



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

# **Dinâmica de paredes de domínios em microfios amorfos recobertos por vidro <sup>†</sup>**

## **Dissertação de Mestrado**

**Fábio Beck**

Dissertação realizada sob orientação do Prof. Dr. Marcos André Carara e apresentada ao Curso de Mestrado do Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Santa Maria como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre em Física.

Santa Maria, RS, Brasil

2010

---

<sup>†</sup>Trabalho parcialmente financiado pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), 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 em microfios amorfos  
recobertos por vidro**

**por**

**Fábio Beck**

Dissertação apresentada ao Curso de Mestrado do Programa de Pós-Graduação em Física da  
Universidade Federal de Santa Maria como requisito parcial para obtenção do grau de **Mestre  
em Física**

**Orientador: Prof. Dr. Marcos André Carara**

Santa Maria, RS, Brasil

2010

---

©2010

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)9118-1749

E-mail: [fabiobeckster@gmail.com](mailto:fabiobeckster@gmail.com)

---

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

A Comissão Examinadora, abaixo assinada, aprova a Dissertação:

**Dinâmica de paredes de domínios em microfios amorfos**  
**recobertos por vidro**

elaborada por

**Fábio Beck**

como requisito parcial para a obtenção do título de

**MESTRE EM FÍSICA**

**COMISSÃO EXAMINADORA:**

---

Prof. Dr. Marcos André Carara - Orientador, UFSM

---

Prof. Dr. Ricardo Barreto da Silva, UNIPAMPA/ Caçapava do Sul

---

Prof. Dr. Celso Arami Marques da Silva, UFSM

Santa Maria, 18 janeiro de 2010.

A minha mãe Dilce *in memoriam*, 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 Professores Schelp, Lúcio, Alexandre, Antonio Marcos, Aguinaldo, pela amizade, pelas conversas e ensinamentos;*

*Ao pessoal da Pós-graduação: Schelp, entre outros e, em especial, a Saionara e Carlos;*

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

*Ao meu colega Rafael C. Gomes pelas discussões e parceria na hora de construirmos o sistema experimental, quantas vezes deu errado;*

*À Kelly D. Sossmeier pelas discussões e também pela ajuda na hora de organizar os dados experimentais;*

*A todos colegas e amigos do LMMM: João, Claudiosir, Matheus, Márcio, Callegari, Josué, Rafael II, Dieivase, Paloma, Luiz, Adolfo (Jaguari), Luciane e, em especial, ao meu amigo Thiago Mori pelas parcerias durante as viagens.*

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

*Por fim, porém mais especial do que nunca, a minha namorada Vanuza Paz por ter muita paciência comigo e pelas ajudas.*

“Não existe destino além daquele que nós fazemos”.

**John Connor.**

# Resumo

Dissertação de Mestrado  
Programa de Pós Graduação em Física  
Universidade Federal de Santa Maria

## **Dinâmica de paredes de domínios em microfios amorfos recobertos por vidro**

AUTOR: FÁBIO BECK  
ORIENTADOR: MARCOS A. CARARA  
Data e Local: Santa Maria, 18 de Janeiro de 2010

Microfios amorfos recobertos por vidro são materiais com propriedades magnéticas macias adequadas para várias aplicações tecnológicas, especialmente sensores magnéticos. Uma das propriedades interessantes dos microfios com magnetostricção positiva é a biestabilidade magnética, cuja inversão da magnetização se dá pela propagação de uma parede de domínio ao longo do material. Nesse trabalho foi desenvolvido um sistema para a determinação da velocidade de uma parede de domínio em microfios e estudada a dinâmica dessa parede. Em particular, foram estudadas as relações entre velocidade da parede de domínio, campo magnético e anisotropia magnetoelástica em microfios amorfos com composição nominal de  $Fe_{77,5}Si_{7,5}B_{15}$ . Verificou-se que os principais mecanismos de amortecimento das paredes de domínio têm origem nas microcorrentes de *Foucault* (*eddy-currents*) e na relaxação de spins, ambas com forte dependência da energia magnetoelástica. A energia magnetoelástica varia com a aplicação de uma tensão axial ao fio influenciando os mecanismos de amortecimento. Verificou-se também que a variação do amortecimento efetivo das paredes de domínio com a tensão tem comportamentos distintos a baixas (*eddy-currents*) e altas tensões aplicadas (*relaxação de spin*).

Palavras-chave: microfios magnéticos; dinâmica de paredes de domínios.

# Abstract

Dissertação de Mestrado  
Programa de Pós Graduação em Física  
Universidade Federal de Santa Maria

## **Dinâmica de paredes de domínios em microfios amorfos recobertos por vidro**

AUTHOR: FÁBIO BECK  
ADVISOR: MARCOS A. CARARA  
Date and Place: Santa Maria, January, 18th, 2010

Amorphous glass-coated microwires are materials with soft magnetic properties suitable for various technological applications, mainly magnetic sensors. One of the outstanding properties of microwires with positive magnetostriction is the magnetic bi-stability, that means, the inversion of the magnetization is done by one magnetic domain wall displacement along the wire. In this work it was developed a system to determine the domain wall speed in microwires and studied its dynamic. Particularly, were studied the relation between domain wall speed, magnetic field and magnetoelastic anisotropy in  $Fe_{77,5}Si_{7,5}B_{15}$  microwires. It has been verified that the main source of domain wall damping is the eddy-currents and spin relaxation, both with a strong relation with the magnetoelastic energy. The magnetoelastic energy is changed by the axial applied stress which, by its time, modifies the damping mechanisms. It was also verified that the domain wall damping present different behavior at low (mainly eddy-currents) and high applied stress (spin relaxation).

Keywords: magnetic microwires; domain wall dynamics.

# Sumário

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>10</b>
<b>2</b>	<b>Materiais Amorfos</b>	<b>12</b>
2.1	Microfios amorfos . . . . .	12
2.1.1	Técnica de fabricação dos MARV . . . . .	13
<b>3</b>	<b>Energias de Anisotropias e Domínios magnéticos</b>	<b>16</b>
3.1	Energia de troca . . . . .	16
3.2	Energia Magnetostática . . . . .	18
3.3	Energia Magnetoelástica . . . . .	20
3.4	Domínios magnéticos . . . . .	22
3.5	Domínios Magnéticos em MARV . . . . .	27
<b>4</b>	<b>Tratamentos Térmicos</b>	<b>30</b>
<b>5</b>	<b>Dinâmica de Paredes de domínios em MARV</b>	<b>34</b>
5.1	Regime viscoso . . . . .	34
5.1.1	Campo crítico de propagação $H_0$ . . . . .	35
5.1.2	Parâmetro de amortecimento $\beta$ . . . . .	37
5.2	Regime adiabático do movimento da parede de domínio . . . . .	43
<b>6</b>	<b>Aparato Experimental</b>	<b>46</b>
6.1	Sistema de medidas de velocidades . . . . .	46
6.2	Tratamento térmico . . . . .	48

<b>7</b>	<b>Resultados e Discussão</b>	<b>50</b>
<b>8</b>	<b>Conclusão e Perspectivas</b>	<b>58</b>
	<b>Referências Bibliográficas</b>	<b>60</b>

# 1 Introdução

O estudo da Dinâmica das Paredes de Domínios tem sido intensificado nos últimos anos [1, 2] devido a aplicações em dispositivos como memórias magnéticas de acesso aleatório, discos rígidos e micro-sensores. A velocidade com que uma informação é transportada e armazenada nestes dispositivos está diretamente ligada à dinâmica de paredes de domínios [3, 4]. Muitos pesquisadores têm utilizado microfios amorfos recobertos por vidro como uma importante ferramenta no estudo da dinâmica de paredes de domínios [5, 6], em especial microfios com magnetostricção positiva. 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 surgem nas extremidades da amostra minimizando a energia magnetostática [8]. Assim que um campo magnético é aplicado longitudinalmente a amostra, uma parede de domínio propaga-se por toda extensão da mesma interagindo com eventuais centros de aprisionamento. Muitos trabalhos têm mostrado que a velocidade da parede é proporcional ao campo magnético aplicado, além disso, para baixos campos foi verificado que a dinâmica da parede segue um comportamento tipo lei de potência [9].

Portanto, a dinâmica de uma única parede de domínio, em regime de baixos e médios campos, ainda é um tópico importante para se estudar e identificar quais são os mecanismos responsáveis pelo amortecimento na sua propagação.

O objetivo desse trabalho foi estudar a dinâmica de paredes de domínios em microfios amorfos recobertos por vidro, com magnetostricção positiva, em regime de baixos campos. Foi investigado como os mecanismos associados ao amortecimento do movimento da parede, campo crítico de propagação e expoentes críticos, variam em função das dimensões das amostras, das tensões mecânicas aplicadas e dos tratamentos térmicos.

Esta dissertação está dividida da seguinte forma: no capítulo dois é dada uma visão geral dos amorfos e uma breve história da origem e métodos de preparação dos microfios amorfos.

O capítulo três é dedicado as energias de anisotropias associadas aos microfios magnéticos

que contribuem para a formação da estruturas dos domínios magnéticos.

No capítulo quatro é feito 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 e é feita uma descrição dos modelos para o amortecimento das paredes de domínios.

O quinto capítulo faz uma descrição do sistema experimental utilizado para medir a velocidade da parede de domínio em função do campo e das tensões mecânicas aplicadas, além do sistema utilizado para realizar os tratamentos térmicos.

No capítulo seis são apresentados os resultados e discussão e, por fim, no capítulo sete, as conclusões e perspectivas futuras deste trabalho.

## 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 metais amorfos apresentam uma desordem estrutural e sua principal característica magnética é a ausência da anisotropia magnetocristalina. No entanto, podem existir unidades que apresentem ordem de curto alcance, semelhante à de um material cristalino, e esse ordenamento local explica o seu comportamento ferromagnético [10]. 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 tais como etiquetas magnéticas, canetas magnetoelásticas, são baseadas nas seguintes características:

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

### 2.1 Microfios amorfos

A idéia original da preparação de fios foi apresentada por Taylor em 1924 [11], quando ele produzia uma variedade de fios metálicos cristalinos, incluindo Fe, Cu, Al, Ag e Sn. Den-

tre os materiais metálicos amorfos, os fios amorfos convencionais (FAC), obtidos pelo método *in-rotating water quenching* têm seus diâmetros variando entre 80 e 160 $\mu\text{m}$  e apresentam propriedades físicas magnéticas específicas com grande potencial de aplicações em sensores magnéticos [12, 13]. Microfios amorfos recobertos por vidro (MARV), com diâmetro do núcleo metálico variando entre 10 e 20 $\mu\text{m}$ , foram produzidos por *glass-coated melt spinning* pela primeira vez em 1974 por Weisner e Schneider [14]. Esses fios são obtidos com diâmetros muito pequenos se comparados com os fios obtidos pela técnica *in-rotating water quenching* [15].

Atualmente existem vários institutos de pesquisas como, por exemplo, National Institute of Research and Development for Technical Physics (Iasi, Romênia) e Institute of Applied Magnetism (Madri, Espanha), produzindo e estudando as propriedades magnéticas dos MARV. Uma propriedade magnética estudada é a bi-estabilidade que corresponde aos *spins* estarem orientados em um sentido ou em outro dentro do núcleo axialmente magnetizado no material. Além disso, o fenômeno da magnetoimpedância gigante também é estudado, cuja aplicação é particularmente interessante em sensores [16]. Esses fios amorfos fornecem oportunidades de miniaturização de sensores e transdutores de campo magnético. 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 $\mu\text{m}$  e a espessura da cobertura de vidro variando entre 2 e 15 $\mu\text{m}$  [15]. A figura 2.1 mostra uma visão esquemática de um microfio com suas dimensões típicas.

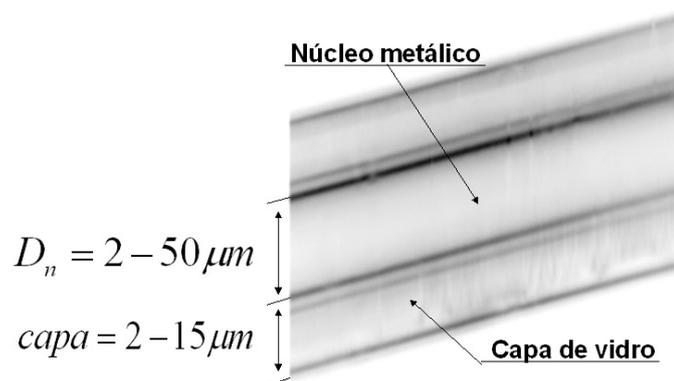


Figura 2.1: Vista esquemática de um MARV com as dimensões típicas indicadas.

### 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 idéia básica desse método foi inicialmente proposto por

Taylor em 1924, razão pela qual também é chamado por Método de Taylor. O método foi melhorado por Ulitovski e Vagner [14] e vem desde então sendo chamando de Método de Taylor-Ulitovski. Uma representação do método está ilustrado na figura 2.2 abaixo.

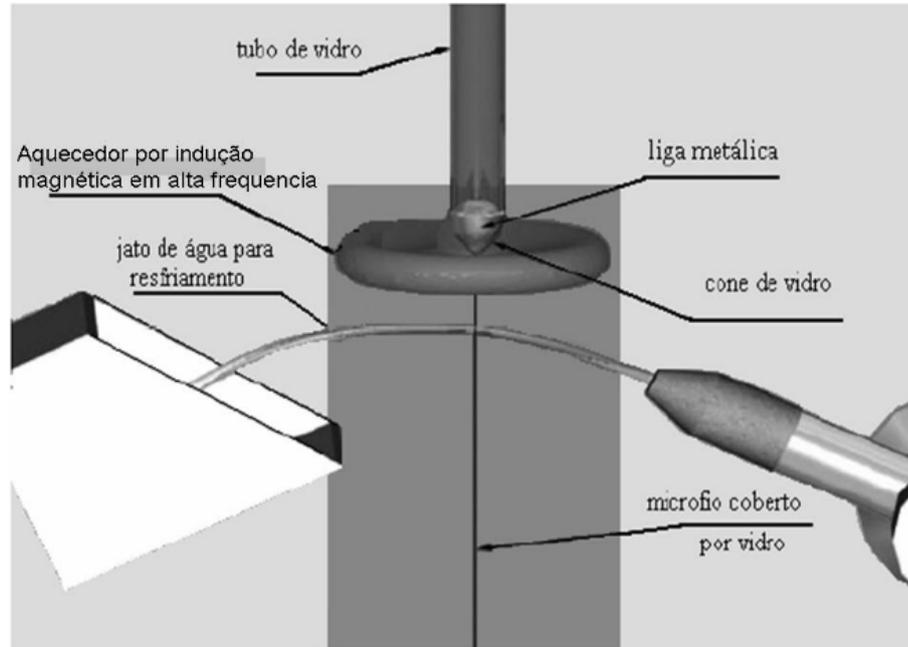


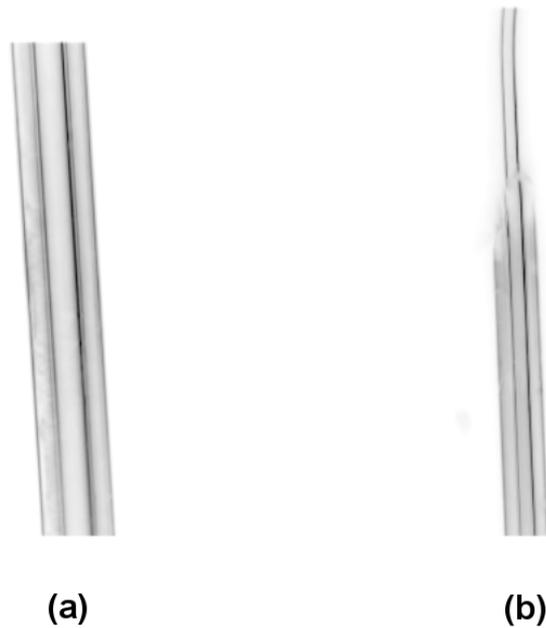
Figura 2.2: Desenho esquemático da técnica de fabricação do microfios pelo Método de Taylor-Ulitovisky [17].

No alto da figura 2.2 está um tubo de vidro com a liga metálica em seu interior, logo abaixo, um aquecedor, 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-os 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 [14]. 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, 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 podem influenciar nas características do microfio. Além disso, 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 a composição do vidro. Podemos obter com esse método microfios com diâmetros variando entre 2 e  $50\mu\text{m}$  para o núcleo metálico e de 2 a  $15\mu\text{m}$  de espessura para o revestimento de vidro. O estado amorfo é, em geral, verificado fazendo-se análise de difração de raios-X.

Na figura 2.3 abaixo apresentamos imagens do MARV onde podemos 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:** Fotos feitas por microscopia óptica realizadas no LaPISC-UFSM. (a) fio com capa de vidro e (b) com núcleo exposto.

# 3 Energias de Anisotropias 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 [18]. Isso significa que as propriedades magnéticas dependem da direção em que elas são medidas [19]. 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, como sugerido com o propósito de entender os fatos experimentais associados ao ferromagnetismo, foi desenvolvido ainda no início no século XIX, quando os 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 [20]. 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 [21]. 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 elaborou a idéia de um campo molecular ou campo médio. A idéia desse campo consiste em supor que cada átomo magnético fica sujeito a um campo interno médio criado por todos os outros átomos magnéticos do sistema [22]. O campo médio foi criado fazendo-se 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 a uma força eletrostática atrativa, entre os elétrons e prótons, mas também se repele devido a interação entre elétron-elétron e próton-próton. Tais forças podem ser calculadas pela Lei de Coulomb. 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 dos *spins* dos dois elétrons. 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. Podemos considerar o elétron  $i$  movendo-se em torno do próton  $i$ , e o elétron  $j$  movendo-se em torno do próton  $j$ . Como são partículas indistinguíveis, podemos considerar ainda que os elétrons podem trocar de lugar, ou seja, o elétron  $i$  movendo-se em torno do próton  $j$  e o elétron  $j$  em torno do próton  $i$ . Essas considerações introduzem um termo adicional, a energia de troca  $E_j$ , na energia total entre dois átomos. Esse termo está relacionado com o ordenamento magnético e em última instância é responsável pelo ferromagnetismo. Se os átomos  $i$  e  $j$  tem 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  $\theta$  é o ângulo entre os *spins*. Se  $J_{troca}$  é positivo, a **ordem é ferromagnética**.  $E_{troca}$  é mínima quando os *spins* estão paralelos ( $\cos \theta = 1$ ) e máxima para ( $\cos \theta = -1$ ). Se  $J_{troca}$  for negativo, a **ordem é anti-ferromagnética**.  $E_{troca}$  é mínima quando os *spins* estão anti-paralelos [19]. 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, está ligada à geometria do material. Quando uma barra de ferro é magnetizada, pólos livres são induzidos nas extremidades da mesma, surgindo assim um campo desmagnetizante  $\mathbf{H}_d$  na direção contrária à magnetização  $\mathbf{M}$ . Podemos dizer que o campo desmagnetizante é gerado por uma densidade de cargas magnéticas da própria amostra [23]. É como se houvesse a formação de pólos magnéticos nas extremidades do material, atuando para desmagnetizá-lo. É importante enfatizar que cargas magnéticas não são cargas físicas, mas consistem de 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 possui 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  $4\pi$  no cgs [18, 19, 24]. Assim, no caso de uma esfera,  $N_d = 1/3$ . Agora, para um fio muito longo é conveniente utilizar a geometria de um elipsóide prolato, como ilustrado na figura 3.1,  $N_a = N_b$  e  $N_c$  é tanto menor quanto maior for  $c$  ou 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.

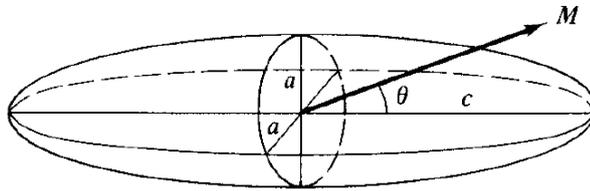


Figura 3.1: Dimensões de um elipsóide prolato [19].

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 avaliar, o que torna a integração complicada. Alternativamente, a fim de obter uma expressão para  $E_{ms}$  associado a uma amostra, podemos 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, a magnetização decrescerá devido a ação do campo desmagnetizante  $H_d$  (ilustrado pelo ponto  $C$ ). Comparando a magnetização remanescente, assim obtida, com uma curva de histerese completa da amostra, obtemos o valor do  $H_d$  na direção medida.

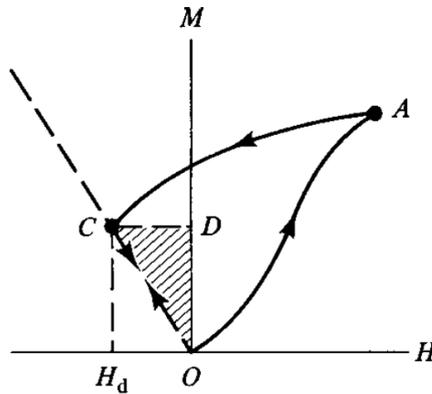


Figura 3.2: Energia magnetostática de um material magnetizado logo após a retirada do campo externo [19].

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. Então, a energia armazenada na amostra corresponde a área do triângulo  $ODC$ . Com isso, podemos escrever uma expressão mais simples para a energia magnetostática:

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

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 a formação de domínios de fechamento em ambas extremidades da amostra [8, 25, 26].

### 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 que é devido ao acoplamento spin-órbita. A grandeza que quantifica esse fenômeno é a magnetostricção  $\lambda$ , que é a razão entre variação do comprimento  $\Delta L$ , com aplicação do campo, e o comprimento inicial  $L$  da amostra, ou seja,

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

Quando a amostra é levada ao estado de saturação, via campo magnético externo, a medida feita de  $\lambda$  pela equação 3.6 recebe o nome de magnetostricção de saturação  $\lambda_s$ . Embora as variações das dimensões dos materiais sejam muito pequenas (da ordem de  $10^{-6}$  no caso de materiais amorfos), os valores de  $\lambda_s$  podem ser positivos, negativos e até mesmo aproximadamente zero, dependendo da estequiometria da liga metálica. Este comportamento é ilustrado na figura 3.3

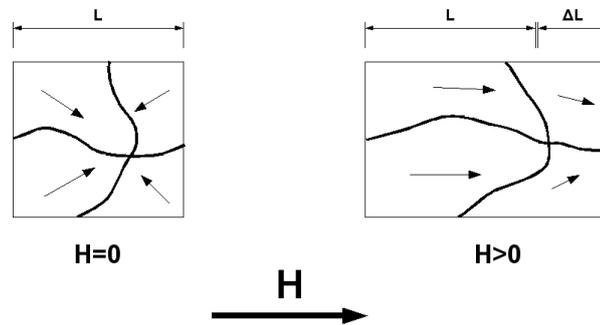


Figura 3.3: Ordenamento de domínios desde um estado desmagnetizado  $H = 0$ , até a saturação  $H > 0$ . Neste caso  $\lambda > 0$ .

Devido a magnetostricção, quando a uma tensão mecânica ( $\sigma$ ) é aplicada ao material observamos alterações na anisotropia magnética e, conseqüentemente, na estrutura de domínios do material, e eventualmente, até mesmo propriedades magnéticas como permeabilidade e remanência. Uma expressão simples relacionando  $\lambda_s$  com  $\sigma$  pode ser obtida quando a magnetostricção é isotrópica, como ocorre em materiais amorfos [18]. 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  $\theta$  é o ângulo entre  $M_s$  e  $\sigma$ , conforme a figura 3.4.

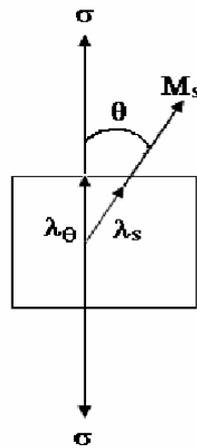


Figura 3.4: Esquema representativo da aplicação de tensão  $\sigma$  fora da direção da magnetização de saturação  $M_s$  [19].

A maneira como o material responde à tensão aplicada depende unicamente do sinal do produto de  $\lambda_s$  e  $\sigma$ . Então, como em materiais amorfos onde o termo associado a energia magneto-cristalina pode ser desprezado, a direção da  $M_s$ , na ausência de campo, é aquela que minimiza a energia 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, conforme a figura 3.5.

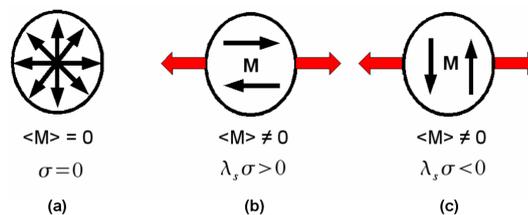


Figura 3.5: Esquema representativo da direção da magnetização sob efeito de tensões externas (setas vermelhas). Em (b)  $\lambda_s > 0$  e em (c)  $\lambda_s < 0$ .

### 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), onde em cada domínio tem uma única direção na magnetização. As direções da magnetização de saturação de diferentes domínios não precisam ser necessariamente paralelas. Entre dois domínios adjacentes temos uma região de transição, chamada de parede de domínio (PD), no qual a magnetização afasta-se da orientação da magnetização de um dos domínios e gradativamente aproxima-se da orientação da magnetização do outro domínio adjacente, como ilustrado na figura 3.6.

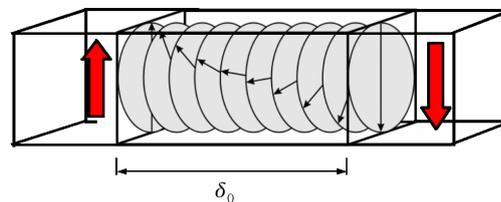


Figura 3.6: Parede de domínio de  $180^\circ$ ;  $\delta_0$  corresponde a largura da parede.

As paredes podem ser classificadas quanto ao ângulo entre os vetores  $\vec{M}_s$  dos domínios adjacentes podendo ser de  $180^\circ$  ou  $90^\circ$  como ilustrado na figura 3.7.

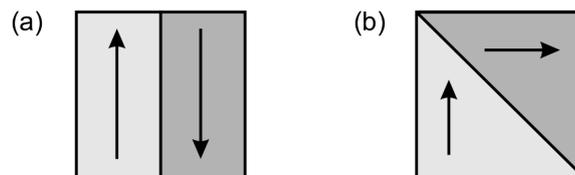


Figura 3.7: Paredes de domínios de (a)  $180^\circ$  e (b)  $90^\circ$  [27].

As paredes de  $180^\circ$  dividem-se em duas classes, como ilustrado na figura 3.8, dependendo forma com entendemos que os momentos magnéticos giram dentro da parede de domínio.

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

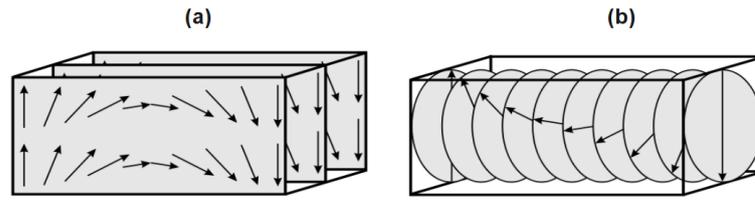


Figura 3.8: Rotação da magnetização através de paredes de domínios tipo (a) Néel e (b) Bloch [27].

Uma parede de domínio resulta da minimização da energia livre magnética. Caso a transição de um domínio magnético para o outro é dada por uma transição abrupta, de  $180^\circ$  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, mostrou que a energia de troca seria minimizada se a transição fosse feita de uma maneira mais suave, como mostrado na figura 3.9. Desta forma, a parede seria formada por muitos átomos  $N$  mudando a direção dos *spins* gradualmente, cada um em seu plano e fazendo um ângulo  $\phi$  com o *spin* adjacente em outro plano, com valor médio de  $\phi$  dado por  $\pi/N$ .

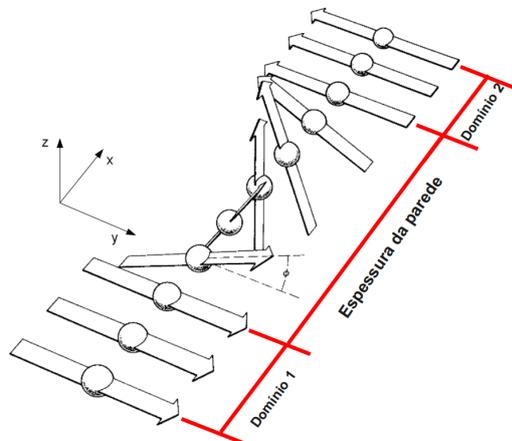


Figura 3.9: Estrutura de uma parede de domínio de  $180^\circ$  [18].

Para estimarmos a espessura e a energia de uma parede de domínio, apresentaremos abaixo um desenvolvimento algébrico como descrito na referência [19]. Consideraremos a parede razoavelmente espessa e utilizaremos um modelo contínuo ao invés de um modelo de átomos individuais. Assim a expressão 3.1 para um par de átomos com mesmo  $S$  total fica

$$E_{troca} = -2J_{troca}S^2 \cos \phi_{ij}, \quad (3.8)$$

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

$$E_{troca} = -2A \cos\left(\frac{d\phi}{dx}\right), \quad (3.9)$$

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  $\phi$  é considerado pequeno, podemos expandir  $\cos\left(\frac{d\phi}{dx}\right)$  em uma série de potências, desprezando os termos de mais alta ordem, assim a expressão 3.9 reduz-se a

$$E_{troca} = A \left(\frac{d\phi}{dx}\right)^2. \quad (3.10)$$

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

$$E_A = g(\phi), \quad (3.11)$$

onde  $\phi$  é medido em a partir do eixo fácil. Para anisotropias uniaxiais temos que

$$g(\phi) = K_u \sin^2(\phi), \quad (3.12)$$

onde  $K_u$ , chamado de anisotropia efetiva, é soma das contribuições de 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:

$$E_{parede} = E_{troca} + E_A = \int_{-\infty}^{\infty} \left[ A \left(\frac{d\phi}{dx}\right)^2 + g(\phi) \right] dx. \quad (3.13)$$

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

$$L_{troca} = \frac{dE_{troca}}{d\phi} = A \frac{\partial(\partial\phi/\partial x)^2}{\partial\phi} = 2A \frac{d^2\phi}{dx^2}. \quad (3.14)$$

Enquanto que 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

$$L_A = \frac{\partial E_A}{\partial \phi} = \frac{\partial g(\phi)}{\partial \phi}. \quad (3.15)$$

No equilíbrio, os torques, dados pelas equações 3.14 e 3.15, se igualam de forma que

$$A \left( \frac{d\phi}{dx} \right)^2 = g(\phi). \quad (3.16)$$

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

$$dx = \sqrt{A} \frac{d\phi}{\sqrt{g(\phi)}}, \quad (3.17)$$

$$x = \sqrt{A} \int \frac{d\phi}{\sqrt{g(\phi)}}. \quad (3.18)$$

Para o caso mais simples, de uma parede de  $180^\circ$  em um material com simetria uniaxial, substituindo-se a expressão 3.12 na expressão 3.18 temos

$$x = \sqrt{\frac{A}{K_u}} \ln \left( \tan \frac{\phi}{2} \right). \quad (3.19)$$

A expressão acima mostra que a espessura da parede de domínio formalmente é infinita, mas podemos definir uma espessura 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 podemos observar na figura 3.10. Assim a espessura efetiva da parede é dada por

$$\delta_0 = \pi \sqrt{\frac{A}{K_u}} \quad (3.20)$$

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

Utilizando este resultado para energia da parede, pode ser reescrita da seguinte forma

$$E_{parede} = 2 \int_{-\infty}^{\infty} g(\phi) dx. \quad (3.21)$$

Substituindo 3.9 em 3.21 para uma parede de domínio  $180^\circ$  em um meio onde a anisotropia seja uniaxial, temos que

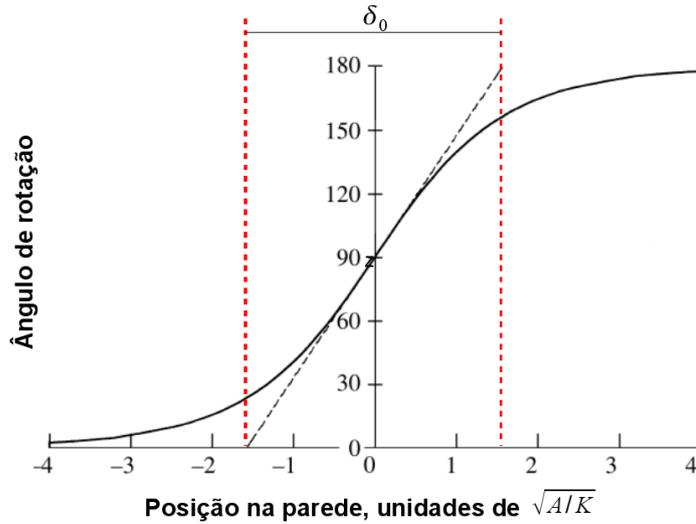


Figura 3.10: Variação da direção da magnetização através de uma parede de domínio de  $180^\circ$ . A linha tracejada define a largura da parede [18].

$$E_{parede180^\circ} = 2\sqrt{AK_u} \int_0^\pi \sin(\phi) d\phi, \quad (3.22)$$

ou seja, a expressão para energia de uma parede de domínio de  $180^\circ$  reduz-se a

$$E_{180^\circ} = 4\sqrt{AK_u}. \quad (3.23)$$

Como nos fios MARV, devido ao processo de fabricação, o termo de energia de anisotropia mais relevante é o termo magnetoelástico, tanto a expressão 3.20 quanto 3.23 podem ser escritas da seguinte maneira

$$\delta_0 = \pi \sqrt{\frac{2A}{3\lambda_s \sigma}}, \quad (3.24)$$

$$E_{180^\circ} = 4\sqrt{\frac{3A\lambda_s \sigma}{2}}. \quad (3.25)$$

Destas expressões podemos observar que as tensões aplicadas ao material podem alterar tanto a largura da parede como a energia associada à mesma. Além disso, podemos alterar o comprimento da parede de domínio ( $L_w$ ) aumentando a energia associada à PD, dada pela expressão 3.25. Com o aumento da 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  $E_{180^\circ}$  e  $E_{ms}$  [28]. Sendo assim, podemos

escrever uma expressão para  $E_w$  em função do  $L_w$  da seguinte forma [28]

$$E_w(L_w) = \gamma_1 E_{180^\circ} L_w + \gamma_2 / L_w, \quad (3.26)$$

onde  $\gamma_1$  e  $\gamma_2$  são constantes. A condição de equilíbrio, a qual minimiza  $E_w$ , e que determina o comprimento da PD, é dado por  $dE(L_w)/dL_w = 0$ . Sendo assim, temos que

$$L_w \propto 1/\sqrt{E_{180^\circ}} \propto \sigma^{-1/4} \quad (3.27)$$

A expressão 3.27 mostra que à medida que aumentamos a tensão aplicada ao material o comprimento da PD decresce minimizando a energia associada a parede de domínio.

### 3.5 Domínios Magnéticos em MARV

O método de preparação, descrito no capítulo 2, tem papel muito importante na formação da estrutura magnética dos MARV [29]. No processo de fabricação há a indução de tensões no material devido não somente ao processo de refrigeração e extração, mas também à diferença entre os coeficientes de expansão térmica do vidro e da liga metálica.

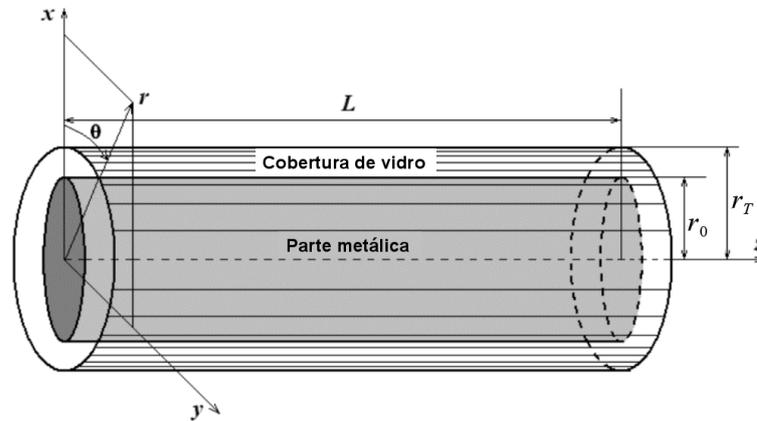


Figura 3.11: Orientação espacial dos MARV.  $r_0$  é o raio da parte metálica e  $r_T$  é raio total [30].

A fim de encontrar como os domínios magnéticos se distribuem na parte metálica, é necessário avaliar como as tensões armazenadas estão distribuídas e qual a componente dominante ao longo do raio da amostra, pois o eixo fácil de anisotropia é determinado pelo acoplamento entre a magnetostricção de saturação e a maior componente da tensão armazenada. Chiriac [31] avaliou 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 ( $\sigma_{rr}$ ), circunferencial ( $\sigma_{\theta\theta}$ ) e axial ( $\sigma_{zz}$ ), do tensor de tensões armazenadas foram consideradas. A relação entre as componentes das tensões e o raio do fio pode ser visto na figura 3.12.

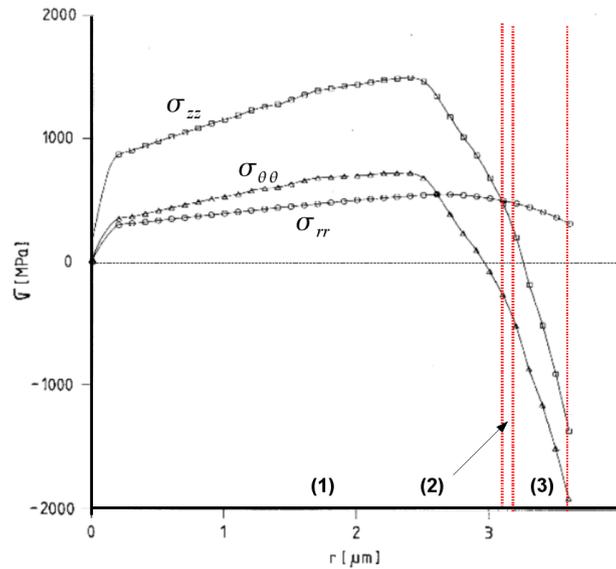


Figura 3.12: Distribuição das tensões armazenadas na parte metálica devido a solidificação e a diferença entre os coeficientes de expansão térmica vidro-metal.  $\sigma_{rr}$  ( $\circ$ ),  $\sigma_{\theta\theta}$  ( $\triangle$ ),  $\sigma_{zz}$  ( $\square$ ) [31].

Da análise da figura 3.12 percebemos três regiões bem distintas:

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

Todas as distribuições das tensões armazenadas tem qualitativamente a mesma forma da figura 3.12, porém diferem com relação a amplitude das tensões armazenadas, que variam com as dimensões das amostras [32]. Para o caso de mantermos  $r_0$  contante, os valores de tensões armazenadas, na 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 [30].

Como as amostras estudadas neste trabalho possuem magnetostricção positiva, a minimização da energia magnetoelástica irá favorecer as direções nas quais temos  $\lambda_s \sigma > 0$ . Sendo assim, na região 1 é possível observar que a direção de fácil magnetização está orientada ao longo do eixo da amostra, devido ao fato de  $\sigma_{zz}$  ser maior e positiva. Na região 2,  $\sigma_{rr}$  é maior e positiva, os domínios irão se orientar preferencialmente na direção radial. Já na região 3, duas componentes compressivas ( $\sigma_{zz}$  e  $\sigma_{\theta\theta}$ ) tem valores muito maiores, em módulo, do que a componente  $\sigma_{rr}$ . Com isso, ocorre a formação de dois eixos duros, um na direção axial e o outro na direção circunferencial, logo, a magnetização irá se orientar preferencialmente na direção radial.

É esta análise que explica como que a estrutura de domínios nestes materiais é formada: são duas partes bem distintas formados por, um grande núcleo axialmente magnetizado circundado por uma pequena casca cuja estrutura de domínios está orientada radialmente, como pode ser observado na figura 3.13.

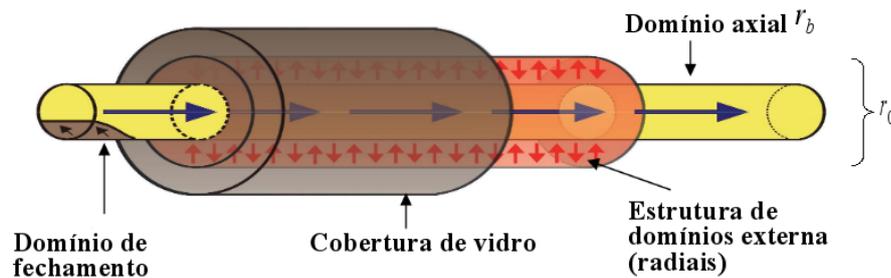


Figura 3.13: Estrutura de domínios dos MARV com magnetostricção positiva,  $r_b$  corresponde ao raio do núcleo axialmente magnetizado [33].

Além disso, há a formação de um domínio de fechamento (DF), em ambas extremidades da amostra, também orientado axialmente, que surge a partir da minimização da energia magnetostática [8, 31]. 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 um grande salto, chamado de grande salto Barkhausen [8].

## 4 Tratamentos Térmicos

Uma maneira de alterar as tensões armazenadas nas amostras, conseqüentemente alterar a anisotropia das mesmas, é realizar 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 um certa resistência, há uma dissipação de energia na forma de calor. Parte deste calor permanece na amostra, promovendo assim seu aquecimento, e parte será trocado com o meio externo. Chiriac e colaboradores, [34, 35], apresentaram os cálculos para a distribuição radial da temperatura em fios amorfos e também em microfios amorfos revestidos por vidro. Em nosso trabalho, a temperatura equivalente a uma dada corrente foi calculada com base nas informações obtidas de [35]. Considerando um microfio amorfo revestido por vidro com núcleo metálico de raio  $a$  e raio total (metal + vidro)  $b$ , como mostra a figura 4.1, assumiremos que a transferência de calor relevante ocorre apenas na direção radial.

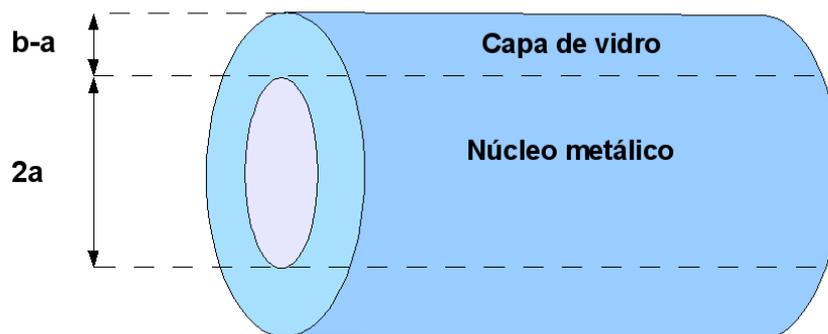


Figura 4.1: Diagrama esquemático de um microfio amorfo coberto por vidro:  $a$  é o raio do núcleo metálico e  $b$  é o raio total do microfio (metal + vidro).

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

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

$$\frac{dT_m(r)}{dr} = -\frac{1}{2} \frac{j^2 \rho}{K} r, \quad (4.1)$$

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

$$\frac{dT_g(r)}{dr} = \frac{B}{r}, \quad (4.2)$$

onde o índice  $m$  refere-se ao núcleo metálico e  $g$  à capa de vidro,  $j$  é a densidade de corrente no fio metálico,  $\rho$  é a resistividade e  $K$  sua condutividade térmica.  $B$  é um coeficiente que depende do calor gerado no microfio devido ao efeito Joule. As soluções gerais para as expressões 4.1 e 4.2 em cada região são dadas, respectivamente, por:

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

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

onde A, B, C são coeficientes que podem ser determinados através das condições de contorno, ou seja, o calor na interface metal vidro deve ser contínuo,

$$k_m \frac{dT_m}{dr} = k_g \frac{dT_g}{dr}. \quad (4.5)$$

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

$$T_m(a) = T_g(a). \quad (4.6)$$

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

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

onde  $\sigma$  é a constante de Stefan-Boltzmann,  $\varepsilon$  é a emissividade e  $T_0$  é a temperatura ambiente. Desenvolvendo esta expressão (o que pode ser verificado em detalhes no trabalho [34]) chegamos a expressão para a temperatura, tanto para núcleo metálico quanto para a cobertura de vidro, em função das dimensões da amostra

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

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

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

Astefanoaei [30] avaliou a evolução temporal das distribuições radiais das temperaturas para diferentes valores de correntes passando pela amostra. O resultado pode ser visto na figura 4.2.

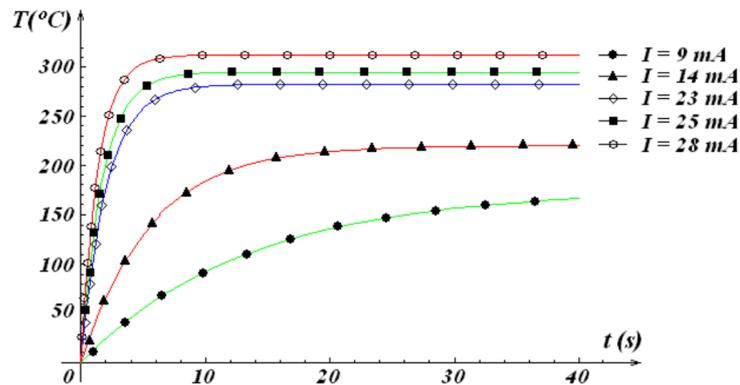


Figura 4.2: Evolução temporal da temperatura no centro do MARV [30].

Nesta figura, observamos um aumento da temperatura com o tempo, à medida que a corrente elétrica passa através da seção reta da amostra, até alcançar o valor máximo de equilíbrio. Podemos notar que para valores maiores de corrente, mais rápido a temperatura estimada para o tratamento alcança seu valor de equilíbrio. Astefanoaei [30] também deduziu o modo como as temperaturas se distribuem ao longo da seção reta da amostra, o que pode ser verificado na figura 4.3.

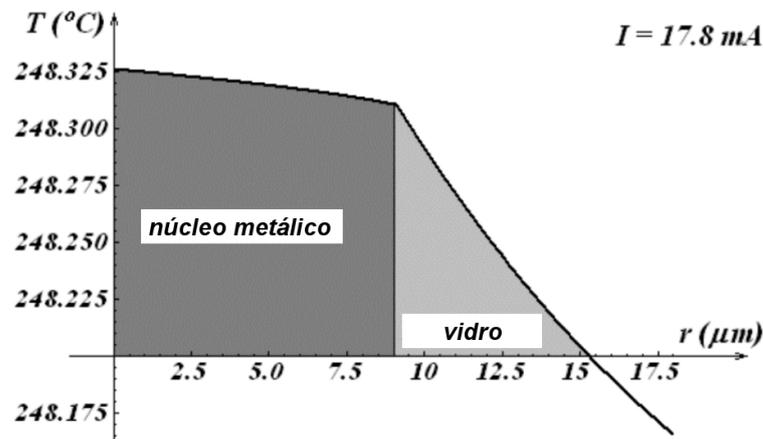


Figura 4.3: Distribuição das temperaturas no equilíbrio térmico para a seção transversal do micro fio [30].

Verifica-se que a diferença entre as temperaturas do centro da amostra até a cobertura de vidro é muito pequena. Assim, podemos considerar que a temperatura é praticamente constante na seção transversal do microfio, garantindo a uniformidade do tratamento térmico.

# 5 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, estudaremos os principais parâmetros envolvidos nesta dinâmica considerando dois regimes: regime adiabático, onde há a interação da PD com os defeitos do material, e regime viscoso, onde a velocidade da PD é linearmente proporcional ao campo magnético aplicado.

## 5.1 Regime viscoso

Quando um campo magnético é aplicado a uma parede de domínio de  $180^\circ$  com uma determinada área, a pressão sobre a parede é igual a  $2\mu_0 M_s H$  [18]. Esta pressão sobre a parede pode colocá-la em movimento ou não. Podemos descrever o movimento de uma única PD, em um meio viscoso, tratando-a como um oscilador harmônico amortecido forçado [18]:

$$m \left( \frac{d^2x}{dt^2} \right) + \beta \left( \frac{dx}{dt} \right) + \alpha x = 2\mu_0 M_s H, \quad (5.1)$$

onde  $m$ ,  $x$ ,  $\beta$  e  $\alpha$ , são a massa efetiva da PD, o deslocamento da PD em torno da posição de equilíbrio, o parâmetro de amortecimento e o parâmetro associado a força restauradora, respectivamente. O primeiro termo corresponde a parte inercial da parede de domínio ou resistência dos *spin* à uma rotação abrupta. O segundo termo, representa o amortecimento associado ao deslocamento da parede de domínio. O terceiro termo representa a força associada às imperfeições da amostra tais como microtensões ou inclusões e  $\alpha$  está relacionada à forma do potencial onde a parede está localizada.

Em um meio viscoso, assumindo que velocidade da parede é constante [36, 37], o primeiro termo na equação 5.1 é nulo, assim podemos observar uma dependência linear da velocidade da parede em função do campo aplicado [38, 39, 40], também chamado de regime viscoso

$$v = S(H - H_0), \quad (5.2)$$

onde  $S$  é a mobilidade da parede e é dada por

$$S = 2\mu_0 M_S / \beta \quad (5.3)$$

e  $H_0$  é também chamado de campo crítico, dado por

$$H_0 = \alpha x / 2\mu_0 M_S. \quad (5.4)$$

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

### 5.1.1 Campo crítico de propagação $H_0$

O campo crítico de propagação é provavelmente o parâmetro mais problemático da equação 5.2. 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 [39] enquanto outros equiparam o mesmo com a força coerciva (estática ou dinâmica) do material [18, 40]. 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*), oriundos de várias fontes como vacâncias, impurezas não magnéticas e centros de micro estresse, que se distribuem aleatoriamente na amostra. Com isso a parede, ao se deslocar ao longo do microfio, interage com os centros de aprisionamento. A energia potencial  $E$  associada à parede está sujeita a flutuações, como mostra a figura 5.1.

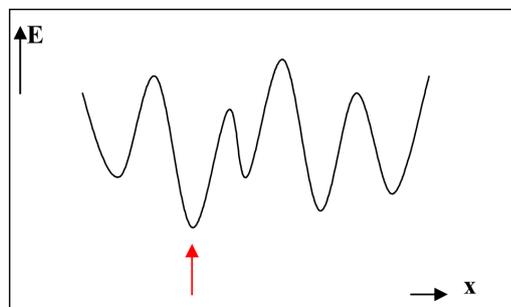


Figura 5.1: Flutuações aleatórias do potencial interno  $E$  de uma única parede de domínio em função da sua posição  $x$  no microfio [41].

O comportamento de uma parede pode ser explicado 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 5.1. Quando um campo magnético é aplicado, a parede se desloca de sua posição de equilíbrio e uma força restauradora  $\alpha x$  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  $\alpha x$ , a parede entra em movimento e deloca-se até uma nova posição onde  $\alpha x$  é maior que a força  $2\mu_0 M_s H$  agindo sobre a parede.

A estrutura de domínios nos microfios é determinada por interações de longo 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 [42],

$$E_\sigma \propto \frac{3}{2}(\lambda_s \sigma) = \frac{3}{2}\lambda_s(\sigma_{arm} + \sigma_{ext}), \quad (5.5)$$

onde  $\sigma_{arm}$  representa as tensões armazenadas e  $\sigma_{ext}$  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 por [42], a forma do potencial de uma única parede de domínio, em microfios amorfos, consiste de duas contribuições conforme ilustrado na figura 5.2

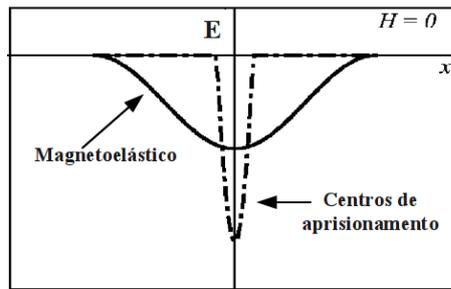


Figura 5.2: Potencial, associado à parede de domínio de fechamento, que surge do *pinning* magnetoelástico e do *pinning* na escala atômica [42].

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  $H$ . Podemos ilustrar da seguinte forma.

Na ausência de  $H$  a energia potencial é dada pela soma das duas contribuições, como representado na figura 5.3(a). Nesta situação aparece apenas a energia associada ao potencial de estabilização cuja interação é de curto alcance. Em regime de baixos campos, figura 5.3(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

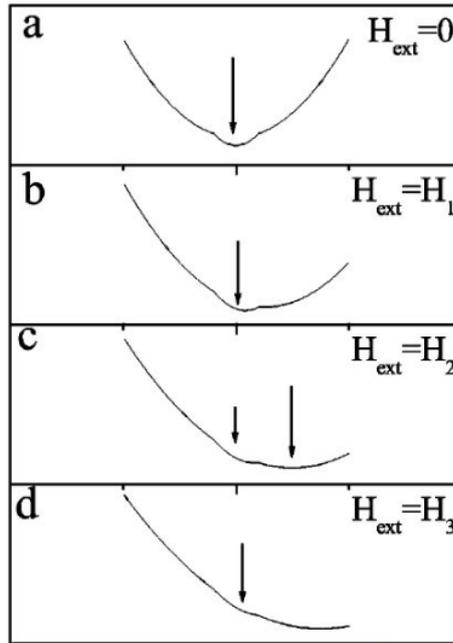


Figura 5.3: Dependência da energia livre do domínio de fechamento sob ação de campo magnético externo  $H_1 < H_2 < H_3$  na parede de domínio na posição  $x$ . As setas apontam para os mínimos locais que aparecem [42].

5.3(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 muito altos, figura 5.3(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 a formação da estrutura do domínio de fechamento, pode ser negligenciada em comparação com os dois mecanismos mencionados acima [42].

### 5.1.2 Parâmetro de amortecimento $\beta$

A mobilidade  $S$  corresponde a taxa de variação da velocidade em relação ao campo magnético aplicado, mas também pode ser expressa através da equação 5.3, ou seja, em termos das grandezas características do material. Podemos notar a importância da mobilidade na dinâmica de PD devido a sua dependência com o parâmetro de amortecimento  $\beta$ . Neste sentido, torna-se importante estudar quais os mecanismos que contribuem para o amortecimento e conseqüentemente para a mobilidade da PD. Estes parâmetros de amortecimento podem ser equacionados como a soma de diversas contribuições como *eddy currents* ( $\beta_e$ ), relaxação de *spin* ( $\beta_r$ ) e rela-

xação estrutural ( $\beta_s$ ) [28, 37, 43, 44, 45, 46],

$$\beta = \beta_e + \beta_r + \beta_s. \quad (5.6)$$

Estes três parâmetros podem ser estimados corretamente para entendermos como se dá o amortecimento da parede de domínio.

### 5.1.2.1 Amortecimento por *eddy currents*

Quando um campo externo  $H$  é aplicado sobre uma material ferromagnético e desloca uma PD da posição 1 para 2 (como ilustrado na figura 5.4), a parede altera o fluxo magnético localmente. Pela Lei de Faraday-Lenz há então a indução de uma força eletromotriz e, consequentemente, uma corrente induzida (*eddy currents*) na superfície da parede de domínio. Essas correntes por sua vez geram como descrito na Lei de Ampère um campo magnético  $H_{ec}$  contrário ao campo magnético externo, como forma de impedir a variação local de fluxo. Por causa deste campo agindo na 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*. Além disso, podemos analisar o amortecimento em termos da energia dissipada pelas *eddy currents*. Como há dissipação de energia na forma de calor devido as *eddy currents*, para manter a velocidade de uma PD constante será necessário um acréscimo de energia, à medida que a parede se propaga.

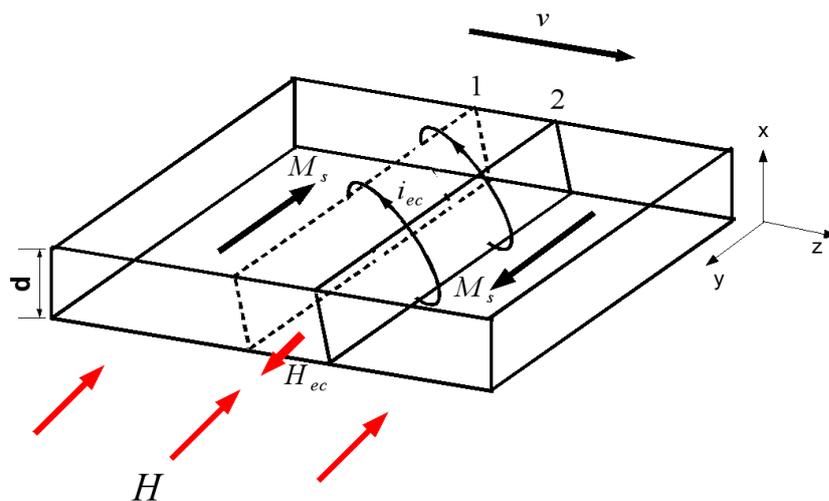


Figura 5.4: Correntes induzidas  $i_{ec}$  (*eddy currents*) na superfície de uma PD.

Com base neste modelo simples de parede única, Williams et al. [39] calcularam o parâmetro  $\beta_e$ , para uma barra com altura  $d$  e comprimento  $2L$  semelhante a figura 5.4. Algumas considerações foram feitas no trabalho tais como, desprezar as imperfeições do material, a largura da parede e as correntes que possam fluir na direção  $y$ . Se fizermos 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

$$P = 4\rho \int_0^L \int_0^{d/2} (i_x^2 + i_z^2) dx dz \quad (5.7)$$

Se igualarmos as perdas por *eddy currents* ao trabalho realizado pelo campo magnético aplicado sobre a amostra a fim de mover a PD, obtemos uma expressão para velocidade dada por

$$V = \left( \frac{\pi^2 \rho}{32 B_s d} \right) H, \quad (5.8)$$

onde o termo entre parenteses é a mobilidade e  $B_s$  e  $\rho$  são indução de saturação e resistividade, respectivamente. Devemos notar em 5.8 que a mobilidade depende da razão  $\rho/d$ , ou seja, quanto maior for a altura, menor será a mobilidade, ou ainda, quanto maior for  $\rho$  maior será a mobilidade.

Mais recentemente, D-X Chen [28] fez uma adaptação do resultado obtido em [39], porém para fios. Neste caso, considerou a parede de domínio plana que se propaga fazendo um ângulo  $\theta$  muito pequeno com o eixo, de modo que a propagação da parede em cada pequeno segmento  $\Delta z$  pode ser aproximada por uma parede plana de  $180^\circ$  paralelo ao eixo, deslocando-se conforme a figura 5.5. Além disso, assume-se que a parede pode ser criada ou na superfície metálica ou na fronteira entre o núcleo e a casca.

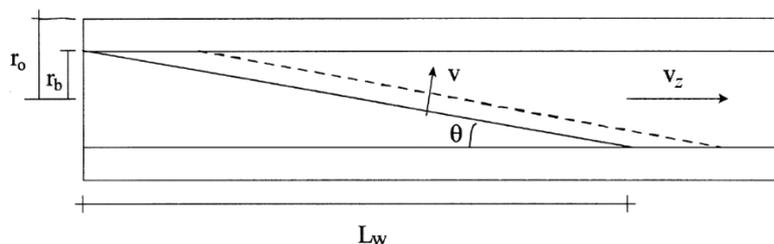


Figura 5.5: Velocidades axial  $v_z$  e normal  $v$  da parede de domínio durante a propagação e  $L_w$  corresponde ao comprimento da parede [47].

Partindo da equação 5.8, para a velocidade da parede em uma barra quadrada, pode-se fazer uma mudança para coordenadas cilíndricas e obter a seguinte expressão para velocidade

$$V = \frac{\pi^2 \rho L_w}{8 \mu_0 M_s r_b^2} (H_b - H_0), \quad (5.9)$$

onde  $H_b$  corresponde ao campo magnético para a fronteira onde  $r = r_b$  (ver figura 5.5). O problema restante é trocar  $H_b$  em 5.9 pelo campo aplicado  $H$ , mas a diferença entre eles é igual ao campo produzido pelas correntes parasíticas induzidas pela variação local magnetização

$$H_{ec} = H_b - H. \quad (5.10)$$

Sendo assim, podemos encontrar uma expressão para a densidade de corrente induzida ( $J_\theta$ ) em um segmento  $\Delta z$  da parede ao se propagar. A 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

$$z_w = r_b(1 - 2Vt/L_w). \quad (5.11)$$

Com isso e utilizando as Leis de Faraday e Ohm temos

$$J_\theta(r) = -\frac{4\mu_0 r_0^2 V M_r}{\pi \rho L_w r} \sqrt{1 - \left(1 - \frac{2V}{L_w} t\right)^2}. \quad (5.12)$$

Através do Lei de Ampère, o campo gerado pelas correntes parasíticas é dado por

$$H_{ec}(r_b) = -\frac{\mu_0 r_0^2 V M_r}{\rho L_w} \ln \frac{r_0}{r_b}. \quad (5.13)$$

Substituindo 5.13 em 5.9, obtemos a equação de Sixtus-Tonks para a velocidade da parede

$$V = \frac{\rho L_w}{\mu_0 M_s r_b^2} \left( \ln \frac{r_0}{r_b} + \frac{8}{\pi^2} \right)^{-1} (H - H_0) \quad (5.14)$$

e definindo a componente  $z$  da velocidade como  $V_z = \frac{2V r_b}{L_w}$  obtemos por fim o coeficiente de amortecimento

$$\beta_e = \frac{[\mu_0 M_s(T)]^2 r_b \left[ \ln \left( \frac{r_0}{r_b} \right) + \frac{8}{\pi^2} \right]}{\rho(T)}. \quad (5.15)$$

Esta expressão mostra claramente a dependência do parâmetro de amortecimento  $\beta_e$  com a temperatura, através de  $\rho(T)$  e  $M_s(T)$ . Além disso também há uma dependência de  $\beta_e$  com as dimensões da amostra  $r_0$  e  $r_b$ .

### 5.1.2.2 Amortecimento por relaxação de *spin*

O termo de relaxação de *spin*,  $\beta_r$ , tem relevância quando há uma mudança rápida na orientação do *spin* ou na largura de uma parede de domínio. Uma expressão para  $\beta_r$  foi deduzida por Kittel [48] a partir da equação de Landau-Lifshitz:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}] - (\chi/M^2)[\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H})], \quad (5.16)$$

onde  $\gamma$  é a razão giromagnética e  $\chi$  é o coeficiente de amortecimento. O primeiro termo da equação 5.16, também chamado de termo inercial, mostra que, no equilíbrio, a magnetização  $\mathbf{M}$  precessa em torno do campo magnético aplicado  $\mathbf{H}$  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 total  $\mathbf{H}$ :

$$\mathbf{H} \cdot \frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma \mathbf{H} \cdot [\mathbf{M} \times \mathbf{H}] - (\chi/M^2)(\mathbf{H} \cdot [\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H})]) = (\chi/M^2)[\mathbf{M} \times \mathbf{H}]^2 \quad (5.17)$$

Considerando a parede plana, podemos avaliar o parâmetro  $\beta_r$  calculando a relação entre a velocidade  $v$  e o campo aplicado  $H_1$ . O campo magnético total  $\mathbf{H}$  é dado por  $\mathbf{H} = \mathbf{H}_1 + \mathbf{H}_e$ , onde  $\mathbf{H}_e$  é o campo desmagnetizante, que pode ser escrito em função da forma e da velocidade da parede [48]

$$H_e = -(v/\gamma) \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right). \quad (5.18)$$

Substituindo 5.18 em 5.17 temos

$$\mathbf{H} \cdot \left( \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right) = (\chi v^2/\gamma^2) \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2, \quad (5.19)$$

que corresponde a taxa de dissipação de energia por unidade de volume em uma pequena região da parede. Utilizando a expressão no equilíbrio dos torques descrita em 3.16 na equação 5.19 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  $H_1$  por unidade de área da parede

$$2M_s H_1 v = (\chi v^2 / A \gamma^2) \int_{-\infty}^{\infty} [g(\phi)] dx. \quad (5.20)$$

Como temos uma parede de  $180^\circ$ ,

$$\frac{\chi \int_0^\pi [g(\phi)] d\phi}{A^{\frac{1}{2}} \gamma^2} v = 2M_s H_1 \quad (5.21)$$

Comparando esta expressão com  $\beta \left(\frac{dx}{dt}\right)$  em 5.1, e considerando anisotropia uniaxial, pode ser obtido

$$\beta_r = \left(\frac{\chi}{A^{\frac{1}{2}} \gamma^2}\right) \int_0^\pi [g(\phi)] d\phi = 2 \left(\frac{\chi}{\gamma^2}\right) \left(\frac{K_u}{A}\right)^{1/2} \propto \chi \left(\frac{K_u}{A}\right)^{1/2} \propto \frac{\chi}{\delta_0}, \quad (5.22)$$

onde  $\delta_0$ ,  $\chi$ ,  $A$  e  $K_u$  são respectivamente a largura 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, temos que

$$\beta_r \propto M_s \chi \sqrt{\left(\frac{3\lambda_s \sigma}{2A}\right)} \quad (5.23)$$

Nesta expressão, percebemos claramente que o parâmetro de amortecimento  $\beta_r$  além de depender de  $\lambda_s$ , depende tanto das tensões armazenadas durante o processo de fabricação, quanto das tensões mecânicas aplicadas.

### 5.1.2.3 Amortecimento por relaxação estrutural

O termo de amortecimento por relaxação estrutural  $\beta_s$  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  $\tau$  [48]. Quando uma parede  $180^\circ$  se propaga ao longo amostra, ela interage com os defeitos presentes no material. Esses defeitos têm 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  $180^\circ$ , 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  $\tau$  dos defeitos, então a magnetização mudará sem que o amortecimento seja visível. Uma expressão típica para  $\beta_s$  considerando este mecanismo é dada por [46]

$$\beta_s \propto \tau \langle (\varepsilon_{ef})^2 \rangle (c_p/kT) F(T,t), \quad (5.24)$$

onde  $\tau$ ,  $\varepsilon_{ef}$ ,  $c_p$ ,  $k$  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 baixas temperaturas. Abaixo da temperatura ambiente, onde  $t < \tau$ , os defeitos perdem sua mobilidade, estabilizando os momentos magnéticos em uma determinada direção e aumentando assim o amortecimento para a PD [46].

## 5.2 Regime adiabático do movimento da parede de domínio

Durante os estudos sobre a dinâmica de paredes de domínios em MARV alguns resultados tem mostrado claramente uma dependência linear da velocidade da PD em relação ao campo magnético aplicado como esperado pela expressão 5.2. No entanto, analisando detalhadamente os resultados experimentais verificamos 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 [49, 50], como ilustrado na figura 5.6. Essa figura sugere que mesmo sem campo a parede de domínio poderia estar em movimento.

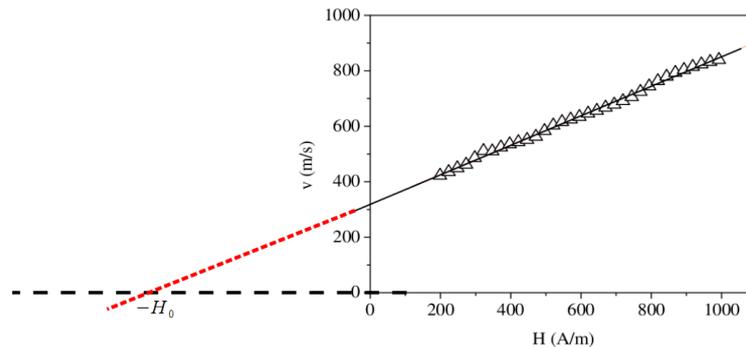


Figura 5.6: Dependência da velocidade da parede de domínio  $v$  em função do campo magnético  $H$  para um microfio amorfo recoberto por vidro  $Fe_{77.5}Si_{7.5}B_{15}$  [51].

Para descrever esta dinâmica, em regime de baixos campos, é natural partirmos de uma aproximação considerando a PD rígida que divide 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 [52]. 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 [53, 54] é dada por

$$v = S[H - (H_{LA} + H_{CA})], \quad (5.25)$$

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 [55], estas distribuições para o campo  $H_{CA}$  exibem propriedades estatísticas que em uma primeira aproximação segue uma distribuição do tipo gaussiana com uma largura  $R$ , onde  $R$  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 grandes 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 potências. Assim, a mudança na magnetização, durante um pequeno salto da parede de domínio, é dado por uma lei de potência [55, 56]

$$\Delta M \sim [(R - R_c)/R_c]^\alpha, \quad (5.26)$$

onde  $R_c$  é a largura da distribuição crítica, abaixo do qual os pequenos saltos intermitentes da PD não aparecem e  $\alpha$  é um expoente crítico. Como resultado, a PD movimenta-se com uma velocidade média dada por ( $v = \Delta M/\Delta t$ ) [9, 52, 57],

$$v = S'(H - H'_0)^\alpha, \quad (5.27)$$

onde  $\alpha$  traz a informação de qão 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  $\alpha$  podem ser interpretados em termos da forma da parede de domínio segundo [55, 58]. Caso  $\alpha = 0.5$  a parede é rígida e plana, interagindo muito fracamente com

os centros de aprisionamento ao se propagar. Já para valores menores que  $\alpha = 0.5$  a parede é flexível, mostrando que a parede interage com os centros de aprisionamento deformando-se ao se propagar pela amostra.

# 6 Aparato Experimental

Este capítulo está dividido em duas partes. Inicialmente apresentaremos o sistema para medir velocidades das paredes de domínios e, em seguida, o sistema utilizado para realizar tratamentos térmicos.

## 6.1 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 [38]. O sistema desenvolvido para realizar este trabalho, no Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos (*LMMM*), consiste de três partes: uma responsável pela geração do campo magnético externo  $H$ , outra pela aquisição e digitalização do sinal induzido nas bobinas sensoras e a uma terceira responsável pela bobina de aprisionamento da parede de domínio, conforme ilustrado na figura 6.1.

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*. Este gerador, por sua vez, está ligado a uma fonte de tensão *KEPCO* modelo *Bipolar Operational Power (BOP-20)*, que é responsável pela alimentação da bobina primária. A bobina primária, de excitação, possui  $20\text{cm}$  de comprimento, sendo  $11\text{cm}$  de campo homogêneo, cuja intensidade ( $40\text{Oe}/\text{A}$ ) é diretamente responsável pelo campo magnético aplicado ao material. Neste trabalho utilizamos uma onda quadrada para o campo externo com a finalidade de empurrar a PD e avaliar a dinâmica da parede sob efeito de um campo magnético constante.

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, cada uma com 200 espiras e  $5\text{mm}$  de comprimento. O sinal induzido nas mesmas é captado individualmente com o objetivo de diferenciar mais claramente o sinal de cada bobina. Este sinal, proveniente das bobinas sensoras, por ter amplitude muito baixa, é amplificado e condicionado

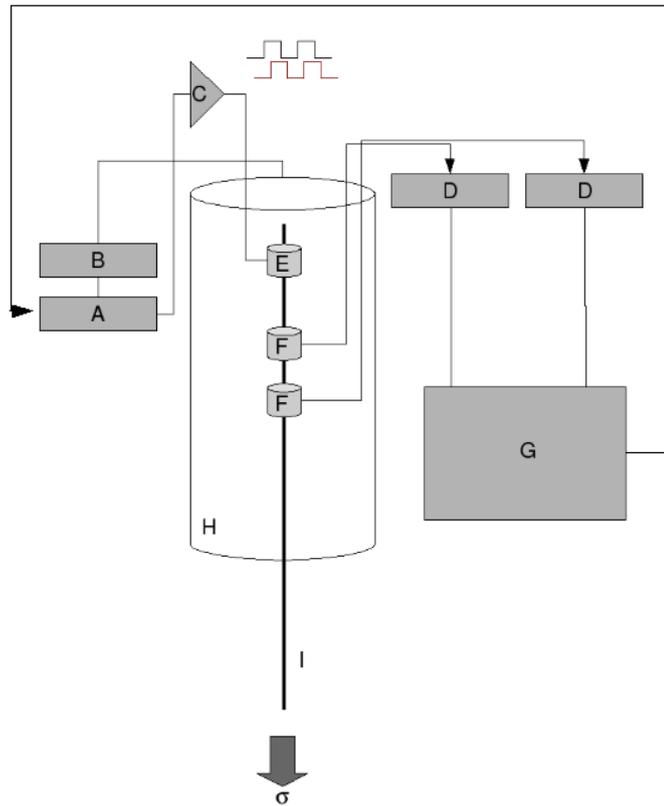


Figura 6.1: Sistema experimental; (A) gerador de funções, (B) fonte de Tensão, (C) circuito Time-lag, (D) filtros passa-baixas, (E) bobina de aprisionamento, (F) bobinas sensoras, (G) computador, (H) bobina primária.

por um pré-amplificador com filtro “passa-baixas” com frequência de corte ajustável e após é digitalizado por uma placa digitalizadora PCI-DAS 4020/12 da *Measurement Computing* em 2 canais (ou portas) independentes.

Mesmo que a bobina primária 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 6.2. Esse efeito poderia fazer com que a PD se propagasse em campo que não é um campo constante. Pelo motivo descrito acima, foi necessário fazer algumas modificações no sistema experimental. Uma pequena bobina de 1cm de comprimento, chamada de bobina de aprisionamento (BA) (*pinning coil*), que está ligada a um circuito defasador, controlado pelo *trigger* do gerador de funções (GF) 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 1cm, 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.

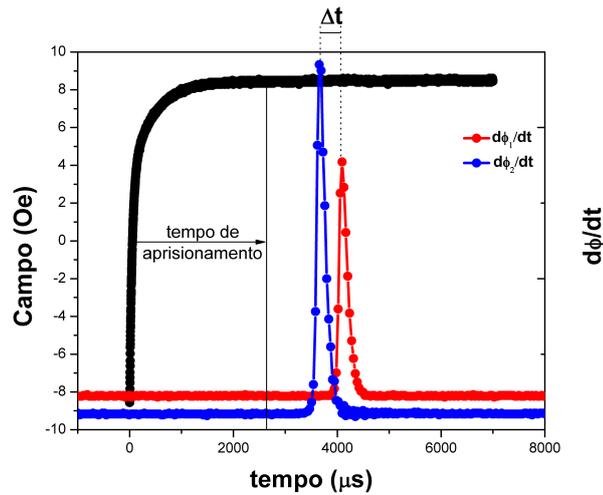


Figura 6.2: Curva campo e  $d\phi/dt$  em função do tempo.

A amostra é posicionada no eixo das 4 bobinas. A extremidade superior, está imersa no campo magnético e presa a uma haste que permite posicioná-la a  $1\text{cm}$  acima da BA. A extremidade inferior é presa a um fio onde serão colocados corpos de massa aferida, a fim de aplicar tensões mecânicas na amostra. Esta extremidade deve estar fora da bobina primária de forma a garantir que apenas uma parede de domínio irá se propagar.

Para uma determinada tensão mecânica aplicada, uma série de campos magnéticos são aplicados na amostra. Para cada valor de campo, após a PD ter sido liberada pela bobina de aprisionamento, a PD passa pelas bobinas sensoras que, pela Lei de Faraday, geram pulsos de tensão proporcional a  $-\frac{d\Phi}{dt}$ . Como sabemos a distância entre as bobinas sensoras ( $L = 3\text{cm}$ ), podemos calcular a velocidade por  $v = \frac{L}{\Delta t}$ , onde  $\Delta t$  é o intervalo de tempo entre os pulsos de tensão produzido por cada bobina sensora, figura 6.2. Com o software desenvolvido, podemos fazer uma série de aquisições e com isso calcular a velocidade média para cada valor de  $H$ . Todas as medidas foram monitoradas com um osciloscópio a fim de ter certeza de que a parede sempre fosse liberada após campo chegar ao valor constante.

## 6.2 Tratamento térmico

As amostras são fixadas em um porta amostra. Como o MARV é envolto por uma cobertura de vidro, ela teve que ser removida nas extremidades para fazermos os contatos elétricos. Utilizamos cola prata para simultaneamente fixar a amostra e garantir o contato elétrico. Não foi necessário realizar os tratamentos em uma atmosfera inerte, devido ao fato da amostra já possuir a cobertura de vidro. Nesse sistema, utilizamos uma fonte de corrente  $DC$  com um amperímetro ligado em série com a amostra. Com um amperímetro monitoramos a corrente

que passa pela amostra, como ilustrado na figura 6.3. Como apresentado na seção 3.5, 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.

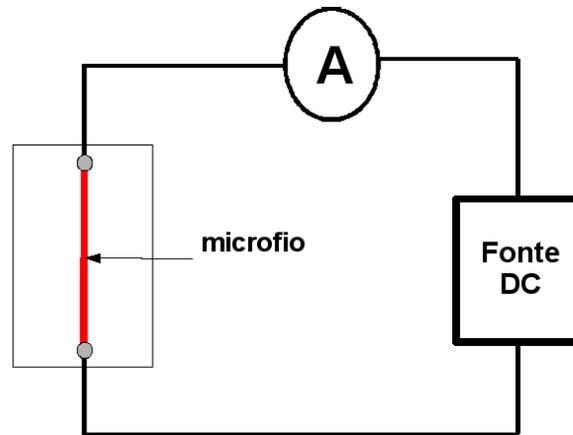


Figura 6.3: Aparato experimental utilizado para realizar tratamentos térmicos.

## 7 Resultados e Discussão

Neste capítulo serão apresentados e discutidos os resultados experimentais obtidos através das medidas da velocidade das paredes de domínios. As amostras deste estudo tem composição nominal  $Fe_{77.5}Si_{7.5}B_{15}$  com diâmetro total de  $47\mu\text{m}$  (amostra S1) e  $40\mu\text{m}$  (amostra S2) e diâmetro do núcleo metálico de  $25\mu\text{m}$  e  $18.5\mu\text{m}$ , respectivamente, com comprimento de  $30\text{cm}$ . 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  $32\text{mA}$  (S1Ann) e  $20\text{mA}$  (S2Ann) durante 20 minutos. Estas correntes equivalem a um tratamento térmico à  $250^\circ\text{C}$ .

A figura 7.1 apresenta uma curva típica da velocidade da PD em função do campo magnético, mostrando dois regimes: adiabático, conforme expressão 5.27, e viscoso, conforme expressão 5.2. As linhas sólidas na figura mostram os ajustes feitos através das expressões 5.27 e 5.2. No que segue, será feito 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 ( $\alpha$ ), campo crítico de propagação ( $H'_0$ ) e mobilidade ( $S'$ ) em termos das dimensões da amostra, tratamento térmico e tensões mecânicas aplicadas.

O expoente crítico  $\alpha$  obtido a partir dos ajustes está apresentado na figura 7.2, para as diferentes amostras estudadas, em função das tensões mecânicas aplicadas. Neste gráfico, podemos observar que os valores de  $\alpha$  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 aplicadas mostram ter um importante papel sobre a forma da parede. Enquanto a tensão mecânica produz um aumento de  $\alpha$ , o tratamento térmico reduz essa dependência de  $\alpha$  com  $\sigma$  aproximando os valores de  $\alpha$  para 0,5.

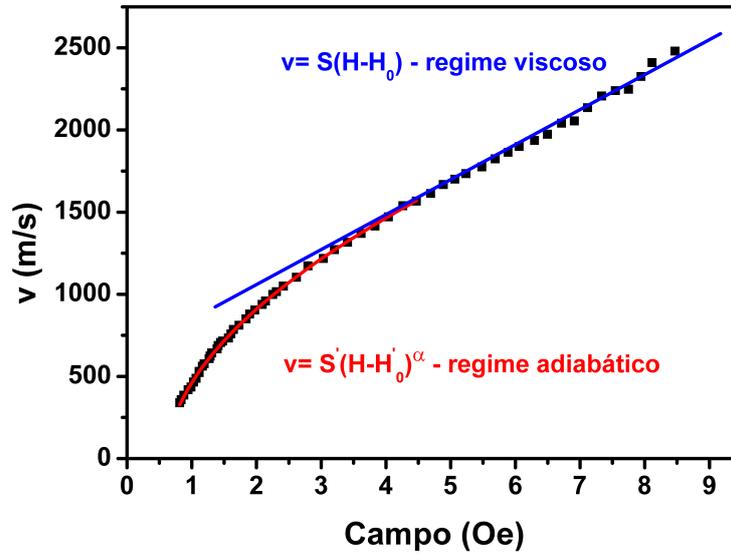


Figura 7.1: Típica curva de velocidade em função do campo mostrando dois tipos de regime: adiabático e viscoso.

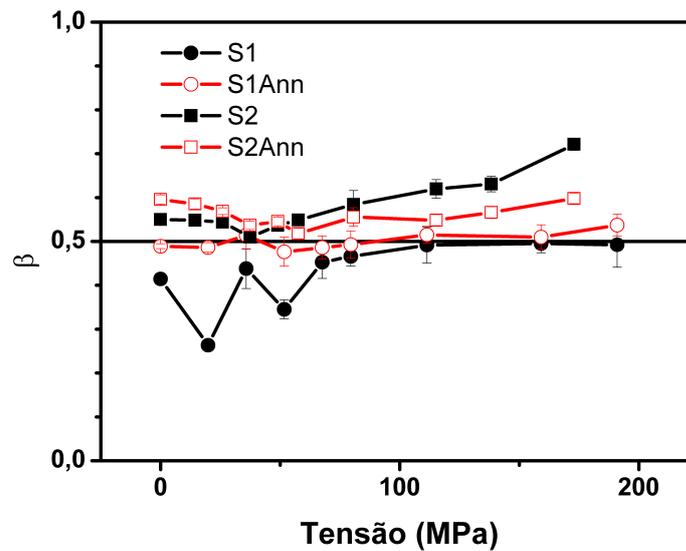


Figura 7.2: Expoente crítico  $\alpha$  em função da tensão mecânica aplicada.

Os campos críticos de propagação  $H_0'$  estão apresentados na figura 7.3. 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 5.5), verificamos que os valores de  $H'_0$  para a amostra S1 são maiores do que os da amostra S2.

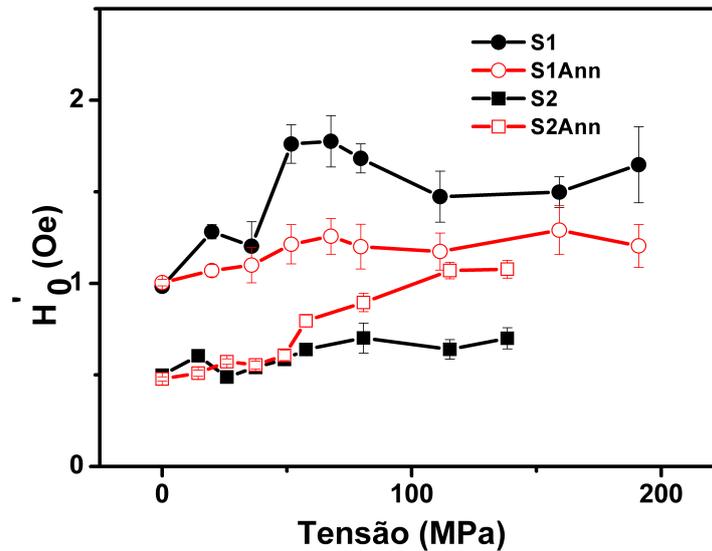


Figura 7.3: Campo crítico  $H'_0$  em função da tensão mecânica aplicada.

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 7.4 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

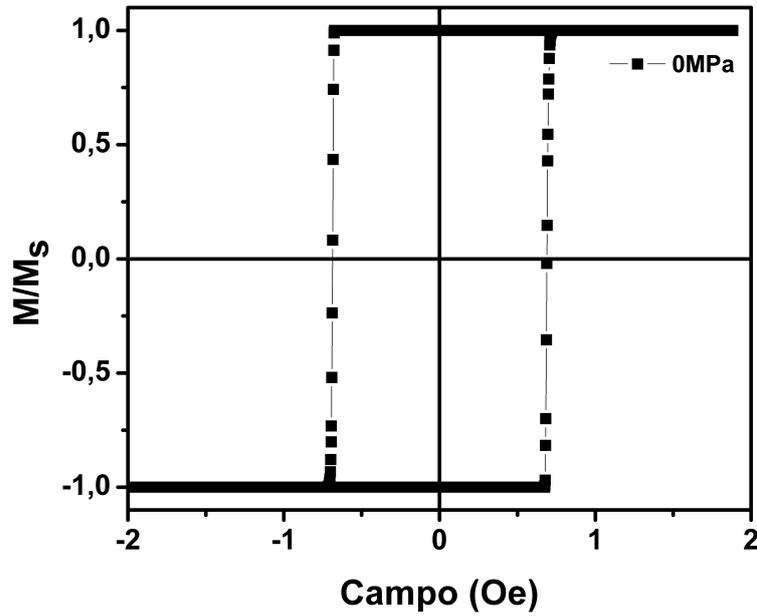


Figura 7.4: Curva de magnetização típica de um MARV com magnetostricção positiva. Curva gentilmente cedida por Rafael Cabreira Gomes.

de tensão obtemos um valor do  $H_k$  que está mostrado na figura 7.5, parte (b). Como temos os valores de  $H_k$ , podemos encontrar os valores da  $\lambda_s$  pela seguinte relação  $\frac{dH_k}{d\sigma} = \frac{3\lambda_s}{M_s}$ , mostrado na figura 7.5, parte (a).

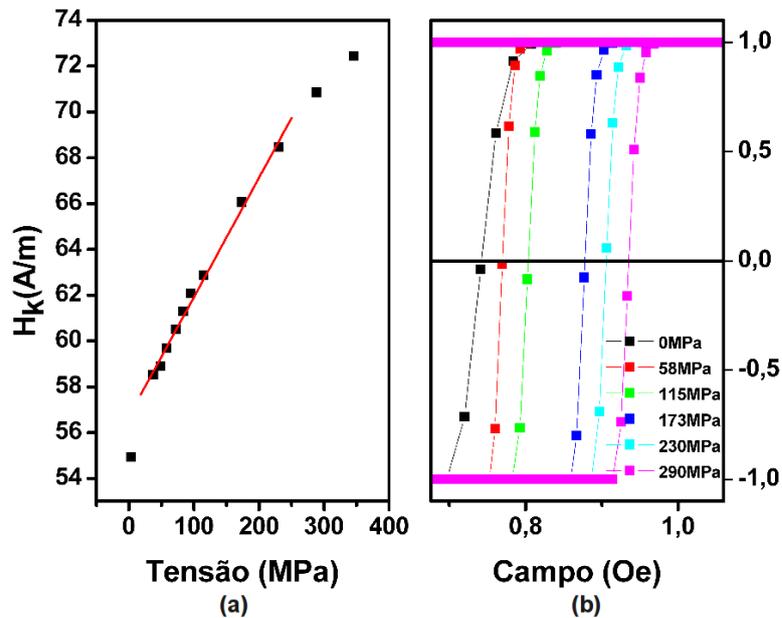


Figura 7.5: Campo de anisotropia  $H_k$ . Em (a) temos  $H_k$  em função da tensão e em (b) temos os valores de  $H_k$ . Curva gentilmente cedida por Rafael Cabreira Gomes.

Os valores da magnetostricção de saturação para as amostras *S1* e *S1Ann* podem ser vistos na figura 7.6, onde podemos perceber que para tensões mecânicas maiores que  $50\text{MPa}$  os valores da  $\lambda_s$  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 7.3.

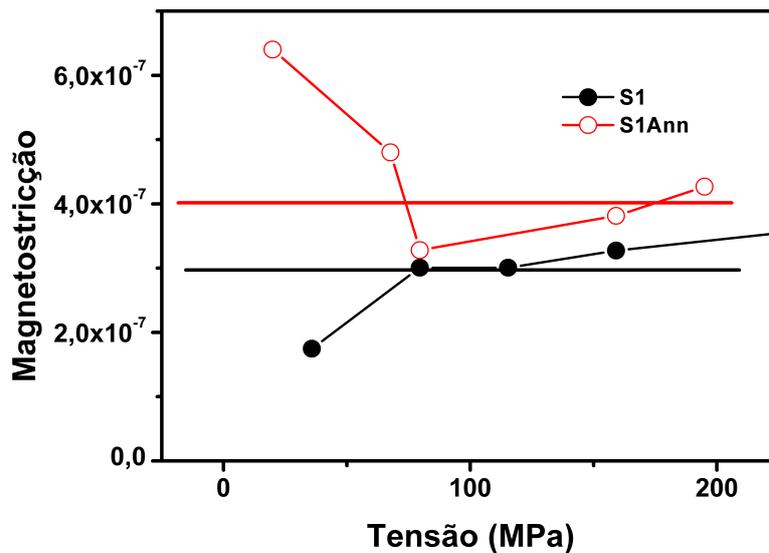


Figura 7.6: Magnetostricção de saturação para as amostras *S1* e *S1Ann* mostrando que os valores de  $\lambda_s$  são aproximadamente iguais para ambas amostras acima de  $50\text{MPa}$ .

Já para as amostras *S2* e *S2Ann* os valores da magnetostricção podem ser vistos na figura 7.7. Podemos observar que para valores de tensões acima de  $50\text{MPa}$  os valores da  $\lambda_s$  para amostra *S2Ann* são maiores do que os da amostra *S2*. O tratamento térmico poderia até ter aliviado as tensões armazenadas durante o processo de fabricação, porém, como os valores da  $\lambda_s$  para *S2Ann* são maiores, leva os valores de  $H'_0$  a aumentar nesta faixa de tensões mecânicas aplicadas, veja a figura 7.3.

Além disso, podemos ver claramente o aumento do  $H'_0$  com o aumento da tensão aplicada nas amostras, veja figura 7.3.

Outro parâmetro que deve ser analisado é a mobilidade. A figura 7.8 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 analisarmos o inverso da mobilidade, conforme expressão 5.3, que mostra mais claramente o amortecimento efetivo sobre a PD em função das tensões mecânicas aplicadas, como observado na figura 7.9.

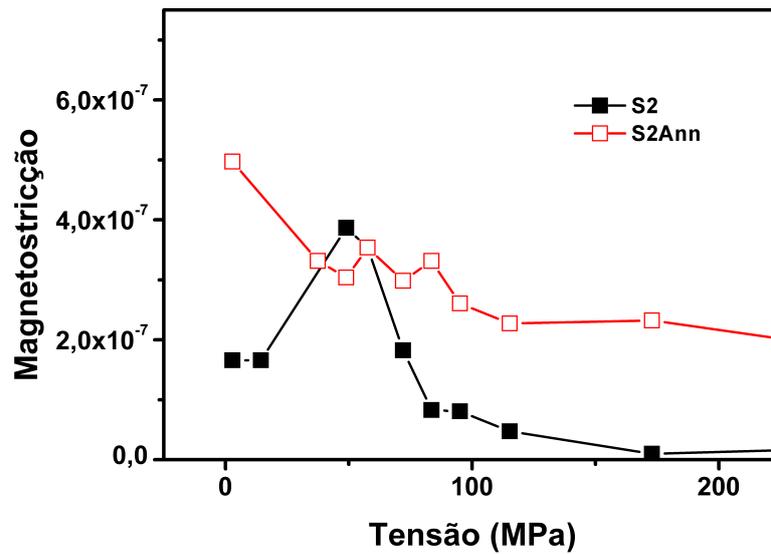


Figura 7.7: Magnetostricção de saturação para as amostras *S2* e *S2Ann* mostrando que  $\lambda_s$  para *S2Ann* é maior que para *S2* acima de 50MPa.

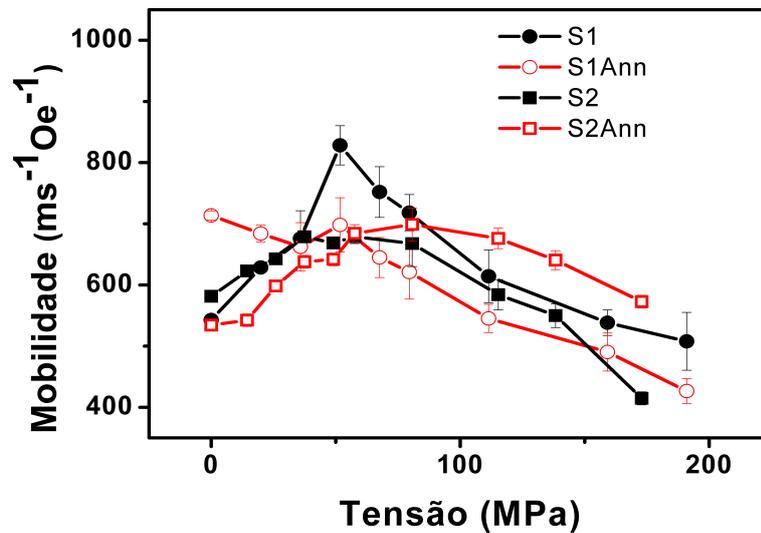


Figura 7.8: Mobilidade em função da tensão aplicada.

Podemos ver na figura 7.9 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 ( $\sigma_c$ ), 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 4.3, são três as principais contribuições para descrever o

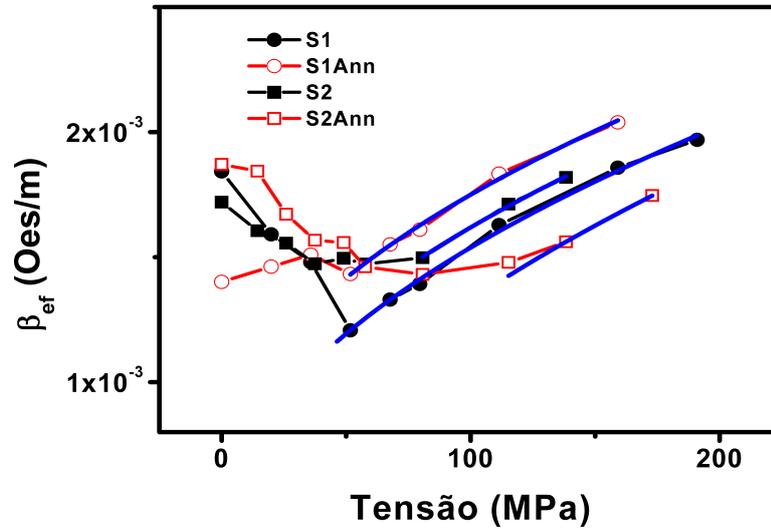


Figura 7.9: Amortecimento efetivo em função das tensões aplicadas. A linha azul representa o ajuste feito através da expressão 5.23.

amortecimento de uma PD: *eddy currents*, relaxação de *spin* e relaxação estrutural. Porém, apenas  $\beta_e$  e  $\beta_r$  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 7.9, 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  $\beta_e$  com  $r_b = r_0$ . Com o bom acordo entre os dados experimentais e os 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  $\lambda_s$ . Os resultados estão sumarizados na tabela 7.1.

Tabela 7.1: Parâmetros do ajuste feito através da expressão 5.23 mais um termo constante.

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

Podemos observar que o valor do  $\chi M_s$  praticamente não é alterado para a mesma amostra, porém o valor da  $\lambda_s$  aumenta com o tratamento térmico na mesma amostra.

Por outro lado, no regime de baixas tensões mecânicas aplicadas, até  $\sigma_c$ , 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 7.10.

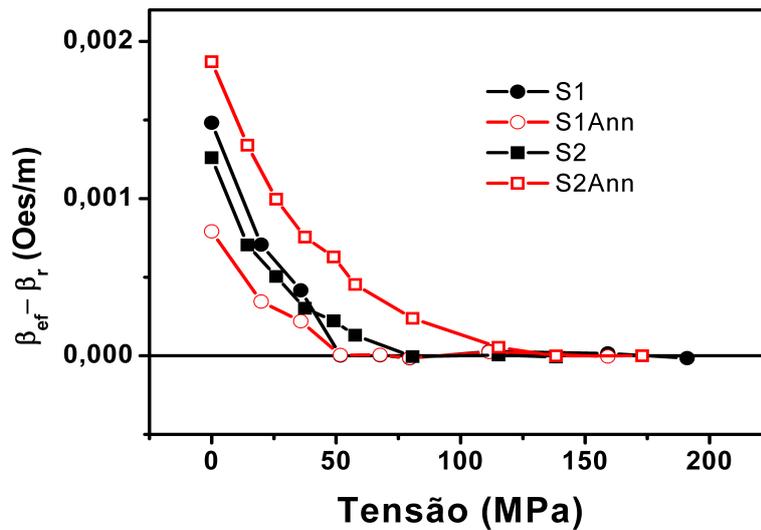


Figura 7.10: Termo de amortecimento efetivo subtraído do termo de relaxação de *spin*.

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 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 5.15 percebe-se que  $\beta_e$  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 7.10 é devido principalmente a *eddy-currents*. Contudo, para fazer um ajuste, na figura 7.10, utilizando a expressão 5.15, deveríamos saber como que  $r_b$  varia com a tensão mecânica aplicada, o que não foi possível ser realizado através das curvas de magnetização.

## 8 Conclusão e Perspectivas

Neste trabalho foi possível estudar a dinâmica de uma única parede de domínio propagando-se por toda a amostra em regime de baixo campo em microfios amorfos recobertos por vidro, com magnetostricção positiva. 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. Verificamos a existência de dois tipos de regimes, adiabático (campos baixos) e viscoso (campos médios). Os parâmetros que caracterizam a dinâmica no regime adiabático foram avaliados em termos de tensões mecânicas residuais e aplicadas assim como tratamentos térmicos.

Observamos que dentro da faixa de tensões utilizadas neste trabalho a parede de domínios manteve-se praticamente plana, uma vez que os valores do  $\alpha$  permaneceram em torno de 0,5, mostrando assim, que no regime adiabático a parede interage fracamente com os centros de aprisionamento. O principal efeito do tratamento térmico foi reduzir a dependência do parâmetro  $\alpha$  em relação as tensões mecânicas aplicadas.

O campo crítico de propagação mostrou um crescimento com a tensão mecânica aplicada nas amostras estudadas. Ainda, a amostra *S1* com diâmetro da parte metálica menor, como armazena mais tensões durante o processo de fabricação, resulta em um  $H_0$  maior. O comportamento das amostras tratadas em relação as como feita foram explicados em termos da variação da magnetostricção de saturação com a tensão aplicada.

Por fim, foi possível verificar, com boa precisão, que o mecanismo responsável pela variação do amortecimento efetivo da parede de domínio para tensões elevadas, acima de uma tensão crítica, é o termo de amortecimento por relaxação de *spin*. Por outro lado, no regime de baixas tensões, onde houve uma diminuição do amortecimento efetivo, sugerimos que o parâmetro de amortecimento por *eddy currents* tenha mais relevância para essa variação, embora não tenha sido possível avaliar com precisão nem a dependência de  $r_b$  em função da tensão mecânica aplicada e nem por fim do  $\beta_e(\sigma)$ .

Neste trabalho contribuimos para entender quais mecanismos estão envolvidos no amorteci-

mento de uma única parede de domínio, em microfios, no regime de baixos campos. Mostramos que existe uma tensão mecânica crítica para o qual há uma mudança no tipo de mecanismo envolvido no amortecimento efetivo, o que já havia sido feito apenas em fios magnéticos mais espessos (da ordem de milímetros) e sem cobertura de vidro.

Além disso, contribuimos experimentalmente através do uso da bobina de aprisionamento para prender a parede de domínio.

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 onde ocorrem, por exemplo, avalanches em grande escala e conseqüentemente amortecimento de paredes de domínios. Neste sentido, os microfios mostraram-se como uma boa ferramenta para o estudo da dinâmica de parede domínios. Os próximos trabalhos serão realizados em materiais com a mesma simetria além de nano-estruturas crescidas no próprio LMMM, porém além de utilizarmos campos magnéticos externos, como descrito neste trabalho, usaremos uma corrente elétrica para avaliar os efeitos do torque dos *spin* dos elétrons de condução sobre a dinâmica das paredes de domínios.

## Referências Bibliográficas

- [1] IPATOV, M; ZHUKOVA, V; ZVEZDIN, A.K.; ZHUKOV, A, Mechanisms of the ultrafast magnetization switching in bistable amorphous microwires, **Journal of Applied Physics**, v. 106, p. 103902-1 - 103902-5, 2009.
- [2] SANTOS, J.D.; RUIZ, Á.; COBOS, R.F.; RIBOT, I.; VEGA, V.; ÁLVAREZ, P.; SÁNCHEZ, M.L.; SÁNCHEZ, J.L.; de la PRIDA, V.M.; HERNANDO, B., Domain wall dynamics in Fe-rich glass covered amorphous microwires, **Phys. Status Solidi A**, v. 206, n. 4, p. 618-621, 2009.
- [3] 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.
- [4] PARKIN, S.S.P.; HAYASHI, M.; THOMAS, L., Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory, **Science**, v. 320, p. 190-194, 2008.
- [5] CHIZHIK, A.; ZHUKOV, A.; GONZALEZ, J.; BLANCO, J.M., Control of domain nucleation in glass covered amorphous microwires, **Journal of Applied Physics**, v. 105, p. 123911-1 -123911-3, 2009.
- [6] CHIRIAC, H.; ÓVÁRI, T.O.; TIBU, M., Domain Wall Propagation in Nearly Zero Magnetostrictive Amorphous Microwires, **IEEE Transactions on Magnetics**, v. 44, n. 11, p. 3931-3933, 2008.
- [7] CHIRIAC, H.; OVÁRI, T.A.; MARINESCU, C.G.; NAGACEVSHI, V., Magnetic Anisotropy in *FeSiB* Amorphous Glass-Covered Wires, **IEEE Transactions on Magnetics**, v. 32, n. 5, p. 4755-4757, 1996.
- [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] KOSTYK, Y.; VARGA, R.; VÁZQUEZ, M.; VOJTANIK, P., Domain wall propagation in adiabatic regime, **Physica B**, v. 403, p. 386-389, 2008.
- [10] SINNECKER, J. P., Materiais Magnéticos doces e materiais ferromagnéticos amorfos, **Revista Brasileira de Ensino de Física**, v. 22, n. 3, Setembro, 2000.
- [11] 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.
- [12] 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.

- [13] VÁZQUEZ, M; HERNANDO, A., A soft magnetic wire for sensor applications, **J. Phys. D**, v. 29, p. 939-949, 1996.
- [14] CHIRIAC, H.; ÓVARI, T. A., Amorphous glass-covered magnetic wires: preparation, properties, applications, **Progress in materials Science**, v. 40, pp. 333-407, 1996-1997.
- [15] CHIRIAC, H., Preparation and characterization of glass covered magnetic wires, **Materials Science and Engineering**, A 304-306, p. 166-171, 2001.
- [16] 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.
- [17] 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.
- [18] CHIKAZUMI, C., **Physics of Magnetism**. Robert E. Krieger Publishing Company, Florida, 1964.
- [19] CULLITY, B. D., **Introduction to Magnetic Materials**. Addison-Wesley Publishing Company, New York, 1972.
- [20] HALLIDAY, D; RESNICK, R; WALKER, J., **Fundamentos de Física**. Livros Técnicos Científicos, v.3, quarta edição, 1996.
- [21] HUBERT, A.; SCHÄFER, R., **Magnetic Domains. The Analyses of Magnetic Microstructures**. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, New York, 1998.
- [22] PUREUR, P., **Estado Sólido**. Instituto de Física da UFRGS, 2001.
- [23] JACKSON, J. D., **Classical Electrodynamics**. Wiley, New York, 1962.
- [24] MAXWELL, J. M., **Treatise on Electricity and Magnetism**. Dover Publications, v.2, 1954.
- [25] 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.
- [26] VÁZQUEZ, M., Soft magnetic wires, **Physica B**, v. 299, p. 302-313, 2001.
- [27] GETZLAFF, M., **Fundamentals of Magnetism**. Springer Science+Business Media, New York, 2008.
- [28] CHEN, D.-X.; DEMPSEY, N. M.; VÁZQUEZ, 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.
- [29] CHIRIAC, T; OVÁRI, T.; ZHUKOV, A., Magnetoelastic anisotropy of amorphous microwires, **Journal of Mag. and Magnetic Materials**, v. 254-255, p. 469-471, 2003.

- [30] 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.
- [31] 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.
- [32] CHIRIAC, H.; OVÁRI, T. A., Magnetic properties of amorphous glass-covered wires, **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 249, p. 46-54, 2002.
- [33] 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.
- [34] 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.
- [35] CHIRIAC, H.; ASTEFANOAEI, I., A model of the DC Joule heating in amorphous wires, **Phys. Stat. Sol.**, v. 153, p. 183, 1996.
- [36] 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.
- [37] 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.
- [38] SIXTUS, K. J.; TONKS, L., Propagation of large discontinuities. II, **Phys. Review**, v. 42, p. 419-435, 1932.
- [39] 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.
- [40] O'HANDLEY, R.C., Domain wall kinetics in soft ferromagnetic metallic glasses, **Journal of Applied Physics**, v. 46, n. 11, p. 4996-5001, 1975.
- [41] 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.
- [42] 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.
- [43] DEBLOIS, R.W., Magnetization precesses: reversals and losses, **Journal of Applied Physics**, v. 29, n. 3, p. 459-467, 1958.
- [44] 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.

- [45] 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.
- [46] 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.
- [47] 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.
- [48] KITTEL, C.; GALT, J. K., **Solide States Physics**. Academic Press, New York, 1956.
- [49] 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.
- [50] 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.
- [51] 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.
- [52] DURIN, G.; ZAPPERI, S., **The Science of Hysteresis**. Academic Press, New York, 2006.
- [53] 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.
- [54] 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.
- [55] 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.
- [56] SETHNA, J. P.; DAHMEN, K. A.; PERKOVIC, O., **The Science of Hysteresis**. Academic Press, New York, 2006.
- [57] NARAYAN, O.; FISCHER, D.O., Threshold critical dynamics of driven interfaces in random media, **Physical Review B**, v. 48, p. 7030-7042, 1993.
- [58] ZAPPERI, S.; DURIN, G., New perspectives for the Barkhausen effect, **Computational Materials Science**, v. 20, p. 436-442, 2001.