidro. As mesmas foram presas a um fio de cobre, sendo que a parte superior foi fixada a um fio de cobre no interior de um tubo de vidro. Com isso, pode-se ajustar a posição da amostra com relação a BA e também garantir o contato elétrico e mecânico com a amostra. Tomou-se o cuidado para que a extremidade superior estivesse imersa no campo magnético enquanto que a extremidade inferior estivesse fora da bobina primária de forma a assegurar que apenas uma parede de domínio irá se propagar ao longo da amostra. Além disso, foram colocados corpos de massa aferida na extremidade inferior, a fim de aplicar tensões mecânicas na amostra. Devido à fragilidade da amostra, tomou-se o cuidado para não se aplicar tensões mecânicas muito intensas durante o processo de aquisição de dados, pois poderia causar o rompimento da mesma.

A aplicação da corrente elétrica dc foi realizada utilizando uma fonte de corrente *Keithley* modelo 6221 ac/dc, item (J) da figura 5.1. Diferentes intensidades e sentidos foram aplicados a

fim de verificar o efeito da corrente elétrica sobre a dinâmica da parede de domínio. Tomou-se como padrão o sentido real da corrente ou, para o caso, corrente positiva (+ i), fluxo de elétrons no sentido contrário ao deslocamento da parede de domínio, e corrente negativa (- i), fluxo de elétrons no mesmo sentido do deslocamento da parede de domínio. Cabe ressaltar que os valores de corrente aplicados foram abaixo do valor correspondente à corrente de tratamento térmico da amostra, para garantir que as possíveis modificações estruturais ocorridas durante o tratamento não fossem alteradas com aplicação de correntes durante a aquisição dos dados.

Com o software desenvolvido, pode-se fazer uma série de aquisições e com isso calcular a velocidade média para cada valor de campo aplicado. Todas as medidas foram feitas dentro do limite em que a BA consegue aprisionar a parede de domínio. Na verdade, a BA impõem um limite mínimo e máximo de campos magnetizantes, mas diferentes para cada condição (corrente elétrica, tensão mecânica) de medida.

Para uma determinada tensão mecânica, sentido e intensidade da corrente DC na amostra, uma série de campos magnéticos foram também aplicados. Para cada valor de campo, após o desligamento da corrente na BA, a PD passa pelas bobinas sensoras gerando pulsos de voltagem quando o fluxo magnético varia no seu interior, ou seja, quando a PD cruza a bobina sensora. Como sabemos a separação entre as bobinas sensoras ($L=3$ cm), podemos calcular a velocidade da PD por $v = \frac{L}{\Delta t}$, onde Δt é o intervalo de tempo entre os pulsos de tensão produzido por cada bobina sensora, como ilustrado na figura 5.2.

Para determinarmos o comprimento da parede domínio L_w , foi obtida uma medida da largura do pulso de voltagem $\Delta\tau$ gerado pelas bobinas sensoras, como mostrado na figura 5.2. Essa largura corresponde ao intervalo de tempo necessário para a PD atravessar uma bobina sensora. Como a velocidade da parede é constante, pode-se multiplicá-la pelo intervalo de tempo $\Delta\tau$ a fim de obter L_w , que será proporcional a esse produto. Como o tempo de relaxação do sistema de detecção dos sinais, bobinas sensoras e filtros, é da ordem de $10 \mu s$, que corresponde a uma ordem de grandeza menor do que $\Delta\tau$, o tempo de relaxação do sistema de detecção não foi considerado para calcular o comprimento da parede de domínio.

Como informação adicional, foram medidas as curvas de magnetização para a amostra estudada neste trabalho sob tensão mecânica e corrente elétrica. O sistema experimental desenvolvido para realizar as aquisições de curvas de magnetização pode ser visualizado através do diagramas de blocos, na figura 5.3. O sistema consiste basicamente em duas partes, uma responsável por gerar o campo magnético externo e a outra pela aquisição e digitalização do sinal induzido nas bobinas sensoras. A primeira parte é comandada por um computador através de um programa na plataforma Vee também desenvolvido no LMMM. O computador está inter-

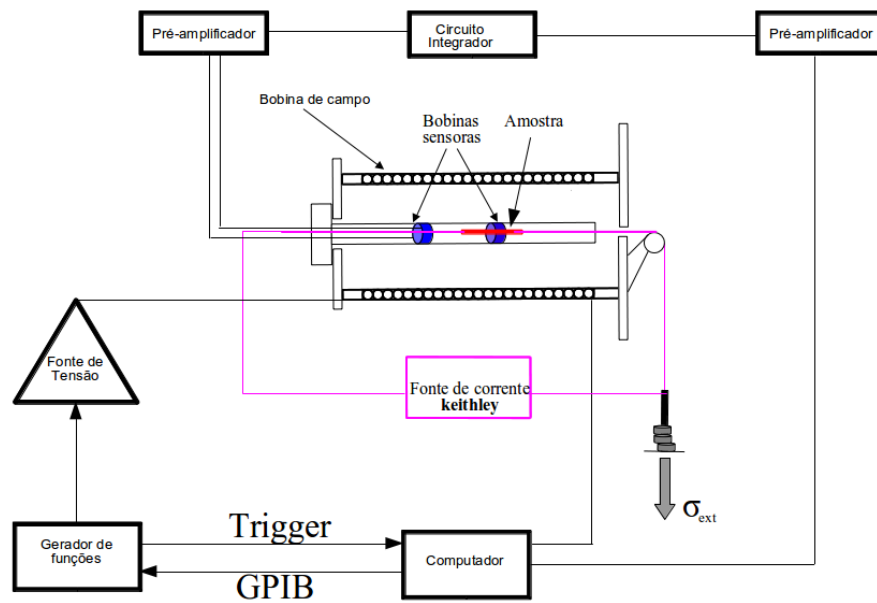


Figura 5.3: Sistema experimental para aquisição das curvas de magnetização.

faceado, via conexão GPIB, com um gerador de funções *Stanford Research Systems Model DS345*. Este gerador, por sua vez, está ligado a uma fonte de tensão, desenvolvida para este trabalho, que é responsável pela alimentação da bobina de campo externo, com campo máximo de 2800 A/m. Essa fonte de tensão é alimentada por baterias a fim de diminuir o ruído elétrico no experimento. Para determinarmos o campo magnético produzido pelo solenóide, medimos a queda de tensão em um resistor de 1Ω ligado em série com a bobina de excitação. Vale lembrar que a forma da onda, relacionada à diferença de potencial aplicada, é triangular com o objetivo de fazer com que a taxa de variação do campo em relação ao tempo seja constante. A frequência utilizada foi de 1 Hz.

Na outra parte, responsável pela captação dos pulsos, o sinal é detectado por uma bobina sensora, de 3,5 mm de comprimento, com 3000 espiras. Em série a essa bobina, mas em contrafase, foi colocada uma outra bobina idêntica, com o objetivo de retirar o sinal captado referente ao campo magnético externo. Assim garante-se que o sinal captado é devido à variação da magnetização da amostra. As duas bobinas foram fixadas em um suporte de tal forma que ao serem colocadas no interior do solenóide fiquem na região central da bobina de excitação, que possui 12 cm de campo homogêneo. No interior de uma das bobinas sensoras é colocado o microfio, 5 cm de comprimento, com ambas extremidades presas a um fio de cobre. Através desse fio, o contato elétrico com a amostra para passagem da corrente elétrica foi feito. Além disso, o microfio foi submetido a tensões mecânicas variadas entre 0 e 400 MPa. O sinal, proveniente da bobina sensora, por ter amplitude muito baixa, é amplificado e condicionado por um pré-amplificador com filtro passa-baixas com frequência de corte ajustável, neste caso

a frequência de corte foi de 30 kHz com 12 db/oitava. O ganho do pré-amplificador foi de 50. Além disso, o acoplamento utilizado foi DC e ainda, foi colocado um T com um resistor de 50 Ω na entrada e saída do filtro. O sinal, após amplificado, foi integrado utilizando-se um circuito integrador. Após, o sinal passa novamente por um filtro passa-baixas com frequência de corte de 30 kHz com 12 db/oitava. O ganho do pré-amplificador foi de 10. Por fim, o sinal é digitalizado por uma placa digitalizadora PCI-DAS 4020/12 da *Measurement Computing* (G), a uma taxa de amostragem de aquisição de 1 MS/s, em 2 canais (ou portas) independentes, sendo que na entrada de cada canal também foi colocado um T com um resistor de 50 Ω . Ou seja, o sinal que chega à placa digitalizadora é proporcional a magnetização da amostra. Para cada valor de tensão mecânica externa e sentido da corrente elétrica aplicada foi medida uma curva de magnetização.

5.2 Tratamento térmico

Antes das medidas de velocidade da PD e curvas de magnetização, a amostra foi submetida a um tratamento térmico por efeito Joule, conforme descrito da seção 3.6, utilizando uma fonte de corrente. Como o MARV é envolto por uma cobertura de vidro, a mesma teve que ser removida nas extremidades para a aplicação de corrente. Foi utilizada cola prata para simultaneamente fixar a amostra e garantir o contato elétrico. Como apresentado na seção 3.6, existe uma relação direta entre a corrente que flui pela amostra e a temperatura de equilíbrio que a amostra alcança, que corresponde a temperatura do tratamento térmico. A amostra foi submetida a um tratamento térmico por efeito Joule a uma temperatura estimada em 300°C.

6 Resultados e Discussão

Neste capítulo serão apresentados os resultados experimentais obtidos através das medidas da velocidade das paredes de domínios em microfios amorfos recobertos por vidro. A primeira parte está relacionada ao estudo da velocidade axial, para diferentes intensidades de tensões mecânicas aplicadas, onde não foi levado em consideração as possíveis alterações no comprimento e forma da parede de domínio. Já a segunda parte, está relacionada à análise da velocidade axial e ortogonal da parede de domínio em função correntes elétricas e tensões mecânicas. Em especial, estudou-se como que o comprimento e a forma da parede de domínio são alteradas quando a amostra é submetida a diferentes intensidades de tensões mecânicas e correntes elétricas. As amostras utilizadas nesta tese foram gentilmente cedidas pelo Prof. H. Chiriac, do National Institute of RD for Technical Physics, Iasi.

6.1 Parte 1

O estudo da velocidade axial para diferentes intensidades de tensões mecânicas aplicadas foi tratado na referência [72]. Nesse trabalho foi apresentado os resultados experimentais obtidos através das medidas da velocidade das paredes de domínios. As amostras deste estudo têm composição nominal $Fe_{77.5}Si_{7.5}B_{15}$ com diâmetro total de $47 \mu m$ (amostra S1) e $40 \mu m$ (amostra S2) e diâmetro do núcleo metálico de $25 \mu m$ e $18.5 \mu m$, respectivamente, com comprimento de 30 cm. Diferentes valores de tensões mecânicas foram aplicadas axialmente ao microfio a fim de alterar a energia magnetoelástica do sistema e conseqüentemente modificar sua estrutura de domínios. Com isso podemos avaliar a propagação de uma única parede de domínio pelo núcleo do microfio em diversos regimes de tensão mecânica, até um valor máximo de aproximadamente 200 MPa. Duas amostras foram submetidas a tratamento térmico por aquecimento Joule, com correntes elétricas de 32 mA ($S1Ann$) e 20 mA ($S2Ann$) durante 20 minutos. Estas correntes equivalem a um tratamento térmico à $250^{\circ}C$.

Cabe salientar que, segundo as referências [23, 46], no caso de microfios de $Fe_{77.5}Si_{7.5}B_{15}$, não houve nenhuma mudança significativa no campo de inversão e na magnetização de rema-

nência após 1 hora de tratamento térmico a uma temperatura de até 400°C , que corresponde à temperatura de Curie da fase amorfa. Acima da temperatura de cristalização, que é de aproximadamente 500°C , há mudanças significativas nas suas propriedades magnéticas. A explicação para tal comportamento foi atribuída aos altos valores de tensões internas armazenadas no processo de produção. Mesmo que houvesse o alívio dessas tensões armazenadas, essa alteração seria incapaz de produzir grandes mudanças nas propriedades magnéticas, enquanto o fio ainda é amorfo.

Como uma primeira abordagem, a figura 6.1 apresenta uma curva típica da velocidade da PD em função do campo magnético, mostrando dois regimes: adiabático, conforme expressão 4.35, e viscoso, conforme expressão 4.2. As linhas sólidas na figura mostram os ajustes feitos através das expressões 4.35 e 4.2. No que segue, será feita uma análise dos parâmetros obtidos a baixos campos H , ou seja, no regime adiabático. Com base nesses ajustes é possível obter os parâmetros expoentes críticos (α), campo crítico de propagação (H'_0) e mobilidade (S') em termos das dimensões da amostra, tratamento térmico e tensões mecânicas aplicadas.

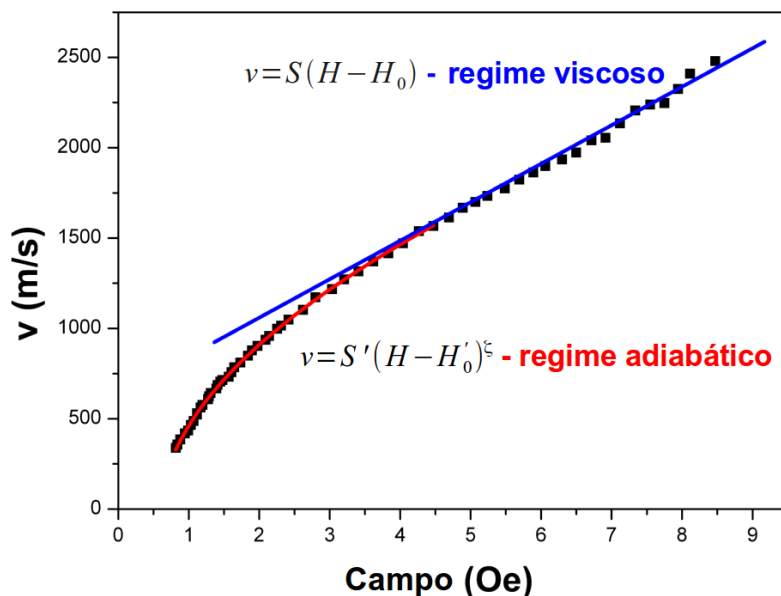


Figura 6.1: Típica curva de velocidade em função do campo mostrando dois tipos de regime: adiabático e viscoso.

O expoente crítico ζ obtido a partir dos ajustes está apresentado na figura 6.2, para as diferentes amostras estudadas, em função das tensões mecânicas aplicadas. Neste gráfico, podemos observar que os valores de ζ são próximos a 0,5, o que é uma indicação de parede plana propagando-se pela amostra no regime adiabático. Embora, algumas poucas variações existam em torno deste valor, tanto os tratamentos térmicos como as tensões mecânicas mos-

tram ter um importante papel sobre a forma da parede. Enquanto a tensão mecânica produz um aumento de ζ , o tratamento térmico reduz essa dependência de ζ com σ aproximando os valores de ζ para 0,5.

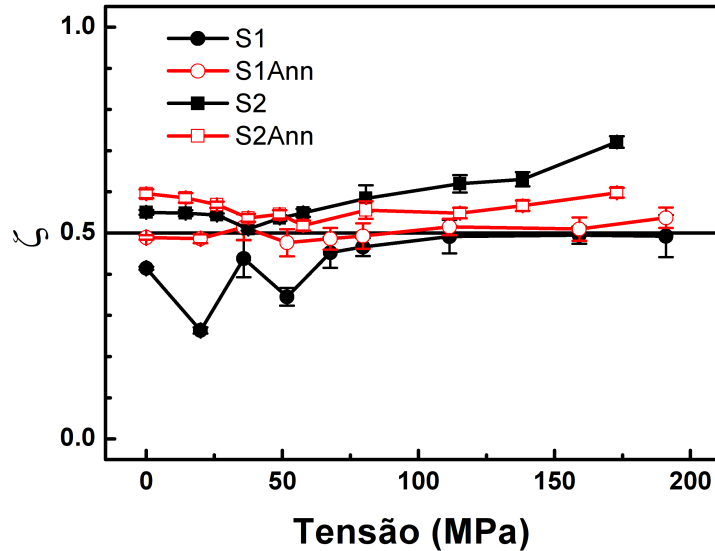


Figura 6.2: Expoente crítico ζ em função da tensão mecânica aplicada.

Os campos críticos de propagação H'_0 estão apresentados na figura 6.3. Conforme mostrado anteriormente, o campo crítico de propagação depende das interações de curto H_{CA} e de longo alcance H_{LA} . Numa primeira abordagem, para $\sigma = 0$, esperávamos que o tratamento térmico diminuísse a dependência do H'_0 em relação a H_{CA} devido ao fato do tratamento térmico diminuir o número de centros de aprisionamento. Mas isso não foi observado, pelo menos para esta temperatura de tratamento, pois os valores de H'_0 foram praticamente os mesmos para $\sigma = 0$. Isso sugere que H'_0 dependa predominantemente das interações de longo alcance, dado pela expressão $H'_0 \propto \lambda_s(\sigma_{arm} + \sigma_{ext})$. Os valores de H'_0 para a amostra S1 são maiores do que os valores de S2. Uma justificativa para tal comportamento pode ser dado em termos das dimensões das amostras e as tensões armazenadas no procedimento de produção. A amostra S1 possui $r_0 = 9,25 \mu m$ e espessura da cobertura de vidro $r_T - r_0 = 10,75 \mu m$, enquanto que a amostra S2, possui $r_0 = 12,5 \mu m$ e espessura da cobertura de vidro $r_T - r_0 = 11 \mu m$. Tendo em vista que a espessura da cobertura de vidro de ambas amostras tem aproximadamente o mesmo valor, porém diferem com relação ao r_0 , a amostra que possui menor valor de r_0 é aquela que possui mais tensões armazenadas. Como H'_0 depende fortemente da anisotropia magnetoelástica (dado pela expressão 4.5), verificamos que os valores de H'_0 para a amostra S1 são maiores do que os da amostra S2.

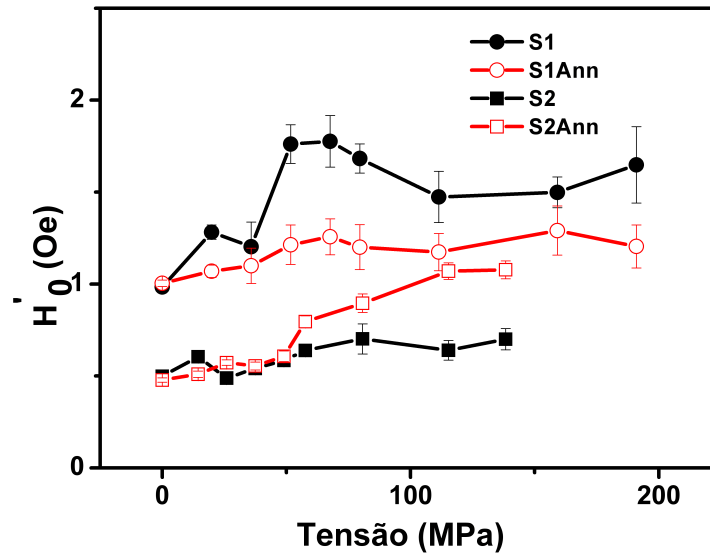


Figura 6.3: Campo crítico H'_0 em função da tensão mecânica aplicada.

Para justificar o comportamento das amostras tratadas em relação as amostras como feita tivemos que fazer uma abordagem avaliando o comportamento da magnetostricção de saturação em função das tensões aplicadas e armazenadas. Para isso, foi necessário realizar medidas de curvas de magnetização a diferentes tensões mecânicas aplicadas. Na figura 6.4 é mostrada uma curva de magnetização quadrada, típica de sistemas que apresentam bi-estabilidade, como é o caso dos MARV com magnetostricção positiva. Mais especificamente, estamos interessados no campo de anisotropia $H_k = \frac{2K_u}{M_s}$, que corresponde ao valor de campo no qual a magnetização alcança o valor de saturação. Para o caso de materiais amorfos, o campo de anisotropia é dado por $H_k = \frac{3\lambda_s\sigma}{M_s}$. Sendo assim, para cada valor de tensão obtemos um valor do H_k que está mostrado na figura 6.5, parte (a). Como temos os valores de H_k , podemos encontrar os valores da λ_s pela seguinte relação $\frac{dH_k}{d\sigma} = \frac{3\lambda_s}{M_s}$, mostrado na figura 6.5, parte (b).

Os valores da magnetostricção de saturação para as amostras *S1* e *S1Ann* podem ser vistos na figura 6.6, onde podemos perceber que para tensões mecânicas maiores que 50 MPa os valores da λ_s para ambas amostras possuem aproximadamente os mesmos valores. O que sugere que houve um alívio das tensões armazenadas durante os processo de fabricação na amostra *S1Ann*, pois os valores de H'_0 seguem menores do que os da amostra *S1* à medida que aumentamos a tensão aplicada, veja a figura 6.3.

Já para as amostras *S2* e *S2Ann* os valores da magnetostricção podem ser vistos na figura 6.7. Podemos observar que para valores de tensões acima de 50 MPa os valores da λ_s para amostra *S2Ann* são maiores do que os da amostra *S2*. O tratamento térmico poderia até ter aliviado

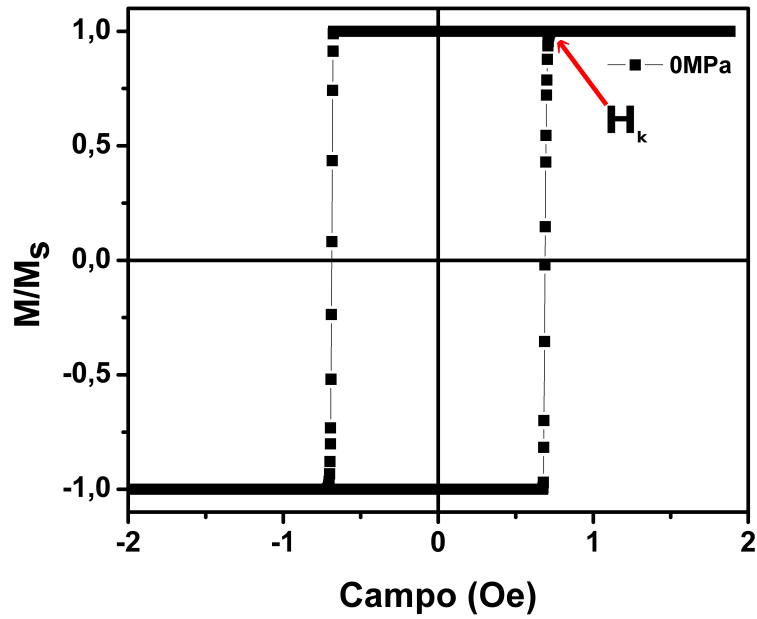


Figura 6.4: Curva de magnetização típica de um MARV com magnetostricção positiva. Curva gentilmente cedida por Rafael Cabreira Gomes.

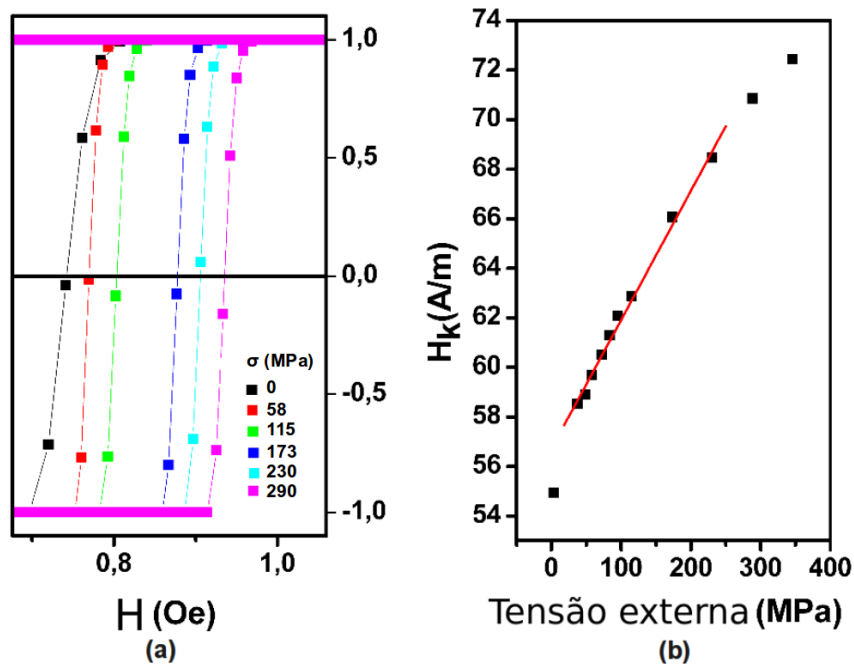


Figura 6.5: Campo de anisotropia H_k . Em (a) temos os valores de H_k e em (b) temos H_k em função da tensão. Curva gentilmente cedida por Rafael Cabreira Gomes.

as tensões armazenadas durante o processo de fabricação, porém, como os valores da λ_s para $S2Ann$ são maiores, leva os valores de H'_0 a aumentar nesta faixa de tensões mecânicas aplicadas, veja a figura 6.3.

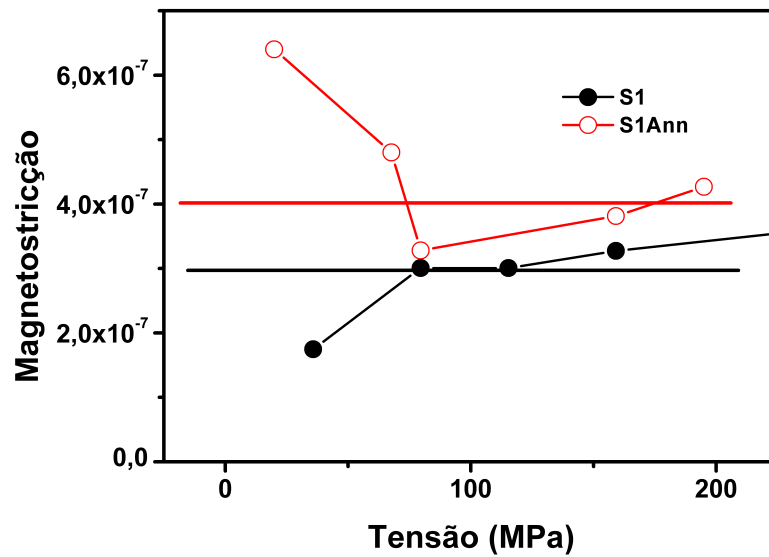


Figura 6.6: Magnetostricção de saturação para as amostras *S1* e *S1Ann* mostrando que os valores de λ_s são aproximadamente iguais para ambas amostras acima de 50 MPa.

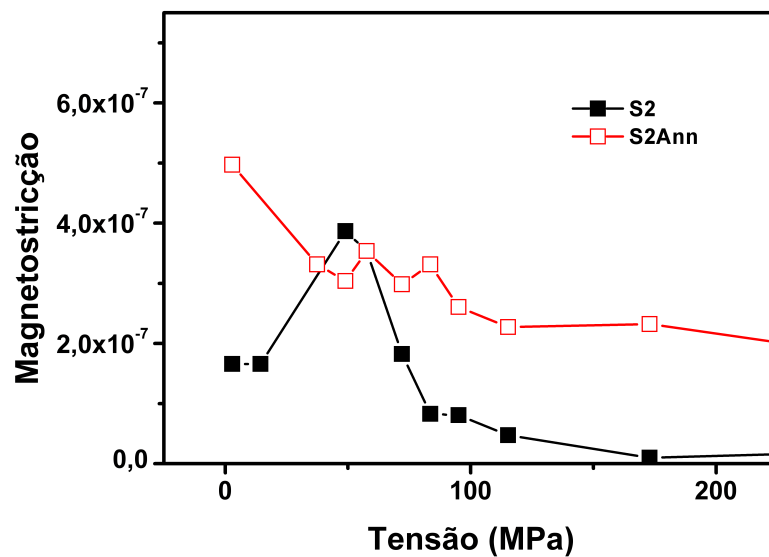


Figura 6.7: Magnetostricção de saturação para as amostras *S2* e *S2Ann* mostrando que λ_s para *S2Ann* é maior que para *S2* acima de 50 MPa.

Além disso, podemos ver claramente o aumento do H'_0 com o aumento da tensão aplicada nas amostras, veja figura 6.3.

Outro parâmetro que deve ser analisado é a mobilidade. A figura 6.8 mostra o gráfico da mobilidade em função da tensão mecânica aplicada. Para verificar qual termo de amortecimento tem mais relevância, em uma determinada faixa de tensões aplicadas, torna-se interessante ana-

lisarmos o inverso da mobilidade, conforme expressão 4.3, que mostra mais claramente o amortecimento efetivo sobre a PD em função das tensões mecânicas aplicadas, como observado na figura 6.9.

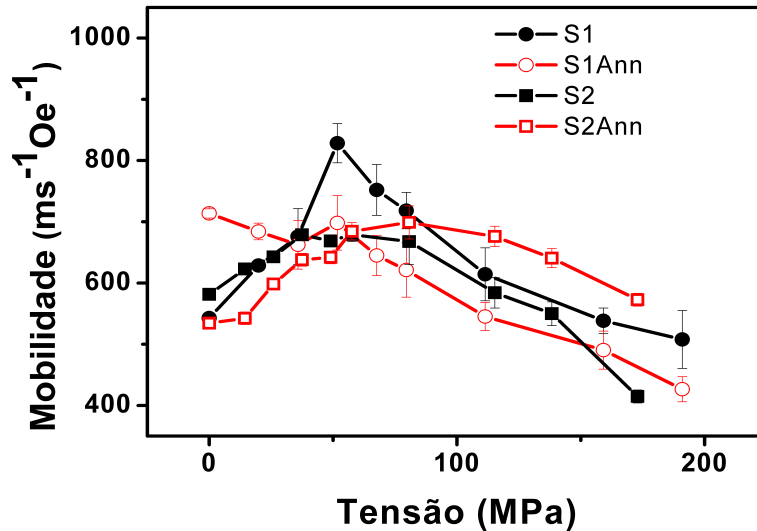


Figura 6.8: Mobilidade em função da tensão aplicada.

Podemos ver na figura 6.9 que para baixas tensões há uma diminuição do amortecimento efetivo à medida que a tensão mecânica é aumentada. Por outro lado, há um aumento do amortecimento efetivo para valores maiores de tensões mecânicas aplicadas. Podemos notar também que existe um valor de tensão, a tensão crítica (σ_c), no qual há uma mudança de um regime de amortecimento para outro. Este valor varia de amostra para amostra, mas permanece dentro de uma faixa de tensões mecânicas entre 50 MPa e 120 MPa.

Conforme apresentado na seção 4.1.2, são três as principais contribuições para descrever o amortecimento de uma PD: *eddy currents*, relaxação de *spin* e relaxação estrutural. Porém, apenas β_e e β_r tem relevância para nossa análise, devido ao fato de todas as medidas terem sido feitas apenas a temperatura ambiente. Sendo assim, o termo de relaxação estrutural não foi quantificado.

Para altas tensões mecânicas aplicadas, podemos verificar que existe um aumento no amortecimento da PD que segue com a raiz quadrada da tensão mecânica aplicada, conforme o ajuste, linha sólida na figura 6.9, usando a expressão $\beta_r \propto \chi M_s \sqrt{\left(\frac{3\lambda_s \sigma}{2A}\right)}$ mais um termo de amortecimento constante. Este termo constante deve estar associado a algum mecanismo de amortecimento que não tenha dependência com as tensões mecânicas aplicadas como, por exemplo, amortecimento por β_e com $r_b = r_0$. Com o bom acordo entre os dados experimentais e os

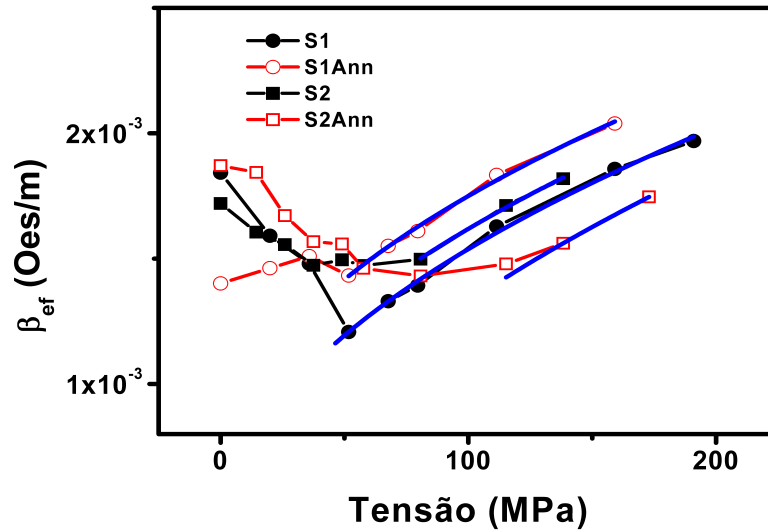


Figura 6.9: Amortecimento efetivo em função das tensões aplicadas. A linha azul representa o ajuste feito através da expressão 4.31.

ajustes, podemos inferir que a principal contribuição para a variação do amortecimento efetivo, nesta faixa de tensões mecânicas aplicadas, está associado ao termo de relaxação de *spin*. Os ajustes foram feitos mantendo o valor da constante de troca A constante, porém, variando o valor da λ_s . Os resultados estão sumarizados na tabela 6.1. Podemos observar que o valor do

Tabela 6.1: Parâmetros do ajuste feito através da expressão 4.31 mais um termo constante.

Amostra	χM_s (Oe/s)	λ_s/A (m/erg)	cte
S1	0.122 ± 0.003	$0.93E^{-6} \pm 5E^{-8}$	$3.6E^{-4} \pm 3E^{-5}$
S1Ann	0.114 ± 0.006	$1.19E^{-6} \pm 8E^{-8}$	$6.1E^{-4} \pm 4E^{-5}$
S2	0.16	$0.54E^{-6}$	$4.6E^{-4}$
S2Ann	0.15	$0.79E^{-6}$	0

χM_s praticamente não é alterado para a mesma amostra, porém o valor da λ_s aumenta com o tratamento térmico na mesma amostra.

Por outro lado, no regime de baixas tensões mecânicas aplicadas, até σ_c , o termo de relaxação de *spin* também contribui para a variação do amortecimento efetivo. Como os termos de amortecimento são aditivos, podemos subtrair os valores do termo de relaxação de *spin* ajustados do amortecimento efetivo, e o resultado é apresentado na figura 6.10.

Considerando a estrutura de domínios núcleo-casca dos microfios estudados, esperavamos uma variação na contribuição de *eddy-currents* para o amortecimento efetivo. Se com a aplicação de tensão externa o volume da amostra permanece constante, haveria também uma compressão nas direções radial e circunferencial que por sua vez associada a uma $\lambda_s > 0$ favoreceria

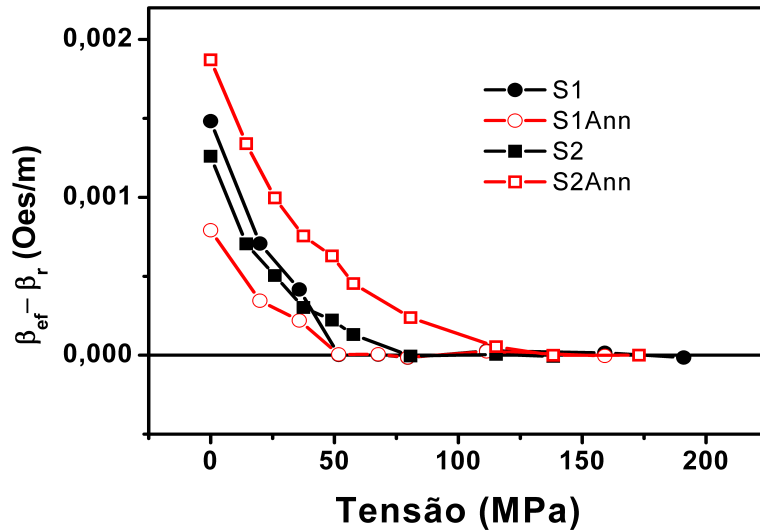


Figura 6.10: Termo de amortecimento efetivo subtraído do termo de relaxação de *spin*.

a magnetização na direção axial. Finalmente, o efeito de tensão aplicada seria um aumento do núcleo axial em detrimento da casca circunferencial até que $r_b = r_0$, o que aconteceria em $\sigma = \sigma_c$. Comparando este resultado com a expressão 4.18 percebe-se que β_e diminui com r_b na faixa $0,85r_0 \leq r_b \leq r_0$, logo concluímos que a variação de $(\beta_{ef} - \beta_r)$ observado na figura 6.10 é devido principalmente a *eddy-currents*. Contudo, para fazer um ajuste, na figura 6.10, utilizando a expressão 4.18, deveríamos saber como que r_b varia com a tensão mecânica aplicada, o que não foi possível ser realizado através das curvas de magnetização.

Cabe ressaltar que os resultados apresentados até aqui foram obtidos considerando apenas a velocidade axial da parede de domínio. Não levamos em conta o que acontece com as possíveis variações do L_w ou na forma da parede de domínio. Nosso artigo, referente a esses resultados, encontra-se em anexo à tese.

6.2 Parte 2

Nesta parte serão apresentados os resultados experimentais obtidos através das medidas da velocidade das paredes de domínios em microfios amorfos sob efeito de correntes elétricas dc e tensões mecânicas aplicadas. A amostra estudada tem composição nominal $Fe_{77.5}Si_{7.5}B_{15}$ com diâmetro total de $47 \mu\text{m}$ e diâmetro do núcleo metálico de $25 \mu\text{m}$. A dificuldade experimental em remover a cobertura de vidro, garantir o contato eletromecânico e aplicar tensões externas, mostrou-se uma barreira enorme no desenvolvimento desta parte da tese. Por esses motivos, apresenta-se apenas os resultados obtidos de uma amostra.

A amostra foi submetida a tratamento térmico, por aquecimento Joule, durante 1 hora, com corrente elétrica máxima de 39 mA, equivalente a 300°C. Diferentes valores de tensões mecânicas e correntes elétricas foram aplicadas axialmente ao microfio a fim de alterar a energia magnética do sistema e consequentemente modificar sua estrutura de domínios. Avaliou-se a propagação de uma única parede de domínio pelo núcleo do microfio em uma faixa de tensão mecânica entre 0 a 400 MPa e correntes elétricas DC de -25 mA a 25 mA ($\approx 200^\circ\text{C}$), menores, portanto, que a corrente de tratamento térmico.

Nessa etapa, é feita uma análise do efeito da corrente elétrica passando pela amostra para uma determinada tensão mecânica aplicada. Cabe ressaltar, que ao aplicarmos corrente elétrica para avaliar a dinâmica da PD, há o efeito da temperatura que acaba por aquecer a amostra via efeito Joule. Para correntes de -20 mA e 20 mA, por exemplo, a temperatura é mesma, $\approx 160^\circ\text{C}$, mas produz efeitos distintos em termos da propagação da parede de domínio. A figura 6.11 apresenta o comportamento da velocidade axial da parede de domínio em função de campo magnético aplicado para diferentes valores de corrente aplicada. Pode-se ver que o comportamento da velocidade em função do campo é linear, conforme expressão (4.2). Além disso, percebe-se que a mobilidade é maior para correntes negativas.

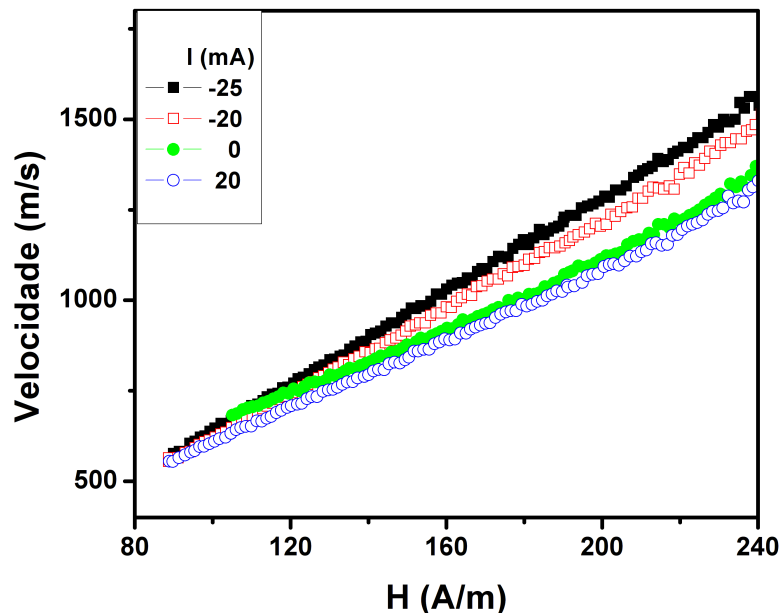


Figura 6.11: Velocidade axial da parede de domínio, para diferentes intensidades de corrente elétrica aplicada e tensão mecânica de 280 MPa, em função do campo magnético aplicado. Note que a mobilidade da parede de domínio é alterada para diferentes valores de correntes dc aplicadas.

Inicialmente acreditou-se que esse efeito, alteração da mobilidade, poderia estar associado a interação da corrente elétrica polarizada com os *spins* da parede de domínio, ou seja, transfe-

rência de torque por *spin*. Todavia, estimou-se a intensidade do H_ϕ , cujo valor é de 250 A/m na superfície metálica, para uma corrente de 20 mA. Pelo fato que H_ϕ ter maior intensidade, consequentemente, maior contribuição para alteração da mobilidade da parede de domínio, a transferência de torque por *spin* foi desprezada.

A fim de avaliar este comportamento, ou seja, a modificação da mobilidade da PD com a corrente aplicada, estudou-se a velocidade ortogonal considerando que a PD tenha uma forma cônica, conforme figura 3.16. Observa-se que quando há o deslocamento axial da parede, há também um deslocamento ortogonal da mesma, conforme indicado na figura 3.16. Se a parede tem um comprimento L_w , com $L_w \gg r_0$, a relação entre as velocidades axial, medida, e a normal é

$$v_n = \frac{vr_0}{L_w}. \quad (6.1)$$

O comprimento da parede, por sua vez, pode ser determinado à partir da medida da largura do pulso quando a PD cruza a bobina sensora, como indicado na figura 5.2, ou

$$L_w = \Delta\tau v - 2mm, \quad (6.2)$$

onde 2 mm refere-se ao comprimento da bobina sensora. A figura 6.12 apresenta a v_n em função do campo aplicado para diferentes valores de correntes e mesma tensão mecânica aplicada (280 MPa). Verifica-se que $v_n \ll v$, e ainda, v_n não apresenta dependência clara com o sentido da

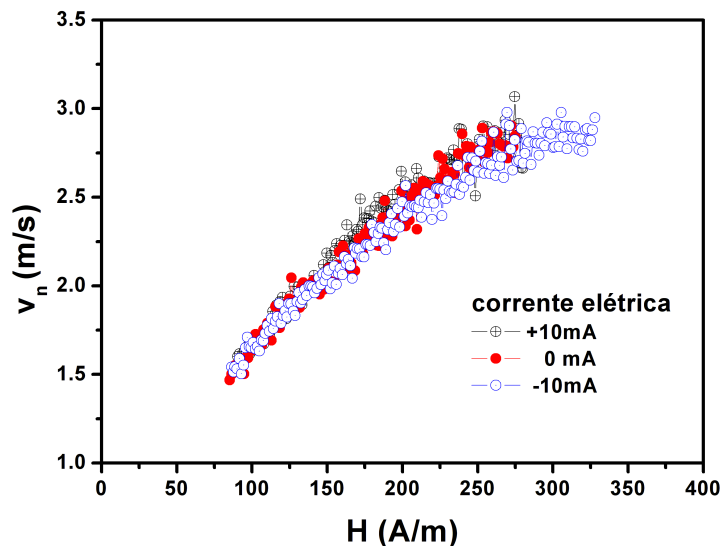


Figura 6.12: Velocidade normal da parede de domínio em função do campo aplicado para diferentes valores de corrente dc.

corrente aplicada. Isso ocorre independente da intensidade da corrente. Como a tensão aplicada é a mesma para ambas as curvas, nenhuma mudança no valor de r_b seria esperado e tão pouco

foi observado, veja figura 6.13. Todavia, através da análise da figura 6.13, podemos perceber

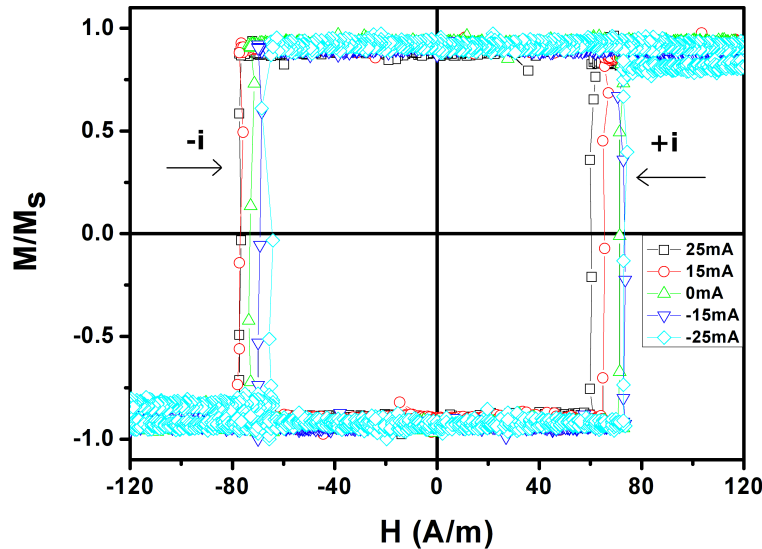


Figura 6.13: Curvas de Magnetização normalizadas para diferentes valores de correntes dc aplicadas e tensão de 280 MPa.

que há uma alteração no campo coercivo H_c dependendo do sinal da corrente aplicada. Esse efeito está relacionado à alteração da energia associada à parede de domínio, que por sua vez, altera a coercividade [18]. O decréscimo na energia associada a PD promove um decréscimo no campo de inversão H^* , que no caso da amostra em questão é o próprio campo coercivo. Esse campo pode ser definido através da condição de equilíbrio para que haja uma reversão do núcleo e é proporcional a energia associada a parede, dada pela expressão (4.36). Levando em conta que o H_ϕ empurra os momentos magnéticos para fora da direção axial por um determinado ângulo $\psi_0 = \arcsen(h_t)$, a mudança no campo coercivo causado por h_t é dado por [18]

$$\frac{H_c}{H_{c0}} = \frac{E''}{E_{180^\circ} \cos \psi_0} = 1 - h_t \frac{\arccos(h_t)}{\sqrt{(1-h_t)}} \quad (6.3)$$

Essa expressão mostra que há uma diminuição no valor do campo coercivo com o aumento de H_ϕ . Para o caso de corrente positivas (+i), o laço de subida da histerese tem uma diminuição H_c . Já para o caso de correntes negativas (-i), o laço de histerese de descida tem uma diminuição do H_c , como apresentado na figura 6.13.

É interessante notar que H_ϕ aumenta linearmente com a coordenada radial atingindo o máximo de 250 A/m na superfície metálica para $I = 20$ mA. Assim, a mudança detectada na velocidade axial, figura 6.11, é devido à mudança no comprimento e forma da parede de domínio, como será discutido.

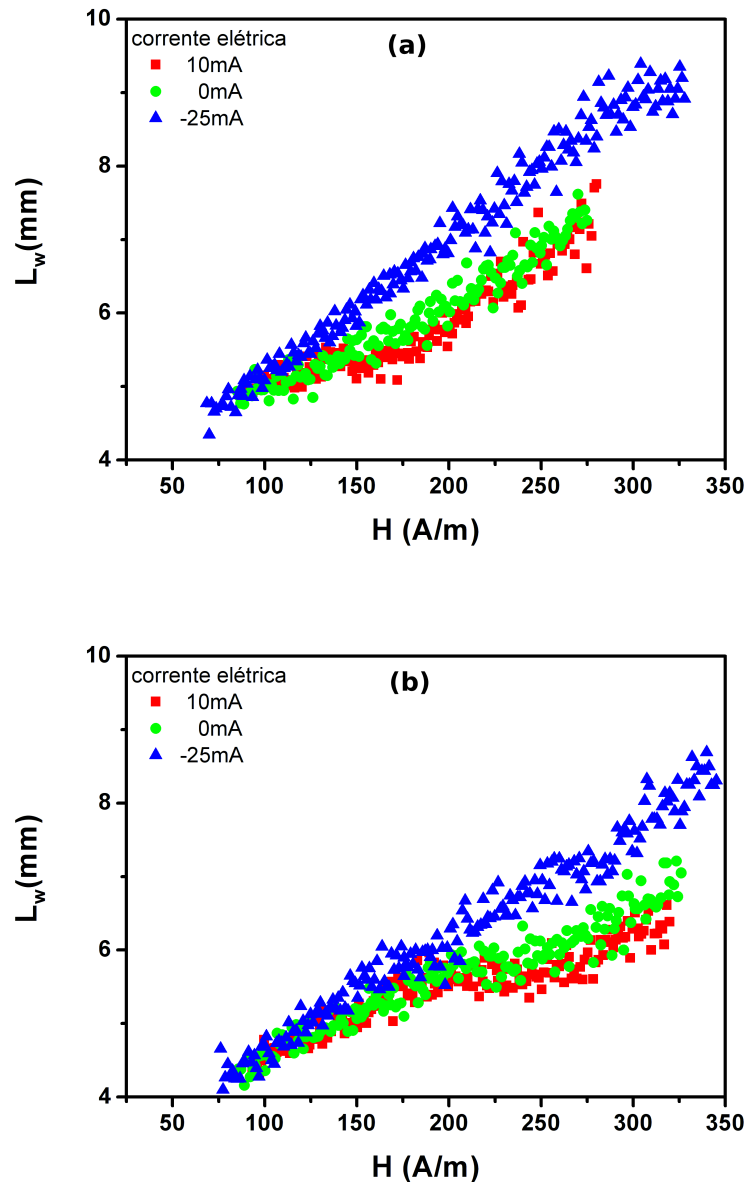


Figura 6.14: Comprimento da parede de domínio em função do campo magnético aplicado para diferentes tensões (a) 280 MPa e (b) 400 MPa.

Como já abordado anteriormente, o comprimento de equilíbrio da parede de domínio é determinado pela expressão (3.28). A figura 6.14 mostra a evolução do L_w função do campo externo para diferentes intensidades de corrente elétrica e tensão mecânica aplicada. Pode-se perceber que o efeito da tensão mecânica leva a uma diminuição do L_w , veja figura 6.14 (b). Além disso, pode-se verificar que para a mesma intensidade de campo, a parede de domínio apresenta L_w diferentes, dependendo da intensidade e sentido da corrente elétrica aplicada à amostra. Todavia, o efeito da corrente sobre o L_w é mais visível para o caso de correntes negativas. Essa análise nos levou a elaborar os gráficos da figura 6.15 a fim de fazer uma

análise mais aprofundada desses resultados.

A figura 6.15 mostra o comportamento do comprimento da parede de domínio em função do campo magnético e correntes aplicados à amostra para intensidades selecionadas de tensões mecânicas aplicadas. Nessa figura, pode-se observar que L_w é alterado para diferentes valores

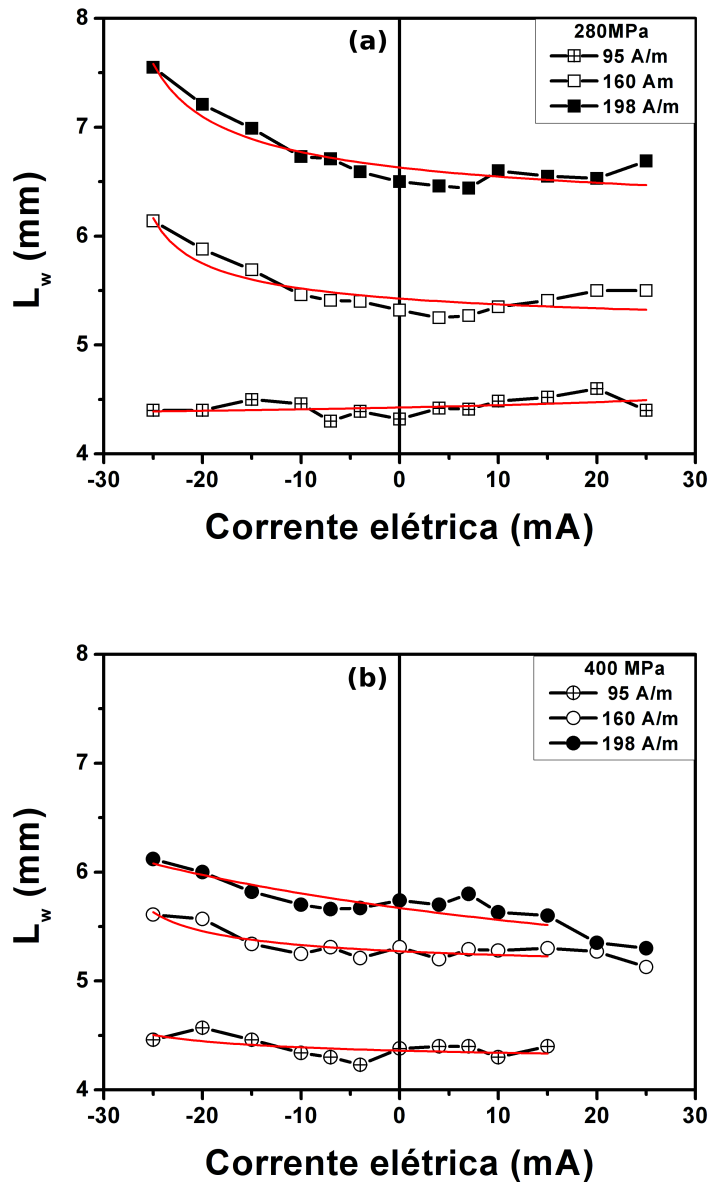


Figura 6.15: Comprimento da PD em função de correntes elétricas e tensões mecânicas aplicadas. Os símbolos representam os dados experimentais e as linhas sólidas os ajustes feitos utilizando a expressão 6.5.

de correntes aplicadas. Ainda, essa alteração é assimétrica e mais perceptível para valores de correntes negativas. Uma possível explicação para esse comportamento pode ser descrito considerando que o campo de Oersted, produzido pela corrente aplicada à amostra, está no plano da parede de domínio para o caso de uma parede cônica, conforme figura 4.10. Nessa

situação, o primeiro termo na expressão (3.28) é reduzido por um fator $(1 - h_t)$, que é uma aproximação do termo proposto por Panina na expressão (4.36). Esse termo contribui no sentido alterar a densidade de energia associada a PD, promovendo um desequilíbrio energético que, por sua vez, altera o comprimento da PD. Assim, uma expressão para energia associada a parede de domínio, proposta em nosso trabalho, para descrever esse comportamento pode ser escrita como

$$E'_w(L_w) = \gamma_1 E_{180^\circ} (1 - h_t) L_w + \gamma_2 / L_w. \quad (6.4)$$

Para uma situação de equilíbrio energético, dado pela minimização da expressão (6.4), L_w é dado por

$$L_w = \gamma_3 H + \sqrt{\frac{\gamma_2}{\gamma_1 E_{180^\circ} (1 - h_t)}}. \quad (6.5)$$

O primeiro termo nessa expressão está associado ao fato do comprimento inicial da parede de domínio alterar à medida que o campo magnético aplicado aumenta progressivamente até atingir o campo crítico de propagação. As linhas sólidas na figura 6.15 representam o ajuste dos dados experimentais utilizando a expressão (6.5). Os ajustes foram feitos mantendo os mesmos valores das constantes para todas as curvas com mesma tensão aplicada. Pode-se observar que para o mesmo campo magnético aplicado, porém com tensões maiores, L_w tem seu comprimento reduzido. Isso era de se esperar, tendo em vista que, ao se aumentar a tensão mecânica, há um aumento da densidade de energia associada à parede de domínio e, conseqüentemente, há uma redução do comprimento da parede de domínio. Pode-se perceber que o bom acordo entre os dados experimentais e a teoria indicam que o principal resultado da aplicação de correntes sob a dinâmica de paredes de domínio é promover um aumento do comprimento da parede de domínio devido à redução da densidade de energia associada à parede de domínio [73]. Nosso artigo, referente a esses resultados, encontra-se em anexo à tese.

Até aqui, foram discutidos o efeito da corrente elétrica aplicada sobre a amostra para uma determinada tensão mecânica a fim de verificar possíveis alterações na dinâmica da parede de domínio. Por outro lado, uma mudança na forma da parede de domínio também pode ocasionar variações na velocidade da parede de domínio. A discussão sobre a forma da parede em microfios é um assunto em aberto e pelo menos três tipos de formas já foram propostas: planar [41] (figura 4.5), cônica [43] (figura 3.16), e parabólica [14], que seria uma aproximação para parede cônica (figura 4.12). Além disso, todas são consideradas paredes do tipo Bloch.

Segundo trabalho de Panina *et al.* [43], a forma da parede de domínio pode influenciar não só na velocidade axial da parede mas também na mobilidade da mesma. Ela verificou, através da análise da mobilidade do movimento da parede de domínio na direção ortogonal (S_n), que era possível estimar a forma da parede através das perdas por *eddy currents* S_{en} . Em

seu trabalho, utilizou apenas um parâmetro em sua análise, a tensão armazenada durante o processo de fabricação. Ou seja, Panina não apresentou resultados sobre a forma da parede em função de alguns parâmetros como tensão mecânica aplicada e corrente elétrica. No que segue, será utilizado o modelo proposto por Panina para determinar a evolução da forma da parede, mas agora em função de tensões mecânicas e correntes elétricas dc aplicadas.

A fim de obter informação da forma da parede é preciso avaliar como S_{en} evolui em função desses parâmetros. Através de uma análise mais criteriosa da velocidade ortogonal da parede de domínio em função do campo aplicado, figura 6.12, pode-se observar que a mesma apresenta um comportamento do tipo lei de potência. A figura 6.16 mostra esse comportamento da curva de velocidade ortogonal em função do campo magnético aplicado de maneira mais clara. Utilizando a expressão $v_n = S_n(H - H_0)^\zeta$ para ajustar curvas semelhantes ao da figura 6.16,

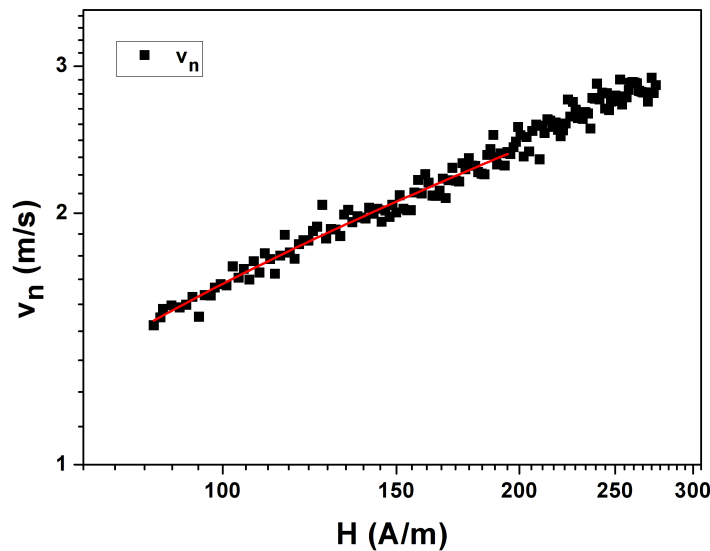


Figura 6.16: Ajuste, em vermelho, da velocidade ortogonal da parede de domínio sem corrente utilizando a expressão $v_n = S_n(H - H_0)^\zeta$. Tensão mecânica de 280 MPa.

pode-se obter os valores de β_n e ζ em função de diferentes intensidades de tensão mecânica.

A figura 6.17 mostra a evolução do ζ em função da tensão sem corrente aplicada. Neste gráfico, observa-se que os valores de ζ são próximos a 0,6, o que é uma indicação de que a parede propaga-se pela amostra no regime adiabático, interagindo fracamente com os centros de aprisionamento, do mesmo modo que no caso axial [72].

Como a mobilidade S é inversamente proporcional ao amortecimento efetivo da parede de domínio (β), onde

$$\beta = \beta_e + \beta_r \quad (6.6)$$

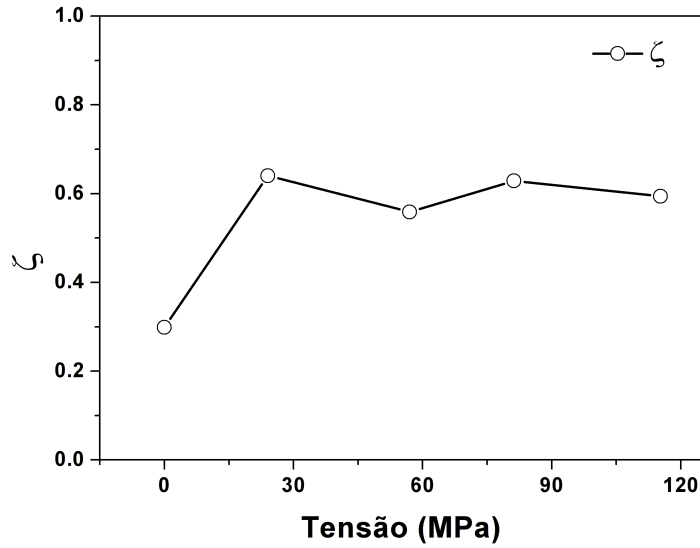


Figura 6.17: Expoente crítico em função σ_{ext} .

é a soma das contribuições para o amortecimento da parede, de maneira análoga, pode-se definir $S_n = \frac{1}{\beta_n}$, onde

$$\beta_n = \beta_{en} + \beta_{rn} \quad (6.7)$$

é o amortecimento efetivo da velocidade ortogonal da parede dado pela soma das diferentes contribuições para o amortecimento. β_{en} e β_{rn} correspondem ao amortecimento normal da parede por *eddy currents* e relaxação de *spin*, respectivamente. A figura 6.18 mostra a evolução do amortecimento ortogonal da parede em função da tensão mecânica aplicada. Pode-se perceber que há um aumento do β_n à medida que a tensão mecânica aumenta. Como os termos de amortecimento são aditivos, pode-se utilizar a expressão (6.8) para avaliar β_{en} , que por sua vez nos leva a evolução da S_{en} .

$$\beta_n = \beta_{en} + \left(\chi M_s \sqrt{\frac{3}{2A}} \right) \sqrt{(\lambda_s (\sigma_{arm} + \sigma_{ext}))}, \quad (6.8)$$

A linha sólida na figura 6.18 mostra o ajuste feito utilizando a expressão (6.8). Os valores de $\chi M_s \sqrt{\frac{3}{2A}} = 0,4$, $\lambda_s = 14 \times 10^{-6}$ e $\sigma_{arm} = 28$ MPa foram mantidos constantes em todos os ajustes. Cabe salientar que os valores de λ_s e σ_{arm} foram obtidos experimentalmente, neste trabalho, conforme descrito na seção 3.3.

De posse do valor de S_{en} , pode-se substituí-lo na expressão (4.22) a fim de obter um valor para F, o qual está relacionado à forma da parede de domínio ao se propagar.

Para cada intensidade de corrente, foi utilizado o mesmo procedimento anterior e os re-

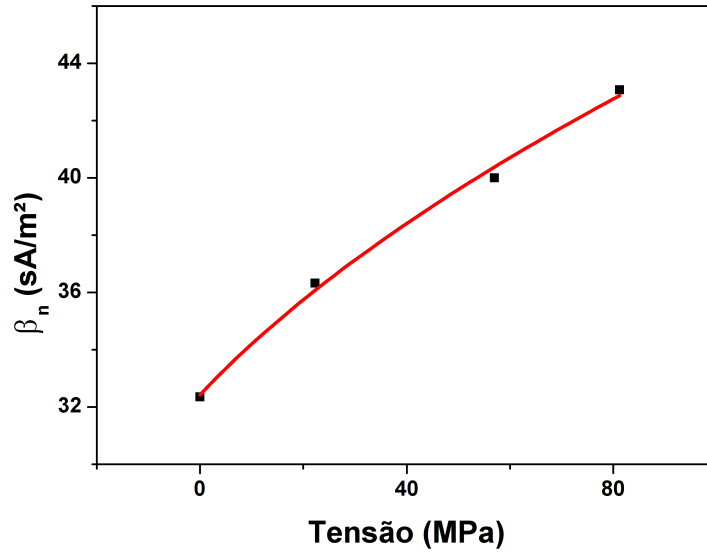


Figura 6.18: Amortecimento normal da parede sem corrente.

sultados estão resumidos na tabela 6.2. Atráves da tabela 6.2, percebe-se que os valores de F

Tabela 6.2: Evolução da forma da parede de domínio calculados utilizando a expressão 4.22.

Corrente (mA)	β_{en} (sA/m ²)	S_{en} (m ² /sA)	F
20	39 ± 1	$0,0260 \pm 7 \times 10^{-4}$	$0,64 \pm 2 \times 10^{-2}$
10	40 ± 1	$0,0250 \pm 7 \times 10^{-4}$	$0,65 \pm 2 \times 10^{-2}$
sc	26 ± 1	$0,0380 \pm 2 \times 10^{-4}$	$0,42 \pm 2 \times 10^{-2}$
-10	43 ± 2	$0,0230 \pm 1 \times 10^{-3}$	$0,69 \pm 4 \times 10^{-2}$
-20	45 ± 1	$0,0220 \pm 5 \times 10^{-4}$	$0,73 \pm 2 \times 10^{-2}$

mostram uma dependência clara da forma da parede de domínio com relação a intensidade da corrente elétrica.

A fim de entendermos melhor esse resultado, utilizamos algumas formas possíveis para cada PD, descritas na tabela 6.3, que pudessem ser avaliadas dentro do modelo de Panina. Essas funções, quando avaliadas através da expressão (4.23), fornecem os valores teóricos de F. A figura 6.19 mostra um esboço de cada uma das formas para a PD descritas na tabela 6.3 e os respectivos valores de F, em termos das dimensões normalizadas da amostra (raio e comprimento da parede).

Comparando os valores experimentais com os teóricos, pode-se perceber que, no caso sem corrente (sc), com $F=0,42$, a parede de domínio apresenta um perfil do tipo F5, o que seria semelhante à forma proposta na figura 4.10. Ou seja, a parede de domínio apresenta forma cônica

Tabela 6.3: Funções associadas a forma da parede.

	função	F
F1	$\sqrt{1-x^2}$	0,85
F2	$\sqrt{1-x^{1,5}}$	0,67
F3	$\sqrt{1-x}$	0,5
F4	$1-x$	0,44
F5	$\sqrt{1-x^{0,5}}$	0,41

e pode-se observar, veja a curva F5 na figura (6.19), que a parede se aproxima da superfície metálica do fio, em $\frac{r}{r_0} = 1$, perpendicularmente à mesma. Isso se dá pelo fato de haver uma diminuição da energia magnetostática localmente [74]. Já na parte central do núcleo metálico, $\frac{r}{r_0} = 0$, podemos observar uma parede com uma curvatura mais suave e não abrupta, como proposto por Panina, veja figura 3.16. No caso de Panina, o estreitamento da parede se dá pela diminuição da energia magnetostática, mas isso levaria a uma energia de troca muito intensa naquela região. Logo, sugere-se que a parede tenha uma curvatura mais suave nessa região.

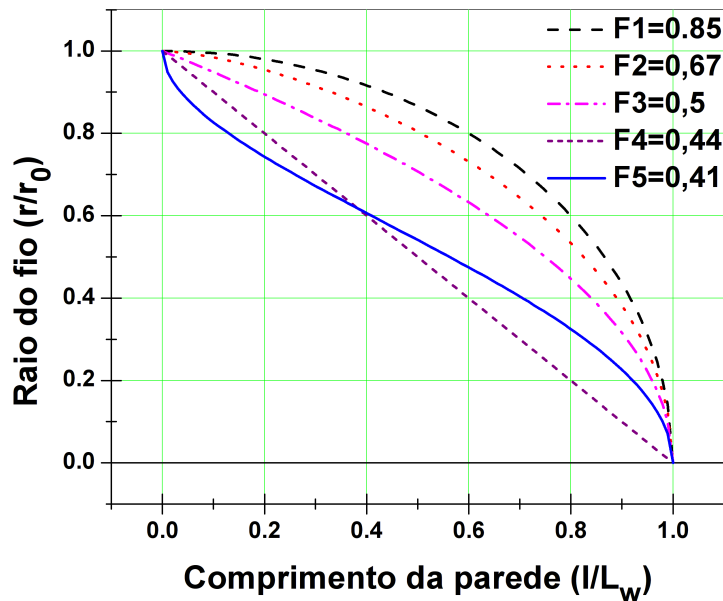


Figura 6.19: Simulação forma da parede.

De modo geral à medida que a corrente elétrica é aumentada, uma porção maior da PD se aproxima da superfície metálica do fio. No sentido negativo da corrente, no caso de F1, por exemplo, pode-se perceber que uma região maior da parede de domínio fica submetida a maiores intensidades do H_ϕ , tendo em vista que H_ϕ aumenta com o raio até a superfície da parte

metálica. Isso poderia levar uma diminuição da densidade de energia superficial da parede de domínio, o que ocasionaria um aumento do comprimento parede. À medida que aumenta-se a corrente elétrica no sentido negativo, pode-se perceber que a parede evolui de F5 para uma configuração F1 mais rapidamente do que no caso da corrente elétrica no sentido positivo, que chegaria a no máximo uma configuração F2. Percebe-se que nessa situação a parede evolui de uma forma cônica, em F5, para uma forma aproximadamente parabólica, em F2 ou F1.

Através da análise dos nossos resultados, propõem-se uma forma de parede de domínio, para o caso sem corrente aplicada, dada pela combinação da forma de parede proposto por Panina, veja figura 3.16, e Chiriac, veja figura 4.12, dada pela forma da parede da figura 4.10. À medida que a corrente elétrica tem sua intensidade aumentada, a parede evolui de uma configuração cônica para uma configuração parabólica.

7 Conclusão e Perspectivas

Neste trabalho, foi possível estudar a dinâmica de uma única parede de domínio cônica propagando-se por toda a amostra em regime de baixo campo em microfios amorfos recobertos por vidro, com magnetostricção positiva, sob efeito de tensões mecânicas e correntes elétricas de aplicadas. O estudo se deu através do clássico experimento proposto por Sixtus-Tonks com uma pequena modificação por nós proposta: a bobina de aprisionamento, que garante que a parede de domínio se propaga em campo constante. Verifica-se que a velocidade axial da parede de domínio é linear com o campo. Além disso, a mobilidade da parede de domínio é alterada dependendo do sentido da corrente, sendo maior para correntes negativas. Ou seja, quando os elétrons fluem no sentido do campo aplicado.

Outras informações importantes foram obtidas através da análise das curvas de magnetização e velocidade normal da parede de domínio. A última mostrou não ter dependência com o sentido e intensidade da corrente aplicada. A primeira, mostrou que para a mesma intensidade de tensão mecânica aplicada, não houve alteração do raio do núcleo axialmente magnetizado devido a aplicação de correntes elétricas. Com essas informações, analisou-se a velocidade normal da parede de domínio, o que conduziu-nos a verificar as possíveis mudanças no comprimento da parede de domínio. Mostrou-se que o comprimento da parede de domínio é alterado e responde assimetricamente às correntes elétricas aplicadas. Esse resultado foi explicado em termos da mudança na energia da parede de domínio, mais especificamente, na densidade de energia superficial da parede e uma expressão matemática foi proposta pelo grupo para ajustar os dados experimentais. O bom acordo entre o ajuste dos dados experimentais e a teoria confirmam que a parede é cônica em microfios amorfos recobertos por vidro com magnetostricção positiva.

Outro resultado importante foi mostrar que a PD tem sua forma alterada devido a aplicação de correntes elétricas com diferentes intensidades e sentidos. Utilizando do modelo de Panina, verificamos que a PD evolui de sua forma cônica para uma forma parabólica. Isso poderia estar associado ao campo de Oersted que atua no sentido de alterar a densidade superficial energia da PD.

Este estudo foi realizado em microfios e os resultados poderão ajudar não só dentro do contexto da física básica, mas também no entendimento de sistemas mais complexos como, por exemplo, dispositivos spintrônicos modernos utilizados tanto para armazenamento (memórias race-track) como para transporte (dispositivos lógicos) de informações. Nesse sentido, os microfios apresentam-se como uma boa ferramenta para o estudo da dinâmica de parede domínios.

Como perspectiva, pretende-se investigar as propriedades dinâmicas da magnetização em filmes finos e nanoestruturas magnéticas usando método de magnetometria por efeito magneto-óptico estroboscópico. A técnica é baseada na adaptação do método de medida magneto-óptica onde a polarização da luz refletida depende da orientação magnética da área iluminada. No MOKE estroboscópico, um laser pulsado, com largura de pulso menor que 40 ps, faz repetidas amostragens do estado da magnetização após ser estimulado por um pulso de campo magnético. Essa técnica possibilita várias configurações como direção do campo pulsado em relação ao campo externo e em relação ao eixo de anisotropia da amostra, e seleção da componente da magnetização a ser medida. O sistema permite identificar uma série de fenômenos da dinâmica da magnetização como velocidade de paredes de domínios, tempos de nucleação, frequências de ressonância e tempos de relaxação e assim caracterizar as propriedades intrínsecas de novas estruturas magnéticas. Esse projeto de pós-doutorado tem como coordenador o Prof. Alexandre Da Cas Viegas, e deve ser realizado na Universidade Federal de Santa Catarina.

Referências Bibliográficas

- [1] PARKIN, S.S.P.; HAYASHI, M.; THOMAS, L., Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory, **Science**, v. 320, p. 190-194, 2008.
- [2] ALLWOOD, D.A.; XIONG, G.; FAULKNER, C.C.; ATKINSON, D.; PETIT, D.; COWBURN, R.P., Magnetic domain-wall logic, **Science**, v. 309, p. 1688-1692, 2005.
- [3] ALLWOOD, D.A.; XIONG, G.; COWBURN R.P., Writing and erasing data in magnetic domain wall logic systems, **Journal of Applied Physics**, v. 100, p. 123908-1 - 123908-6, 2006.
- [4] OLIVEIRA, J.; VARGA, R; PRIVA, V.M.; SANCHEZ M. L.; HERNANDO B.; ZHUKOV A., Domain wall dynamics during the devitrification of $Fe_{73.5}CuNb_3Si_{11.5}B_{11}$ magnetic microwires, **Phys. Rev. B**, v. 82, p. 094414-1 - 094414-8, 2010.
- [5] VÁZQUEZ, M.; CHIRIAC, H.; ZHUKOV, A; PANINA, L.; UCHIYAMA, T., On the state-of-the-art in magnetic microwires and expected trends for scientific and technological studies, **Phys. Status Solidi**, v. 208, p. 493-501, 2011.
- [6] CHIRIAC, T; OVÁRI, T.; ZHUKOV, A., Magnetoelastic anisotropy of amorphous microwires, **Journal of Mag. and Magnetic Materials**, v. 254-255, p. 469-471, 2003.
- [7] VARGA R.; INFANTE, G.; RICHTER, K; VÁZQUEZ, M., Anomalous effects in the domain-wall dynamics in magnetic microwires, **Phys. Status Solidi A**, v. 208, v. 3, p. 509-514, 2011.
- [8] VÁZQUEZ, M.; ZHUKOV, A., Magnetic properties of glass-coated amorphous and nanocrystalline microwires **Journal of Mag. and Magnetic Materials**, v. 160, p. 223-228, 1996.
- [9] VARGA, R.; ZHUKOV, A.; ZHUKOVA, V.; BLANCO, J. M.; GONZALEZ, J., Supersonic domain wall in magnetic microwires, **Phys. Rev. B**, v. 76, p. 132406, 2007.
- [10] VARGA R.; RICHTER K.; ZHUKOV A., LARIN V., Domain wall propagation in thin magnetic wires, **IEEE Transactions on Magnetics**, v. 44, p.3925, 2008.
- [11] SETHNA, J. P.; DAHMEN, K. A.; PERKOVIC, O., **The Science of Hysteresis**. Academic Press, New York, 2006.
- [12] DURIN G.; ZAPPERI S.; **The Barkhausen effect**, in Science of Hysteresis, G. Bertotti and I. Mayergoys, Eds. New York, NY, USA: Academic, p. 181, 2006.
- [13] PANINA V; IPATOV M.; ZHUKOVA V.; ZHUKOV A., Domain wall propagation in Fe-rich amorphous microwires, **Phys. Rev. B**, v. 407, p. 1442, 2012.

- [14] TIBU M.; LOSTUN M.; ÓVARI T.A.; CHIRIAC H., **Review of Scientific Instruments**, Simultaneous magneto-optical Kerr effect and Sixtus-Tonks method for analyzing the shape of propagating domain walls in ultrathin magnetic wires, v. 83, p. 064708, 2012.
- [15] BLANCO, J.M., ZHUKOVA, V.; IPATOV, M.; ZHUKOV, A., Effect of applied stresses on domain-wall propagation in glass-coated amorphous microwires, **Phys. Status Solidi A**, v. 208, v. 3, p. 545-548, 2011.
- [16] COSTA, J.L.; MAQUINO, Y.; RAO, K.V., Effects of longitudinal currents and torsion on the magnetization process in amorphous wires, **IEEE Transactions on Magnetism**, v. 36, p. 1792 - 1794, 1990.
- [17] WUN-FUGLE M.; RESTORFF J.B.; CLARK A.E.; SAVAGE H.T.; Suppression of large Barkhausen jumps in annealed amorphous wires with an imposed twist as a function of current, external axial stress, and axial field, **Journal of Applied Physics**, v. 70, p. 6519-6521, 1991.
- [18] PANINA L.V.; KATOH H.; MOHRI K.; KAWASHIMA K., Magnetization processes in amorphous wires in orthogonal fields, **IEEE Transactions on Magnetism**, v. 29, p. 2524, 1993.
- [19] SINNECKER, J. P., Materiais Magnéticos doces e materiais ferromagnéticos amorfo, **Revista Brasileira de Ensino de Física**, v. 22, n. 3, Setembro, 2000.
- [20] TAYLOR, G. F., A Method of Drawing Metallic Filaments and a Discussion of their Properties and Uses, **Phys. Rev.**, v. 23, p. 655-660, 1924.
- [21] SQUIRE, P. T.; ATKINSON, D.; GIBBS, M.R.J.; ATALAY, S., Amorphous wires and their applications, **J. Magn. Magn. Mater.**, v. 132, p. 10-21, 1994.
- [22] VÁZQUEZ, M; HERNANDO, A., A soft magnetic wire for sensor applications, **J. Phys. D**, v. 29, p. 939-949, 1996.
- [23] CHIRIAC, H.; ÓVARI, T. A., Amorphous glass-covered magnetic wires: preparation, properties, applications, **Progress in materials Science**, v. 40, pp. 333-407, 1996-1997.
- [24] CHIRIAC, H., Preparation and characterization of glass covered magnetic wires, **Materials Science and Engineering**, A 304-306, p. 166-171, 2001.
- [25] CHIRIAC, H.; CORODEANU, S.; LOSTUN, M.; ABABEI, G; OVARI T.A., Magnetic behavior of rapidly quenched submicron amorphous wires, **J. Appl. Phys.**, v. 107, v. 09A301, 2010.
- [26] FREIJO, J.; HERNANDO, A.; VÁZQUEZ, M.; MÉNDEZ, A; RAMANAM, V. R., Exchange biasing in ferromagnetic amorphous wires: A controllable micromagnetic configuration **J. Appl. Phys.**, v. 74, n.9, p. 1305-1307 1999.
- [27] LARIN, V. S.; TORCUNOV, A. V.; ZHUKOV, A; GONZALEZ, J.; VÁZQUEZ, M.; PANINA, L., Preparation and properties of glass-coated microwires **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 249, p. 39-45, 2002.
- [28] CHIKAZUMI, C., **Physics of Magnetism**. Robert E. Krieger Publishing Company, Florida, 1964.

- [29] CULLITY, B. D., **Introduction to Magnetic Materials**. Addison-Wesley Publishing Company, New York, 1972.
- [30] HALLIDAY, D; RESNICK, R; WALKER, J., **Fundamentos de Física**. Livros Técnicos Científicos, v.3, quarta edição, 1996.
- [31] HUBERT, A.; SCHÄFER, R., **Magnetic Domains. The Analises of Magnetic Microstructures**. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, New York, 1998.
- [32] PUREUR, P., **Estado Sólido**. Instituto de Física da UFRGS, 2001.
- [33] JACKSON, J. D., **Classical Electrodynamics**. Wiley, New York, 1962.
- [34] MAXWELL, J. M., **Treatise on Electricity and Magnetism**. Dover Publications, v.2, 1954.
- [35] ZHUKOV, A.P.; VÁZQUEZ, M.; VELÁZQUEZ, J.; CHIRIAC, H.; LARIN, V.; The re-magnetization process in thin and ultra-thin Fe-rich amorphous wires, **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 151, p. 132-138, 1995.
- [36] VÁZQUEZ, M., Soft magnetic wires, **Physica B**, v. 299, p. 302-313, 2001.
- [37] GETZLAFF, M., **Fundamentals of Magnetism**. Springer Science+Business Media, New York, 2008.
- amorphous glass-covered microwires, **J. Phys. Condens. Matter**, v. 18, p. 2689-2716, 2006.
- [38] CHIRIAC, H.; OVÁRI, T.; POP, Gh, Internal stress distribution in glass-covered amorphous magnetic wires, **Phys. Rev. B**, v. 52, n. 14, p. 10104-10113, 1995.
- [39] CHIRIAC, H.; OVÁRI, T. A., Magnetic properties of amorphous glass-covered wires, **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 249, p. 46-54, 2002.
- [40] ASTEFANOAEI, I.; RADU, D.; CHIRIAC, H., Internal stress distribution in DC joule-heated amorphous glass-covered microwires, **J. Phys. Condens. Matter**, v. 18, p. 2689-2716, 2006.
- [41] CHEN, D.-X.; DEMPSEY, N. M.; VÁQUEZ, M.; HERNANDO, A., Propagating domain wall shape and dynamics in iron-rich Amorphous Wires **IEEE Trans. Magn.**, v. 31, n. 1, p. 781-790, 1995.
- [42] REININGER, T.; KRONMÜLLER, H.; GOMES-POLO, C.; VAZQUEZ, M., Magnetic domain observation in amorphous wires, **Journal of Applied Physics**, v. 73, p. 5357, 1993.
- [43] PANINA, L.V.; IPATOV, M.; ZHUKOVA, V.; ZHUKOV, A., Domain wall propagation in Fe-rich amorphous microwires, **Physica B**, v. 407, p. 1442-1445, 2012.
- [44] MOHRI K.; HUMPRHEY F.B.; KAWASHIMA K.; KIMURA K.; MIZUTANI M., **IEEE Transactions on Magnetism**, Large Barkhausen and Matteucci effects in FeCo-SiB, FeCrSiB and FeNiSiB amorphous wires, v. 26, p. 1789, 1990.

- [45] CHIRIAC, H.; KNOBEL, M.; OVARI, T. A., Temperature distribution in a Joule effect annealed amorphous glass-covered wire, **Mater. Sci. Forum**, v. 302, p. 239, 1999.
- [46] CHIRIAC, H.; ASTEFANOAEI, I., A model of the DC Joule heating in amorphous wires, **Phys. Stat. Sol.**, v. 153, p. 183, 1996.
- [47] VARGA, R.; ZHUKOV, A.; BLANCO, J.M., IPATOV, M.; ZHUKOVA, V.; GONZALEZ, J.; VOJTANÍK, P., Fast domain wall in magnetic microwires, **Physcal Review B**, v. 74, p. 212405-1-212405-4, 2006.
- [48] NOVAK, R.L.; SINNECKER, J.P; CHIRIAC, H., Annealing effects on the magnetization reversal and domain wall dynamics in bistable amorphous glass-covered microwires, **Journal of Physics D: Applied Physics**, v. 41, p. 095005-1-095005-7, 2008.
- [49] SIXTUS, K. J.; TONKS, L., Propagation of large discontinuities. II, **Phys. Review**, v. 42, p. 419-435, 1932.
- [50] WILLIAMNS, H. J.; SHOCKLEY, W.; KITTEL, C., Studies of the propagation velocity of a ferromagnetic domain boundary, **Physcal Review**, v. 80, n. 6, p. 1090-1094, 1950.
- [51] O'HANDLEY, R.C., Domain wall kinetics in soft ferromagnetic metallic glasses, **Journal of Applied Physics**, v. 46, n. 11, p. 4996-5001, 1975.
- [52] VARGA, R.; ZHUKOV, A.; ZHUKOVA, V.; BLANCO, J. M.; KOSTYK, Y.; TORREJON, J.; GARCIA, K.; VÁZQUEZ, M.; GONZALEZ, J., Single domain wall dynamics in magnetic microwires, **Advanced Magn. Materials for Technological Applications**, p. 257-283, 2008.
- [53] VARGA, R.; GARCIA, K. L.; VÁZQUEZ, M.; ZHUKOV, A.; VOJTANIK, P. J., Switching-field distribution in amorphous magnetic bistable microwires, **Phys. Rev. B**, v. 70, p. 024402, 2004.
- [54] DEBLOIS, R.W., Magnetization precesses: reversals and losses, **Journal of Applied Physics**, v. 29, n. 3, p. 459-467, 1958.
- [55] INFANTE, G.; VARGA, R; BADINI-CONFALONIERI, G.A.; VÁZQUEZ, M., Locally induced domain wall damping in a thin magnetic wire, **APPLIED PHYSICS LETTERS**, v. 95, p. 012503-1 - 012503-3, 2009.
- [56] MOHRI, M.; HUMPHREY, F.B.; PANINA, L.V.; HONKURA, Y.; YAMASAKI, J; UCHIYAMA, T.; HIRAMI, M., Advances of amorphous wire magnetics over 27 years, **Phys. Status Solidi A**, v. 206 , p. 601-607 , 2009.
- [57] VARGA, R.; GARCIA, K. L., VÁZQUEZ, M.; ZHUKOV, A.; VOJTANIK, P. J., Single-Domain Wall Propagation and Damping Mechanism during Magnetic Switching of Bistable Amorphous Microwires, **Phys. Rev. Letters**, v. 94, p. 017201, 2005.
- [58] GARCIA-MIQUEL, H; CHEN, D.-X.; VÁZQUEZ, M., Domain wall propagation in bistable amorphous wires, **Journal of Mag. and Magnetic Materials**, v. 212, p. 101-106, 2000.
- [59] KITTEL, C.; GALT, J. K., **Solide States Physics**. Academic Press, New York, 1956.

- [60] NEAGU, M.; CHIRIAC, H.; HRISTOFOROU, E.; DARIE, I.; VINAI, F., Domain wall propagation in Fe-rich glass covered amorphous wires, **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 226-230, p. 1516-1518, 2001.
- [61] VARGA, R.; GARCIA, K. L.; ZHUKOV, A.; VÁZQUEZ, M.; IPATOV, M.; GONZALEZ, J.; ZHUKOVA, V.; VOJTANIK, P., Magnetization processes in thin magnetic wires, **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 300, p. 305-310, 2006.
- [62] VARGA, R.; KOSTYK, Y.; RICHTER, K.; ZHUKOV, A.; VÁZQUEZ, M., Domain-wall dynamics in bistable magnetic microwires, **Phys. Status Solidi A**, DOI 10.1002/pssa.200881253, p. 1-5, 2009.
- [63] DURIN, G.; ZAPPERI, S., **The Science of Hysteresis**. Academic Press, New York, 2006.
- [64] ALESSANDRO, B.; BEATRICE, C.; BERTOTTI, G.; MONTORSI, A., Domain-wall dynamics and Barkhausen effect in metallic ferromagnetic materials. I- Theory, **J. Appl. Phys.**, v. 68, p. 2901-2907, 1990.
- [65] ALESSANDRO, B.; BEATRICE, C.; BERTOTTI, G.; MONTORSI, A., Domain-wall dynamics and Barkhausen effect in metallic ferromagnetic materials. II- Experiments, **J. Appl. Phys.**, v. 68, p. 2908-2915, 1990.
- [66] DAHMEN, K.; SETHNA, J. P., Hysteresis, avalanches, and disorder-induced critical scaling: A renormalization-group approach, **Phys. Rev. B**, v. 53, n. 22, p. 14872-14905, 1996.
- [67] KOSTYK, Y.; VARGA, R.; VÁZQUEZ, M.; VOJTANIK, P., Domain wall propagation in adiabatic regime, **Physica B**, v. 403, p. 386-389, 2008.
- [68] NARAYAN, O.; FISCHER, D.O., Threshold critical dynamics of driven interfaces in random media, **Physical Review B**, v. 48, p. 7030-7042, 1993.
- [69] ZAPPERI, S.; DURIN, G., New perspectives for the Barkhausen effect, **Computational Materials Science**, v. 20, p. 436-442, 2001.
- [70] VARGA, R.; TORREJON, J.; KOSTYK, Y.; GARCIA, K.L.; INFANTES, G.; BADINI, G.; VÁZQUEZ, M., Single-wall dynamics and power law in bistable magnetic microwires, **Journal Phys. Condens. Matter**, v. 20, p.445215, 2008.
- [71] HALMHALL R., MOHRI K.; HUMPHREY F.B.; MANABE T.; KAWAMURA H.; YAMASAKI J.; OGASAWARA I.; Bistable magnetization reversal in 50 μ m diameter annealed cold-drawn amorphous wires, **IEEE Transactions on Magnetism**, v. 23, p. 3242-3244, 1987.
- [72] BECK F.; GOMES R.C.; SOSSMEIER K.D.; BOHN F.; CARARA M., Stress dependence of the domain wall dynamics in the adiabatic regime, **Journal of Mag. and Magnetic Materials**, v. 323, p. 268, 2011.
- [73] BECK F.; RIGUE J.N.; CARARA M., Effect of electric current on domain wall dynamics, **IEEE Transactions on Magnetism**, v. 49, p. 4699, 2013.

- [74] BISHOP J.E.L., The shape, energy, eddy current loss, and relaxation damping of magnetic domain walls in glassy iron wire, **IEEE Transactions on Magnetism** v. 13. p. 1638-1645, 1977.



Stress dependence of the domain wall dynamics in the adiabatic regime

F. Beck^a, R.C. Gomes^a, K.D. Sossmeier^a, F. Bohn^b, M. Carara^{a,*}

^a Departamento de Física, Universidade Federal de Santa Maria, 97105-900 Santa Maria, RS, Brazil

^b Escola de Ciências e Tecnologia, Universidade Federal do Rio Grande do Norte, 59072-970 Natal, RN, Brazil

ARTICLE INFO

Article history:

Received 30 March 2010

Received in revised form

1 September 2010

Available online 22 September 2010

Keywords:

Domain wall dynamics

Damping mechanism

Glass-covered microwire

ABSTRACT

In this work, we determine the domain wall velocity in the low field region and study the domain dynamics in as-cast and annealed bi-stable amorphous glass-covered $\text{Fe}_{77.5}\text{Si}_{7.5}\text{B}_{15}$ microwires. In particular, from the relation between the domain wall velocity and magnetic field in the adiabatic regime, the power-law critical exponent β , the critical field H_0 and the domain wall damping η were obtained. It has been verified that the main source of domain wall damping is the eddy current and spin relaxation, both with a strong relation with the magnetoelastic energy. This energy term is changed by the axial applied stress, which, by its time, modifies the damping mechanisms. It was also verified that the domain wall damping terms present different behavior at low (mainly eddy currents) and high applied stress (spin relaxation).

© 2010 Elsevier B.V. All rights reserved.

1. Introduction

The magnetic domain wall (DW) motion is an important issue not only because of its potential technological application in several magnetic devices [1,2], but also due to the possibility of understanding the fundamental physics associated with the dynamical processes. In this context, amorphous glass-coated microwires are powerful tools to study a single domain wall dynamics and the magnetic behavior of systems with reduced dimensions. During the production of these microwires the frozen internal stress, associated to the amorphous state and magnetostriction, gives rise to their interesting properties [3]. One of the outstanding magnetic properties of microwires with positive magnetostriction is the magnetic bi-stability, where the magnetization inversion occurs by a single large Barkhausen jump, a result of the displacement of just one magnetic DW along the wire [4]. During the wall propagation the interactions between the DW and pinning centers, or glass–metal interface, affect the DW dynamics and contribute to the richness of the phenomenon.

In this paper we studied the DW dynamics in the low field region in as-cast and annealed amorphous glass-covered microwires, with positive magnetostriction, under applied axial stress. In particular, the parameters as domain wall damping (η), critical field (H_0) and a power-law critical exponent (β) were analyzed as a function of the metal–glass thickness ratio, applied axial stress and Joule annealing.

2. Experimental

The DW dynamics was studied in amorphous glass-covered microwires, with nominal composition $\text{Fe}_{77.5}\text{Si}_{7.5}\text{B}_{15}$, produced by the Taylor–Ulitzky technique (see Ref. [5] for a detailed review of the Taylor–Ulitzky preparation method). Two as-cast samples were studied: S1 with an amorphous metallic nucleus of $18.5\ \mu\text{m}$ and total diameter of $40\ \mu\text{m}$ and S2 with an amorphous metallic nucleus of $25\ \mu\text{m}$ and total diameter of $47\ \mu\text{m}$, both samples with 30 cm in length. The diameters were estimated by comparing images, obtained by optical microscope, of the wires and a body with known width. The Fig. 1 presents a schematic diagram of the glass-coated microwire. The Pyrex glass cover associated with the fabrication method produces an internal frozen stress which is proportional to the glass' thickness. In order to partially relief this internal stress, the as-cast samples were submitted to Joule annealing during 20 min. Samples S1Ann and S2Ann have the same dimensions and composition of the S1 and S2, respectively, but they were joule annealed at currents of 23.7 mA. The estimated temperature is $250\ ^\circ\text{C}$, and was calculated as described in Ref. [6]. The magnetostriction and frozen internal stress were estimated from the evolution of the anisotropy field as function of the axial applied stress. The samples S1 and S1Ann have presented a frozen stress of 220 and 200 MPa, respectively, while the estimated frozen stress for the S2 and S2Ann samples were 155 and 143 MPa, respectively. The measured magnetostriction of the studied samples was 22×10^{-6} .

The DW velocity (v) was measured using a Sixtus–Tonks based experiment [7]. The experimental setup consists of four coaxial coils: an exciting coil, two sensing coils and a pinning coil. The exciting coil, with 20 cm in length and 7 cm in diameter, is responsible by the magnetic field generation. All the measurements

* Corresponding author. Tel.: +55 55 3220 8888; fax: +55 55 3220 8032.
E-mail address: carara@smail.ufsm.br (M. Carara).

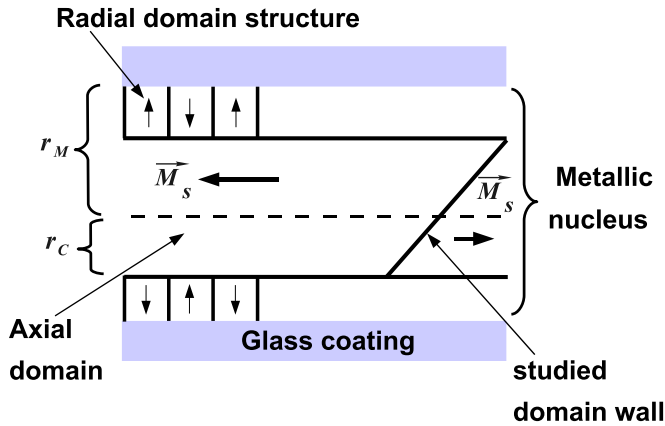


Fig. 1. Schematic diagram of the glass-covered microwires, showing the metal (r_M) and inner core (r_C) dimension and the estimated domain structure meaning an inner core with longitudinal magnetization and an external shell with radial domains.

calculated as $v = L/\Delta t$, where L is the distance between the centers of the sensing coils and Δt is the time interval between the peaks detected by the sensing coils when the DW passes them. For each applied field the time interval was obtained by averaging 10 measurements.

In order to apply the axial stress on the samples, one end of the sample was fixed to a sample holder and a known weight was attached to the other one. The applied stress was calculated considering the cross section of the sample, meaning metal core plus glass cover. The maximum applied stress was 200 MPa.

3. Results and discussion

The magnetic domain configuration in amorphous glass-covered microwires with positive magnetostriction is characterized by a core-shell structure, an inner core with a single axial domain, surrounded by a radial domain structure, the outer shell [2,8]. The Fig. 1 presents a schematic diagram of the estimated DW structure. In order to reduce the stray fields at the ends of the wire, a closure domain appears at the end of the axial domain, with a DW separating them. In particular, this is the single domain wall whose dynamics is analyzed in this work.

The DW dynamics can be described by the equation of motion of a driven and damped harmonic oscillator [9]

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + \eta \frac{dx}{dt} + \alpha x = 2\mu_0 M_s H, \quad (1)$$

where m , x , η , α , $\mu_0 M_s$ and H are the DW effective mass, the DW displacement from the equilibrium position, the damping coefficient, the restoring constant, the saturation magnetization and the applied magnetic field, respectively.

In a viscous medium, as in the case where the DW moves, the DW reaches its maximum velocity in a very short time and propagates at a constant velocity under the applied magnetic field [10]. The relation between the DW velocity and magnetic field is [11]

$$\eta v = (H - H_0) \quad (2)$$

where H_0 is the DW critical propagation field.

However, this relation is not always verified, especially at low applied magnetic fields. Results previously reported, showed that the DW can propagate below the switching field or even with a negative H_0 [12,13]. On the other hand, it has been already verified that at low applied fields the DW dynamics can be well described by a power-law [14,15] as

$$\eta' v = (H - H'_0)^\beta \quad (3)$$

where, η' is the effective DW damping coefficient and β is the power-law critical exponent.

Fig. 3 presents a typical result of the DW velocity as function of the applied magnetic field. For high field values, above 5 Oe in this case, a linear behavior is verified, being well described by the dynamics in the viscous regime. For low applied fields, a clear power-law behavior is observed, showing that the DW dynamics is in the adiabatic regime. The $v \times H$ data, for fields below 5 Oe, of all samples and applied axial stress were fitted to the expression (3) and the β , H'_0 and η' analyzed as follow.

Fig. 4 shows the β values obtained for the different studied samples as function of the applied axial stress. It can be seen that the β values are close to 0.5, which is an indication of a planar DW in an adiabatic regime [15]. However, some few variations on the β can be identified as a function of both, applied stress and Joule annealing. The main effect of the annealing was to reduce the β dependence with the applied stress, keeping the values closer to 0.5, for the S1Ann and S2Ann. For the S1 sample, as the stress is

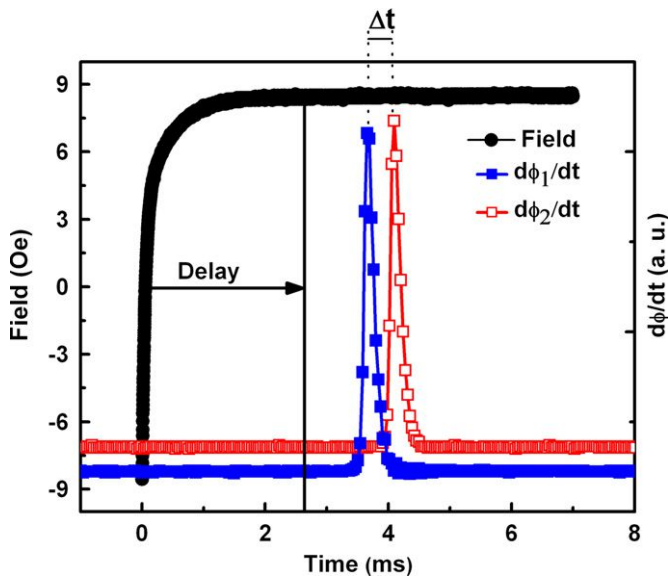


Fig. 2. Voltage signal detected from the sensing coils, indicated by the blue and red squares, superposed to the exciting magnetic field, black circles, both as a function of the time. The dot-lines indicate the time interval between the peaks detected by the sensing coils when the DW crosses them. The solid black line shows the delay provided by the pinning coil in order to ensure that the DW is depinned just when the magnetic field is constant. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

were performed using a 1 Hz square waveform magnetic field. In order to detect the DW motion, two sensing coils, with length of 2 mm and separated by 3 cm, are placed in a region where the exciting magnetic field is homogeneous. To avoid the DW propagation before the magnetic field reaches a constant value, a pinning coil with 1 cm in length was placed close to one end of the sample, inside the exciting coil, producing a field opposed to the exciting one and with constant amplitude of 10 Oe. When this field is switched off the DW starts its running through the wires. The other end of the sample was kept out of the exciting coil in order to ensure that just one DW is put in motion. The voltage signal detected by the sensing coils was amplified and digitized by an analog-to-digital converter with 1 MS/s sampling rate, high enough to detect the details of the signal associated to the DW motion. Fig. 2 presents the signal detected from the sensing coils, superposed to the exciting magnetic field. Note that the DW is depinned only when the magnetic field is constant. The DW velocity is

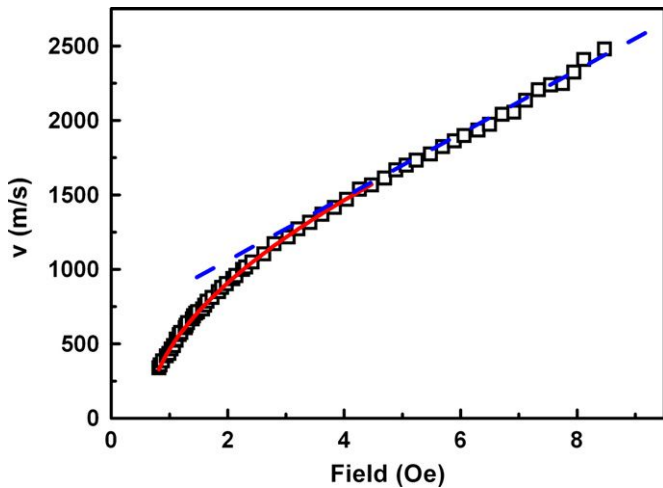


Fig. 3. The domain wall velocity as a function of the applied magnetic field. The solid blue line is a fitting obtained using Eq. (2), indicating that at high field values the viscous regime is observed. The solid red line is the fitting obtained using Eq. (3), showing that for low applied fields the adiabatic regime is verified.

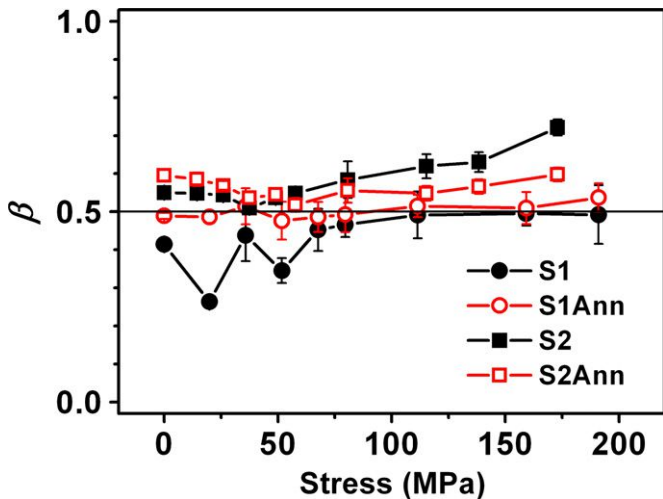


Fig. 4. Power-law critical exponent as a function of the applied axial stress. The β value close to 0.5 is an indication of a planar DW in an adiabatic regime. These values are resulting from fitting the $v \times H$ curves to the expression (3) in the low field region ($H \leq 5$ Oe).

reduced, the β values present a small reduction, $\beta < 0.5$, associated to a larger DW flexibility [14]. For the S2 sample, β increases (from 0.55 to 0.72) as the applied stress is raised, indicating that for higher stress values the DW dynamics could be described in the viscous regime.

Fig. 5 shows the stress dependence of the critical field H'_0 . The contributions to the H'_0 values come from the long-range (magnetoelastic and magnetostatic sources) and short-range (pinning centers) interactions. At no applied stress it can be observed that the H'_0 values for the as-cast and annealed samples are the same. This fact is an indication that the annealing temperature used is not high enough to modify the short-range interactions. The H'_0 values for the S1 and S1Ann samples are higher than those for S2 and S2Ann, due to the higher frozen stress in samples with higher glass to metal ratio. The H'_0 evolution with the applied stress indicates the existence of two stress ranges. In the first range, at low applied stress, ($\sigma \leq 50$ MPa for S1 and S1Ann and $\sigma \leq 100$ MPa S2 and S2Ann), the increase of H'_0 is high, a feature related to the increase of the radius of inner core axially magnetized, until the inner core radius reaches the

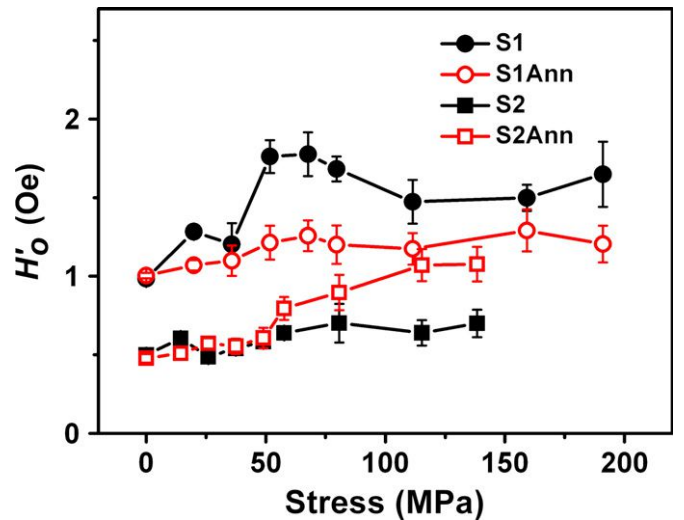


Fig. 5. Critical field H'_0 as a function of the applied axial stress. The H'_0 value was obtained in the adiabatic regime, Eq. (3).

value of the radius of the metal core. In the second one, with additional applied stress the H'_0 values still increase but at a smaller rate. These facts are indications that the dependence of the critical field with the applied stress is related to the long-range interactions.

In order to obtain additional information on the DW dynamics it is possible to study the DW damping mechanisms. The current models to the damping mechanisms (inverse of the mobility) state that the main damping sources are associated to eddy current η_{eddy} and spin relaxation η_R . These terms are given by [16]

$$\eta_{eddy} = \frac{(\mu_0 M_S)^2 r_C}{\rho} \left(\ln \left(\frac{r_M}{r_C} \right) + \frac{8}{\pi^2} \right) \quad (4)$$

and [17]

$$\eta_R \propto \frac{\tau M_S}{\delta_0} = \frac{\tau M_S}{\pi} \sqrt{\frac{3\lambda_S \sigma}{2A}} \quad (5)$$

where r_M , r_C , ρ , τ , λ_S , M_S , σ and δ_0 are, respectively, the metal and inner core radius, the metal resistivity, the damping term of the Landau–Lifshitz motion equation for the magnetization, saturation magnetostriction, the applied stress and the DW thickness. As it can be seen on the expression (5), the spin relaxation damping is inversely proportional to the domain wall thickness and proportional to the Landau–Lifshitz (L–L) damping factor. As all magnetic moment are exchange coupled to their neighbors, any change in the wall position implies in the precessing motion of the magnetic moments of the wall, which will be damped as determined by the L–L equation of motion for the magnetic moments. Also, as larger the domain wall is, slower need be the inversion of the direction of the magnetic moment of the domain wall.

Fig. 6 presents the effective damping as a function of the applied stress. The general behavior indicates that for low applied stress the damping is reduced as the stress is increased and, for additional applied stress, it increases. Consequently, a critical stress σ_C , where damping starts to increase, can be identified. In particular, the σ_C values are slightly different from sample to sample and ranges from 50 up to 120 MPa. At the high applied stress region, the damping increases with the square root of the applied stress and the experimental data can be fitted using Eq. (5) added by a constant term, as shown by the solid blue lines in Fig. 6. The constant damping term has damping contributions from stress independent sources as, for example, the damping term from eddy current when $r_M = r_C$. The good agreement

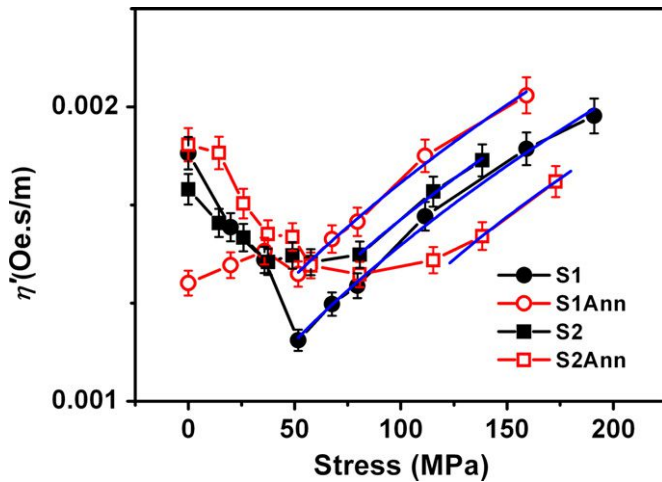


Fig. 6. Effective damping as a function of the applied stress. The blue solid lines correspond to the fittings obtained using Eq. (5), added by a constant term.

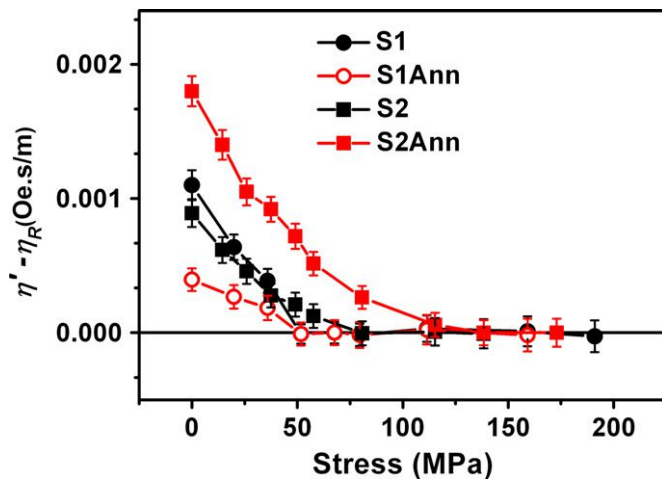


Fig. 7. Resulting damping term, $(\eta' - \eta_R)$, as a function of the applied stress. The $(\eta' - \eta_R)$ values were obtained discounting the spin relaxation contribution from the effective measured damping term.

between data and fitting allows to infer that the main contribution to the stress dependent damping, at the high applied stress region, is the spin-relaxation term.

The spin relaxation contributes to the effective damping even in applied stress values smaller than σ_C . As the damping terms are additive, the spin relaxation contributions can be discounted from the effective measured one. Fig. 7 shows the resulting damping term $(\eta' - \eta_R)$ as a function of the applied stress and the resulting damping variations have the main contribution coming from the eddy currents. Considering the core-shell domain structure in microwires, it should be expected a change in the resulting damping term once the r_C increases in microwires with positive magnetostriction as the axial stress is applied. In particular, a decrease of the resulting damping term is observed as the applied stress is increased until σ_C is attained. To fit the data shown in Fig. 7 to the eddy-current damping of expression (4) it would be

necessary to know the value of r_C and its change with the applied stress. Nevertheless the reduction of the $(\eta' - \eta_R)$ values with the applied stress, presented in Fig. 7, can also be observed in the expression (4) for r_C approaching r_M .

4. Conclusions

It was verified that in the low field region the domain wall dynamics can be well described by a power-law expression, considering a planar domain wall in the adiabatic regime. The parameters β , H'_0 and η' that characterize the DW dynamics were determined as a function of the applied axial stress or Joule annealing. It was possible to quantify the damping mechanisms and how the applied axial stress and the Joule annealing affects the parameters, which characterizes the DW damping. It was verified that until a critical stress σ_C is attained, both the eddy current and spin relaxation contribute to the stress dependence of the DW damping. Above σ_C , as the eddy current damping is stress independent, the main modification in the damping coefficient has its origin in the spin relaxation phenomenon. The critical stress is probably attained when the axially magnetized inner core radius is equal to the metallic one. It was shown that annealing at 250 °C does not modify the short-range interactions of the domain wall. Finally, the understanding of the domain wall propagation over the microwires can be used to improve both: the dynamic behavior of the wall through magnetic structures and its future application in technical devices.

Acknowledgments

The authors would like to thank to prof. H. Chiriac, National Institute of R&D for Technical Physics, Iasi, Romania, for the production of the samples. This work was supported by the Brazilian agencies CNPq, CAPES and FAPERGS.

References

- [1] M. Vázquez, *Physica B* 299 (2001) 302.
- [2] M. Vázquez, A. Zhukov, *J. Magn. Magn. Mater.* 160 (1996) 223.
- [3] H. Chiriac, *Mater. Sci. Eng. A304 (306)* (2001) 166.
- [4] R. Varga, K.L. Garcia, M. Vázquez, A. Zhukov, P.J. Vojtanik, *Phys. Rev. B* 70 (2004) 024402.
- [5] H. Chiriac, T.A. Óvari, *Prog. Mater. Sci.* 40 (1996) 333.
- [6] H. Chiriac, M. Knobel, T. Óvari, *Mater. Sci. Forum A* 302 (1999) 239.
- [7] J. Sixtus, L. Tonks, *Phys. Rev.* 37 (1931) 930.
- [8] I. Astefanoaei, D. Radu, H. Chiriac, *J. Phys. Condens. Matter* 18 (2006) 2689.
- [9] C. Chikazumi, in: *Physics of Magnetism*, Robert E. Krieger Publishing Company, Florida, 1964.
- [10] R. Varga, A. Zhukov, J.M. Blanco, M. Ipatov, V. Zhukova, J. Gonzalez, P. Vojtanik, *Phys. Rev. B* 74 (2006) 212405-1.
- [11] H.J. Williams, W. Shockley, C. Kittel, *Phys. Rev.* 80 (1950) 1090.
- [12] M. Neagu, H. Chiriac, E. Hhioforou, I. Darie, F. Vinai, *J. Magn. Magn. Matter* 226 (2001) 1516.
- [13] R. Varga, K.L. Garcia, A. Zhukov, M. Vázquez, M. Ipatov, J. Gonzalez, V. Zhukova, P. Vojtanik, *J. Magn. Magn. Matter* 300 (2006) 305.
- [14] G. Durin, S. Zapperi, *The Barkhausen effect*, in: G. Bertotti, I. Mayergoys (Eds.), *Science of Hysteresis*, Academic Press, New York, 2006.
- [15] Y. Kostyk, R. Varga, M. Vázquez, P. Vojtanik, *Physica B* 403 (2008) 386.
- [16] D.-X. Chen, N.M. Dempsey, M. Vázquez, A. Hernando, *IEEE Trans. Magn* 31 (1995) 781.
- [17] C. Kittel, J.K. Galt, in: *Solid States Physics*, Academic Press, New York, 1956.

Effect of Electric Current on Domain Wall Dynamics

Fabio Beck, Josué Neroti Rigue, and Marcos Carara

Departamento de Física, Universidade Federal de Santa Maria, Santa Maria, RS, Brazil

In this paper, we determine the domain wall velocity in the low field regime and study the domain wall dynamics in Joule-annealed amorphous glass-covered microwires with positive magnetostriction. Such microwires are known to present magnetic bi-stability when axially magnetized. In order to measure the domain wall dynamics, an electrical current was applied to the wire simultaneously to the driving magnetic field. When the dc current is applied to the sample, an increase or a decrease is observed on the axial domain wall velocity, depending on the current direction. These results are explained in terms of the change in the magnetic energy promoted by the additional Oersted field which, by its time, modifies the length of the conical domain wall, in such a way that the orthogonal domain wall velocity is not changed by the applied current.

Index Terms—Applied current, axial velocity, domain-wall length, wall surface energy.

I. INTRODUCTION

THE potential of application of domain walls in logical devices has attracted a great deal of attention in the past few years [1], [2]. Many of those works are focused on the domain wall dynamics [3]. The ability of these wires, with positive magnetostriction, to reverse magnetization upon the displacement of just one domain wall, running from one end to the another one, furnishes an additional facility to the study of domain wall dynamics which, finally, can be applied to other systems [4]. However, there are still some doubts about the specific shape of the domain wall and such understanding would help the design of new devices based on magnetization reversion in microwires. It is well known that the domain wall structure of a magnetic material is due to the minimization of the free magnetic energy of the system, also, the shape of an individual magnetic domain wall must obey such minimization. While we have some insight on the domain wall structure, meaning the core-shell structure [5], or a single domain axially magnetized [6], the local description of the magnetic free energy is a hard task for this kind of wire, by the same reason the microwires have outstanding properties, the complex distribution of frozen stress, induced by the fabrication process and the presence of the glass covering [7]. There are some works treating the shape and the dynamics of the domain walls in microwires and some of them introduce domain walls with different shapes. Transverse [8], flexible transverse [9], [10], conical [11] and vortex [12] are some examples of the proposed shapes for the head-to-head domain wall occurring in the core of the microwires.

In order to contribute to this discussion, we have measured the DW dynamics by applying, beyond the magnetizing field, a current along the wires axis. Associated to this current is a circumferential field (H_ϕ) which actuates in a different way according to the DW general shape. In a conical DW, H_ϕ will be in the wall's plane; otherwise, for a transverse domain, H_ϕ would be transversal which, by its time, changes the DW mobility. In this work we have demonstrated a strong dependence of the DW

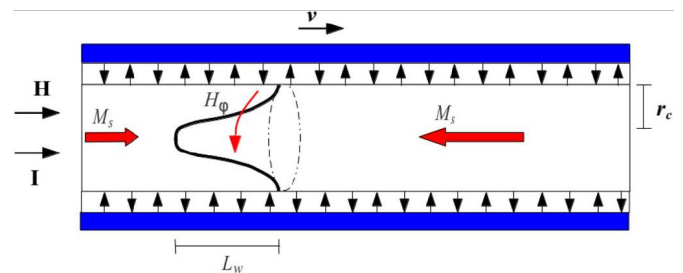


Fig. 1. Schematic diagram of the glass-covered microwires, showing the inner core radius (r_c) and the estimated domain structure, meaning an inner core with longitudinal magnetization and an outer shell with radial domains. A conical DW separates two axially magnetized domains. It is worth noting that this picture is out of scale, L_w is around 5 mm and the metallic nucleus of the wire has 12.5 μm in diameter.

velocity with the applied current. The results have shown that this DW dynamics changes due to modifications in the magnetic energy which, by its time, modifies the DW length.

II. EXPERIMENT

The DW dynamics was studied in amorphous glass-covered microwires, with nominal composition $\text{Fe}_{77.5}\text{Si}_{7.5}\text{B}_{15}$, produced by the Taylor-Ulitovsky technique ([13] presents a review of the preparation method). The studied sample has an amorphous metallic nucleus of 25 μm and total diameter of 47 μm with 30 cm in length. Fig. 1 presents a schematic diagram of the glass-coated microwire. The magnetostriction and frozen internal stress were estimated from the evolution of the anisotropy field as function of the axial applied stress [14]. The sample has presented a frozen stress of 220 MPa and the measured magnetostriction (λ_S) was 22×10^{-6} .

The axial DW velocity (v) was measured using a Sixtus-Tonks based experiment [15], [16]. The experimental setup consists of four coaxial coils: an exciting coil, two sensing coils and a pinning coil as described in [17]. One of the extremes of the sample was kept out of the exciting coil in order to ensure that just one DW is put in motion.

Fig. 2 presents the signal detected from the sensing coils, superposed to the exciting magnetic field. Note that the DW is depinned only when the magnetic field is constant. The DW velocity is calculated as $v = \Delta x / \Delta t$. $\Delta x = 3 \text{ cm}$ is the distance between the pickup coils and Δt is the time interval between

Manuscript received February 15, 2013; revised March 20, 2013, April 16, 2013, and April 18, 2013; accepted April 19, 2013. Date of current version July 23, 2013. Corresponding author: F. Beck (e-mail: fabiobeckster@gmail.com).

Color versions of one or more of the figures in this paper are available online at <http://ieeexplore.ieee.org>.

Digital Object Identifier 10.1109/TMAG.2013.2259803

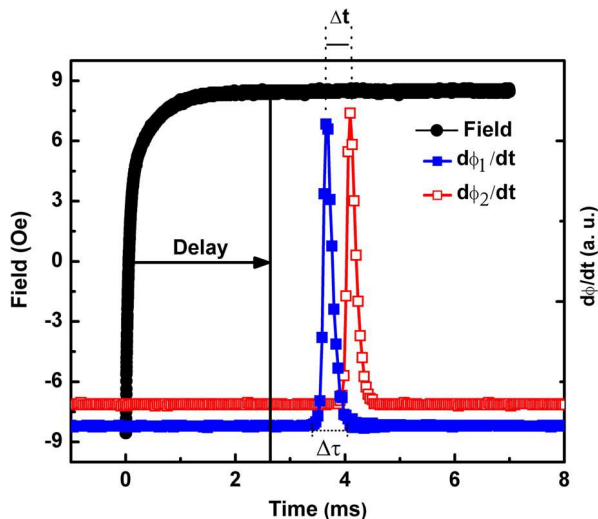


Fig. 2. Voltage signal detected from the sensing coils, indicated by the closed (blue) and open (red) squares, superposed to the exciting magnetic field, black circles, both as a function of the time. Dotted lines indicate the time interval between the peaks detected by the sensing coils (Δt) when the DW crosses them. Solid black line shows the delay provided by the pinning coil in order to ensure that the DW is depinned just when the magnetic field is constant. $\Delta \tau$ is the pulse length used to calculate the DW length.

the maximums of the signal detected by the sensing coils when the DW passes them. For each applied field Δt was obtained by averaging ten measurements. The wall length L_w is directly proportional to the pulse duration ($\Delta \tau$) and the axial velocity

$$L_w = \Delta \tau v - 2 \text{ mm.} \quad (1)$$

The 2 mm value refers to the pickup coils length. Likewise, for each applied field the pulse duration was obtained by averaging ten measurements. The relaxation time of the wall's detecting system (sensing coils and amplification) is around 10 μs , meaning one order of magnitude lower than the pulse length ($\Delta \tau$). By this way such relaxation time was not considered in (1) to calculate the DW length.

In order to apply the axial stress on the samples, one end of the sample was fixed to a sample holder and a known weight was attached to the other one. The applied stress was calculated considering the cross section of the sample, meaning metal core plus glass cover. The maximum applied stress was 400 MPa.

To apply an electric current in amorphous microwires is the easiest way to promote the relief of the frozen stress, thus modifying its magnetic properties. All samples were pre-annealed during 1 hour with a current 60% higher than the maximum applied current (25 mA) during the measurements of the domain wall velocity. This was done in order to avoid additional structural modifications on the samples during the DW velocity measurements. The current direction is that of the charge carriers. In our system this means that for $I > 0$, the charge carriers follow against the DW propagation.

It is well known that the dynamic properties of the domain walls are influenced by the material's saturation magnetization $\mu_0 M_s$ and anisotropy [18]. Also the M_s value depends on the temperature, reducing until zero at the Curie temperature. Considering that the applied current during the measurement of the

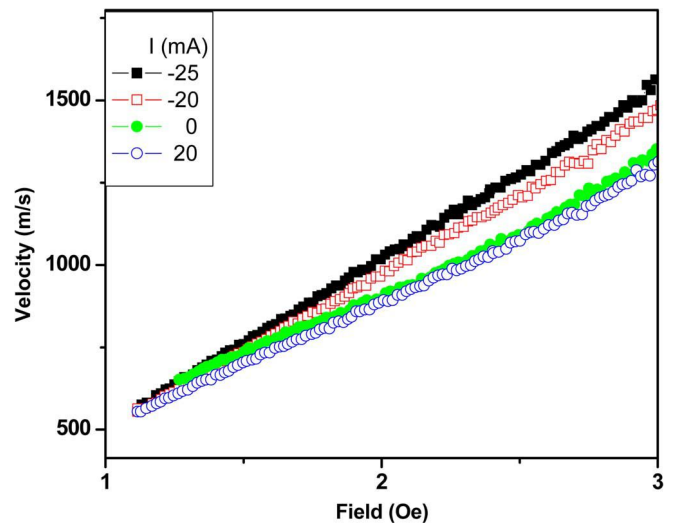


Fig. 3. Axial domain wall velocity measured as function of the applied field and applied current. Note the change in the domain wall mobility for the measurements at different applied current.

DW dynamics increase the samples temperature due to the Joule effect, the magnetization loops was verified by applying different current intensities. Almost no changes were detected on the magnetization curve for the higher current compared to the measurement with no current.

III. RESULTS AND DISCUSSION

The domain structure of this $\lambda_S > 0$ microwires consists of a large axially magnetized domain surrounded by small radially magnetized domain structure. Also, in order to reduce the local magnetostatic field, there exists a closure domain in the extremes of the sample. Fig. 1 presents a schematic diagram of the DW structure. It is worth noting that it is this closure domain which is studied in this work. It is displaced by the magnetic field reversing the wires' magnetization.

In general, the study of the DW dynamics is made by considering it as a part of a damped forced harmonic oscillator [19]. In a viscous medium the DW reaches the terminal velocity in a very short time [20]. For low fields there exist at least two regimes which describes the DW velocity dependence with the applied field, the linear [21] and the adiabatic ones [10], [17], [22].

Fig. 3 presents the behavior of the axial DW velocity as function of the magnetic applied field for different values of applied current.

It can be seen that the behavior of axial velocity with the applied field is that of the linear regime. Also, the DW mobility appears higher for the negative current direction.

In order to evaluate this observed behavior we have measured the DW length, according to (1), and the DW orthogonal velocity. Considering a conical shape to the DW and that $L_w \gg$ inner core radius (r_c), the DW presents a radial displacement and the velocity in this direction (v_n) can be calculated as [23]

$$v_n = \frac{vr_c}{L_w}. \quad (2)$$

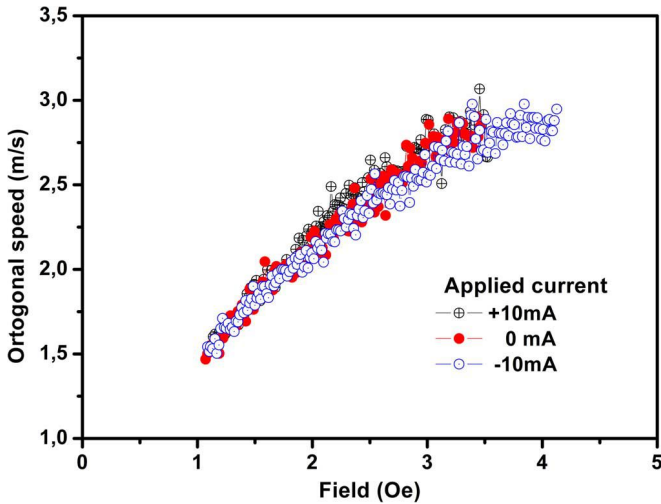


Fig. 4. Orthogonal domain wall velocity as function of the applied field for different applied current.

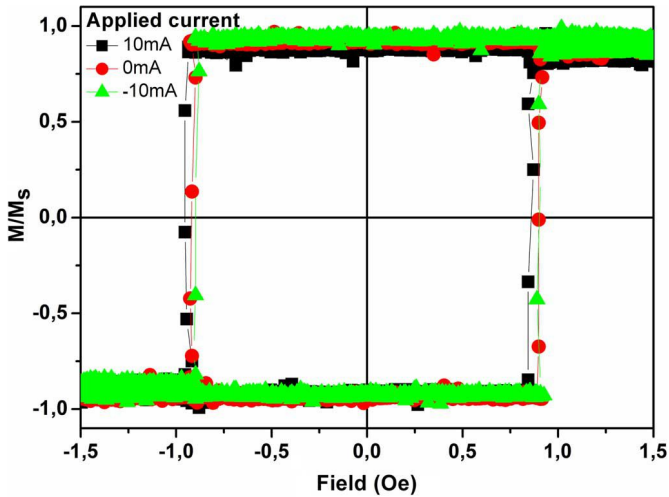


Fig. 5. Normalized magnetization curves measured for different applied current.

Fig. 4 presents the v_n as function of the applied field for different values of applied current and the same applied stress (200 MPa).

It can be seen that $v_n \ll v$, also v_n , have no detectable dependence with the sense of the applied current. Such behavior is the same, independently of the intensity of the applied current. As the applied stress is the same, it is not expected that we have any changes in the r_c for currents in the opposed sense. This can be verified by the magnetization curves presented in Fig. 5. It is worth noting that H_φ increases linearly with the radial coordinate, attaining an intensity of 3.2 Oe at the metallic wire surface for an applied current of 20 mA. So the detected change in the axial velocity with the applied current (Fig. 3) is due to the change in the L_w .

The stabilized L_w is determined, usually, by the energy balance between two main factors: the magnetostatic energy, which tends to make the wall as largest as possible, and the wall surface energy, which tends to decreases the L_w . Thus, we can write an expression for the wall energy due to the L_w [24]

$$E_w(L_w) = \alpha_1 \gamma_0 L_w + \frac{\alpha_2}{L_w} \quad (3)$$

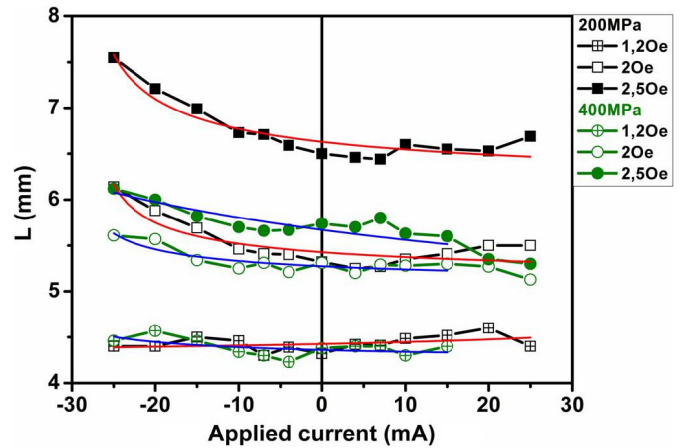


Fig. 6. Domain wall length as function of the applied current for different applied magnetic field and stress. Symbols are experimental data and solid lines are the fitting to (5).

where α_1 and α_2 are constants, γ_0 the wall density energy and L_w is the DW length which minimizes the wall energy.

In order to evaluate L_w as function of the applied current and magnetic field, we have plotted Fig. 6. This was done for two sets of applied stress.

In Fig. 6, it can be seen that L_w changes as a function of the applied current, but such changes are asymmetrical, meaning that it is higher for $I < 0$. Such behavior can be described considering that the Oersted field, produced by the applied current, is in the DW's plane in the case of a conical DW. In this case, the first term in (3) is reduced by a factor $(1 - h_t)$, which is an approximation of the term proposed in [25]. Finally, the corrected DW energy can be written as

$$E'_w(L_w) = \alpha_1 \gamma_0 (1 - h_t) L_w + \frac{\alpha_2}{L_w} \quad (4)$$

where h_t is a reduced transverse field ($h_t = H_\varphi / H_k$). Here, H_k is the anisotropy field. In the equilibrium configuration, the L_w is given by minimization of $E'_w(L_w)$ as

$$L_w = \alpha_3 H + \sqrt{\frac{\alpha_2}{\alpha_1 \gamma_0 (1 - h_t)}}. \quad (5)$$

The first term in (5) is associated with change of the initial wall length with the applied field, as already verified in [26]. Solid lines in Fig. 6 are the fitting of the experimental data to (5). In the fitting, the constants α_1 , α_2 , and α_3 were the same for all curves with the same applied stress. Observe that, for the same applied magnetic field, by increasing the applied stress, L_w has its value reduced. It is expected by the increase in the DW energy density (λ_0). The good agreement between both experimental data and theory indicates that the main result of the applied current on the DW dynamic is to promote an increase of its length, by reducing the DW energy.

IV. CONCLUSION

To conclude, it was verified that the orthogonal velocity it is not affected by the applied current and that the main feature on the DW dynamic is to increase the DW length. Such an increase was justified by a reduction on the DW energy. The fitting of

the experimental data to the theory confirms the suggested DW conical shape, for this $\lambda_s > 0$ glass-covered microwires.

ACKNOWLEDGMENT

The authors would like to thank Prof. H. Chiriac, National Institute of R&D for Technical Physics, Iasi, Romania, for the production of the samples. This work was supported by the Brazilian agencies CNPq, CAPES and FAPERGS.

REFERENCES

- [1] D. A. Allwood, G. Xiong, C. C. Faulkner, D. Atkinson, D. Petit, and R. P. Cowburn, "Magnetic domain-wall logic," *Science*, vol. 309, pp. 1688–1692, Sep. 2005.
- [2] S. S. P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas, "Magnetic domain-wall racetrack memory," *Science*, vol. 320, pp. 190–194, Apr. 2008.
- [3] P. Klein, R. Varga, and M. Vázquez, "Stable and fast domain wall dynamics in nanocrystalline magnetic microwire," *J. Alloys Compounds*, vol. 550, pp. 31–34, Feb. 2013.
- [4] R. Varga, K. L. Garcia, M. Vázquez, A. Zhukov, and P. J. Vojtanik, "Switching-field distribution in amorphous magnetic bistable microwires," *Phys. Rev. B*, vol. 70, pp. 024402 1–024402 5, Jul. 2004.
- [5] Y. Jingfan, R. P. del Real, G. Infante, and M. Vazquez, "Local magnetization profile and geometry magnetization effects in microwires as determined by magneto-optical Kerr effect," *J. Appl. Phys.*, vol. 113, pp. 043904 1–043904 5, Jan. 2013.
- [6] H. Chiriac, J. Yamasaki, T. O. Óvari, and M. Takajo, "Magnetic domain structure in amorphous glass-covered wires with positive magnetostriction," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 35, pp. 3901–3903, Sep. 1999.
- [7] P. A. Ekstrom and A. Zhukov, "Spatial structure of the head-to-head propagating domain wall in glass-covered FeSiB microwire," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 43, pp. 205001 1–205001 6, May 2010.
- [8] R. Varga, K. Richter, A. Zhukov, and V. Larin, "Domain wall propagation in thin magnetic wires," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 44, pp. 3925–3930, Dec. 2008.
- [9] J. P. Sethna, K. A. Dahmen, and O. Perkovic, "Random field ising models of hysteresis," in *The Science of Hysteresis*, G. Bertotti and I. Mayergoyz, Eds. New York, NY, USA: Academic, 2006, p. 107.
- [10] G. Durin and S. Zapperi, "The Barkhausen effect," in *Science of Hysteresis*, G. Bertotti and I. Mayergoyz, Eds. New York, NY, USA: Academic, 2006, p. 181.
- [11] L. V. Panina, M. Ipatov, V. Zhukova, and A. Zhukov, "Domain wall propagation in Fe-rich amorphous microwires," *Phys. B*, vol. 407, pp. 1442–1445, May 2012.
- [12] R. Varga, A. Zhukov, V. Zhukova, J. M. Blanco, and J. Gonzalez, "Super-sonic domain wall in magnetic microwires," *Phys. Rev. B*, vol. 76, pp. 132406 1–132406 3, Oct. 2007.
- [13] H. Chiriac and T. A. Óvari, "Amorphous glass-covered magnetic wires: Preparation, properties, applications," *Prog. Mater. Sci.*, vol. 40, pp. 333–407, 1996.
- [14] S. A. Gudoshnikov, B. Ya. Ljubimov, P. S. Palvanov, Yu. V. Prokhorova, V. S. Skomarovski, N. A. Usov, and A. V. Torcunov, "Ground state magnetization distribution and characteristic width of head to head domain wall in Fe-rich amorphous microwire," *Phys. Status Solidi A*, vol. 206, pp. 625–629, Jan. 2009.
- [15] J. Sixtus and L. Tonks, "Propagation of large Barkhausen discontinuities," *Phys. Rev.*, vol. 37, pp. 930–959, Apr. 1931.
- [16] R. Varga, K. L. Garcia, A. Zhukov, M. Vazquez, M. Ipatov, J. Gonzalez, V. Zhukova, and P. Vojtanik, "Magnetization processes in thin magnetic wires," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 300, pp. e305–e310, Nov. 2006.
- [17] F. Beck, R. C. Gomes, K. D. Sossmeier, F. Bohn, and M. Carara, "Stress dependence of the domain wall dynamics in the adiabatic regime," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 323, pp. 268–271, Sep. 2011.
- [18] R. Varga, G. Infante, K. Richter, and M. Vázquez, "Anomalous effects in the domain-wall dynamics in magnetic microwires," *Phys. Status Solidi A*, vol. 208, pp. 509–514, Mar. 2011.
- [19] C. Chikazumi, *Physics of Magnetism*, 2nd ed. Melbourne, FL, USA: Robert E. Krieger, 1964.
- [20] R. Varga, A. Zhukov, J. M. Blanco, M. Ipatov, V. Zhukova, J. Gonzalez, and P. Vojtanik, "Fast magnetic domain wall in magnetic microwires," *Phys. Rev. B*, vol. 74, pp. 212405 1–212405 4, Dec. 2006.
- [21] H. J. Williams, W. Shockley, and C. Kittel, "Studies of the propagation velocity of a ferromagnetic domain boundary," *Phys. Rev.*, vol. 80, pp. 1090–1094, Dec. 1950.
- [22] Y. Kostyk, R. Varga, M. Vazquez, and P. Vojtanik, "Domain wall propagation in adiabatic regime," *Phys. B*, vol. 403, pp. 386–389, 2008.
- [23] L. V. Panina, M. Mizutani, K. Mohri, F. B. Humprey, and L. Ogasawara, "Dynamics and relaxation of large Barkhausen discontinuity in amorphous wires," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 27, pp. 5331–5333, Nov. 1991.
- [24] 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.*, vol. 31, pp. 781–790, Jan. 1995.
- [25] L. V. Panina, H. Katoh, and K. Mohri, "Magnetization process in amorphous wires in orthogonal fields," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 29, pp. 2524–2526, Nov. 1993.
- [26] T. Reininger, H. Kronmuller, C. Gomes-Polo, and M. Vazquez, "Magnetic domain observation in amorphous wires," *J. Appl. Phys.*, vol. 73, pp. 5357–5359, May 1993.