



UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA MARIA

Programa de Pós-graduação em Física

DINÂMICA DA MAGNETIZAÇÃO E RUÍDO BARKHAUSEN EM FILMES FINOS MAGNÉTICOS AMORFOS

Luciana Santi

Tese realizada sob orientação do Prof. Rubem Luís Sommer e do Prof. Gianfranco Durin apresentada ao Programa de Pós-graduação em Física em preenchimento final dos requisitos para a obtenção do grau de Doutor em Ciências.

Santa Maria, RS, Brasil

2006

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).

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA MARIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

A COMISSÃO EXAMINADORA, ABAIXO ASSINADA, APROVA A TESE:

**DINÂMICA DA MAGNETIZAÇÃO E RUÍDO BARKHAUSEN EM FILMES
FINOS MAGNÉTICOS AMORFOS**

ELABORADA POR
LUCIANA SANTI

COMO REQUISITO PARCIAL PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE
DOUTORA EM FÍSICA

COMISSÃO EXAMINADORA:

Prof. Dr. Rubem L. Sommer – Orientador

Prof. Dr. Alberto Passos Guimarães Filho

Prof. Dr. Paulo Pureur Neto

Prof. Dr. Celso Arami Marques da Silva

Prof. Dr. Sergio Magalhães

Santa Maria, 31 de maio de 2006.

À toda a Minha Família e ao Meu Marido Carlos, com amor!

Agradecimentos

- ◆ Ao prof. Rubem L. Sommer pela orientação, paciência, amizade, oportunidade em todos esses anos de pós-graduação.
- ◆ A todos os colegas e professores do laboratório de magnetismo e materiais magnéticos (LMMM), em especial ao Alexandre (Xandeco), Felipe (Lipinas), Teco, Ricardo (Richard), Daiene (Daí), Lúcio, Marcelo (Chello), Marcio, Sabrina (Bina), João, Kelly, Rafael, Matheus, Claudiosir, Carara, Schelp, Gundel, que de alguma forma me ajudaram na realização deste trabalho.
- ◆ Ao Gianfranco Durin, pela co-orientação, a Luciano (caro amigo), a Federica, a Aldo (in memorian), enfim a todos do departamento de materiais, do IEN-Torino e a família Durin a qual me acolheu durante o período que estive na Itália.
- ◆ A Saionara, secretária do curso, pela sua amizade e boa vontade.
- ◆ A todos os meus amigos das festas na casa do Newtinho, os quais moram no meu coração.
- ◆ A todos os meus amigos da UFSM e de fora, obrigado pela força.
- ◆ Aos meus pais, aos meus irmãos, as minhas cunhadas, aos meus sobrinhos (Duda, Luísa, Mariana e Luiz Otávio), obrigado por vocês fazerem parte da minha vida.
- ◆ Ao meu querido marido Carlos, sempre compreensivo, me dando força, amor e carinho, “grazie!”.
- ◆ Aos meus avós (in memorian), que mesmo longe, sei que torceram por mim.
- ◆ A Deus, que é um ser supremo.

Resumo

Neste trabalho foi investigado o efeito da espessura nas propriedades estatísticas do estudo do ruído Barkhausen e na histerese dinâmica em filmes finos com composições: $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$, $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16.5}\text{B}_6$, $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$ e $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$. Foram investigados filmes com espessuras entre 20nm e 5000nm. As amostras foram produzidas por “magnetron sputtering” no LMMM/UFSM. Foi observado ruído Barkhausen em filmes finos com espessuras de 20nm, um resultado nunca antes observado. Foi observado que a espessura dos filmes afeta os expoentes das distribuições de tamanho e duração dos saltos de forma sutil, de forma que as amostras estudadas puderam ser enquadradas na classe de universalidade dos materiais amorfos, cuja dinâmica da magnetização é dominada pelas interações de curto alcance. Esse fato é notável, uma vez que nas amostras estudadas, observou-se o aparecimento de uma forte anisotropia unidirecional perpendicular para espessuras acima de 80nm. No que diz respeito ao estudo da histerese dinâmica, foi possível observar que estes materiais obedecem a leis simples de escala, conforme o modelo de “depinning” de paredes de domínio proposto por Bland e colaboradores. Os expoentes extraídos da análise da área das curvas de histerese, α e β , apresentaram uma faixa ampla de valores, em geral, mais altos para filmes mais finos.

Abstract

In this work, the effect of the thickness on the statistical properties of Barkhausen noise and dynamic hysteresis in thin films with compositions $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$, $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16.5}\text{B}_6$, $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$ and $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ was investigated. Thin films with thickness between 20 nm to 5000 nm were investigated. The samples were produced by magnetron sputtering at the LMMM/UFSM. Barkhausen noise was observed in films as thin as 20nm, a result never reported before in the literature. It was observed that the thickness of the films affects subtly the exponents of size and time duration distributions, in this way that the studied samples can be included in the universality class of amorphous materials whose magnetization dynamics is dominated by short range interactions. This fact is remarkable in principle because a strong perpendicular anisotropy was observed to appear for thickness above 80 nm. With respect to the study of the dynamic hysteresis, it was shown that these materials follow simple scale laws as described by model of domain wall depinning proposed by Bland and co-workers. The exponents obtained from the analysis of the hysteresis loop area, α and β , exhibited a wide range of values, generally higher for thinner films.

Sumário

1	Introdução	9
2	Processos de Magnetização e Ruído Barkhausen	12
2.1	Introdução	12
2.2	Energia Livre de um Ferromagneto	14
2.2.1	Energia de Troca.....	14
2.2.2	Energia Magnetostática	15
2.2.3	Energia de Anisotropia Magnetocristalina	16
2.2.4	Energia Magnetoelástica.....	17
2.3	Domínios Magnéticos	18
2.4	Dinâmica da Magnetização	20
2.4.1	Movimento das Paredes de Domínios	25
2.4.1.1	Movimento Irreversível das Paredes de Domínios.....	29
2.5	Distribuições de tamanho e duração dos saltos Barkhausen	32
2.6	Laços de Histerese x Frequência de aquisição	35
3	Procedimento Experimental	39
3.1	Produção das Amostras	39
3.1.1	Amostras Escolhidas	39
3.1.2	Produção dos Alvos.....	39
3.1.3	Produção dos Filmes.....	41
3.1.4	Calibração da taxa de deposição e Produção dos Filmes.....	41
3.2	Caracterização estrutural	43
3.3	Caracterização Magnética	44
3.3.1	Medidas de Magnetização com VSM	44
3.3.2	Medidas de Histerese Dinâmica e Observação de Estruturas de Domínios	45
3.3.2.1	Técnicas Magneto Ópticas.....	45
3.3.2.1.1	Sistema de Torino – Magnetômetro por Efeito Kerr.....	46
3.3.2.1.2	Sistema da USP – Microscópio por Efeito Kerr.....	46
3.3.3	Técnicas Fluxométricas - Medidas de Histerese	47
3.3.3.1	Sistema de Torino - IEN.....	47
3.3.3.2	Sistema do LMMM - UFSM	47
3.3.3	Medidas de Ruído Barkhausen	48

3.3.4.1	Sistema de Torino - IEN.....	48
3.3.4.2	Sistema do LMMM - UFSM.....	49
4	Resultados Experimentais e Discussão.....	53
4.1	Caracterização Estrutural.....	53
4.2	Caracterização Magnética.....	56
4.3	Imagens de Domínios por Efeito Kerr.....	62
4.4	Histerese dinâmica.....	73
4.4.1	Medidas por Efeito Kerr.....	73
4.4.2	Medidas pela Técnica Fluxométrica.....	80
4.4.3	Análise dos Expoentes.....	89
4.4.3.1	Comparação entre as duas técnicas de medidas: fluxométrica e MOKE.....	90
4.5	Medidas de ruído Barkhausen.....	93
4.5.1	Séries Temporais de Ruído Barkhausen.....	93
4.5.2	Espectros de Potência.....	106
4.5.3	Distribuições de Amplitude, Área e Duração dos Saltos Barkhausen.....	109
5	Conclusões e Perspectivas de Trabalhos Futuros.....	118
	Referências.....	121

1 Introdução

Os metais magnéticos amorfos e nanocristalinos tem sido objeto de muitas investigações. Isto se deve as suas aplicações tecnológicas e interesse para pesquisa básica em física. Estes interesses estão associados ao fato de que sistemas e dispositivos magnéticos tais como: mídias magnéticas, cabeças de leitura, ferrofluidos, etc, estão diminuindo cada vez mais de tamanho e, como o comportamento da maioria dos materiais magnéticos não é completamente conhecido em dimensões reduzidas, é de muito interesse compreender os mecanismos básicos dos processos de magnetização em filmes finos.

Neste trabalho os materiais estudados foram basicamente materiais magneticamente macios, ou seja, tem alta permeabilidade magnética, baixa coercividade e as perdas por histerese são muito baixas. Estas propriedades, por si só são tecnologicamente muito interessantes, como no caso da construção de núcleos de transformadores de alta frequência, onde é importante uma resposta rápida ao estímulo de campos magnéticos. Os materiais investigados foram as ligas magnéticas amorfas com base em Fe e Co, na forma de filmes finos, com espessuras que variaram entre 20nm e 5000nm. Os filmes foram produzidos por “magnetron sputtering” no LMMM/UFSM

A microestrutura e a espessura dos filmes finos são estudadas através da técnica de difração de raios-X em alto e baixo ângulo, respectivamente.

Materiais nanocristalinos ricos em Fe, os quais tem maior magnetização de saturação que no caso das ligas à base de Co, podem chegar a um estado em que são constituídos por pequenos grãos (diâmetro $\sim 10\text{nm}$) imersos em uma matriz amorfa a base de FeSiB. Os filmes finos amorfos estudados neste trabalho são os precursores desta fase nanocristalina. Embora não tenhamos feito tratamento térmico, chamaremos nossas amostras a base de ferro, por simplicidade, de Finemet. Estas foram produzidas em 3 composições diferentes, variando a composição de Si e B: $\text{Fe}_{73,5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13,5}\text{B}_9$ (B9), $\text{Fe}_{73,5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16,5}\text{B}_6$ (B6) e $\text{Fe}_{73,5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18,5}\text{B}_4$ (B4). Estes materiais possuem magnetostricção positiva e pode-se induzir anisotropia, relaxar tensões de fabricação e cristalizar com a realização de tratamentos térmicos. Outras amostras estudadas foram os materiais ricos em Co ($\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$), que apresentam magnetostricção muito baixa ($\sim 10^{-7}$), as espessuras estudadas ficaram na faixa 20nm - 5000nm.

A dinâmica da magnetização foi estudada em dois aspectos, o estudo do ruído Barkhausen e da histerese dinâmica, os quais produzem informações úteis sobre a dinâmica da magnetização e sua correlação com os parâmetros macroscópicos medidos na curva de histerese do material. Questões tais como os expoentes críticos das distribuições de amplitude e tempo também auxiliam no entendimento destes processos de magnetização e do alcance das interações em função da dimensionalidade do sistema.

O ruído Barkhausen [1] corresponde aos pulsos de tensão sobrepostos ao valor médio do sinal induzido nos terminais de uma bobina sensora enrolada ao redor de uma amostra de material magnético. Os pulsos ou ruídos observados correspondem a flutuações na tensão induzida por variações abruptas na magnetização do material em torno de seu valor médio, os quais aparecem à medida que a amostra é levada a excursionar em sua curva de histerese. Aos saltos na indução do material (saltos Barkhausen) correspondem pulsos que podem ser medidos diretamente nos terminais da bobina sensora. O estudo do ruído Barkhausen é feito através da sua existência ou não existência com seus efeitos deletérios à relação sinal/ruído (S/N).

As propriedades estatísticas e o efeito da dimensionalidade dos materiais no estudo dos ruídos são dados através das distribuições de área ($P(s) = s^{-\tau} f(s/s_0)$) e duração dos saltos Barkhausen ($P(T) = T^{-\alpha} g(T/T_0)$), onde s e T representam as áreas e duração dos saltos, respectivamente, s_0 e T_0 são os valores de corte e τ e α são os expoentes da lei de potência. Através destas leis de potência, investiga-se a existência de duas classes de universalidade, dadas pelas interações de longo alcance (cristalinos) e curto alcance (amorfo), propostas por Gianfranco Durin e colaboradores [2-5], onde a primeira classe é dada por $\tau = 1.50 \pm 0.05$ e $\alpha = 2.0 \pm 0.2$, identificando materiais amorfos cristalizados e policristalinos e a segunda classe é dada por $\tau = 1.27 \pm 0.03$ e $\alpha = 1.5 \pm 0.1$, identificando os materiais amorfos.

Ao longo dos estudos de ruído Barkhausen nos filmes, percebeu-se que as curvas de histerese dos mesmos apresentavam variações com a frequência de magnetização e com a espessura do filme. Estes resultados foram sistematizados devido à importância do tema para várias aplicações. A reversão da magnetização em filmes finos e ultrafinos, em particular a área dos laços de histerese, vem sendo bastante estudada na literatura [6-9] devido à importância do tema para aplicações em micro e nanotecnologia. Em particular, foi observado [6-10] que em muitos filmes finos e ultrafinos, a área do laço de histerese escala através do modelo de

“depinning” de paredes de domínio, proposto por Bland e colaboradores [6,7] como: $A \sim A_0 + H_0^\alpha \omega^\beta T^{-\gamma}$, onde A_0 é a área do laço estático de histerese, H_0 é a amplitude do campo (magnetizante) senoidal externo com frequência ω , T é a temperatura e α , β e γ são três expoentes de escala.

Este trabalho está estruturado da seguinte maneira:

No capítulo 2, é feita uma abordagem das energias livres magnéticas e dos processos de magnetização, envolvendo uma descrição geral. São discutidas as estruturas de domínios, a curva de magnetização dos materiais, bem como a fenomenologia e a descrição do movimento das paredes de domínios. Contém também uma revisão sobre a dinâmica da magnetização, com as descrições estocásticas para a dinâmica das paredes de domínios e o ruído Barkhausen, bem como as considerações das distribuições de tamanho e duração dos saltos Barkhausen.

No capítulo 3 é feita uma descrição dos procedimentos experimentais usados na preparação e caracterização das amostras, os métodos utilizados para as medidas do ruído Barkhausen e as curvas de magnetização.

No capítulo 4 são apresentados os resultados obtidos por cada uma das técnicas experimentais utilizadas e as discussões dos mesmos.

Finalmente, o capítulo 5 é reservado para as conclusões deste trabalho e as propostas de trabalhos futuros.

2 Processos de Magnetização e Ruído Barkhausen

2.1 Introdução

Neste capítulo, serão revisados os principais aspectos dos processos de magnetização em materiais ferromagnéticos, com ênfase no ruído Barkhausen e histerese dinâmica. Será apresentada a conexão entre os expoentes das distribuições de tamanho e duração dos saltos Barkhausen com a microestrutura do material ferromagnético [2-5,12-19], assim como a noção de transição dinâmica e a descrição do modelo de “depinning” de paredes de domínios, investigada por Bland e colaboradores [6-9].

O ruído Barkhausen corresponde aos pulsos de tensão sobrepostos ao valor médio do sinal induzido nos terminais de uma bobina sensora enrolada em torno de uma amostra de material magnético. Os pulsos, que constituem o ruído observado, correspondem a flutuações na tensão, em torno de seu valor médio, induzidas por variações abruptas na magnetização do material, os quais aparecem à medida que a amostra é levada a excursionar sua curva de histerese [3,5,16,20-31]. Os saltos na indução do material, saltos Barkhausen, correspondem aos pulsos que podem ser medidos diretamente nos terminais da bobina sensora, como é mostrado na figura 2.1.

Atualmente, sabe-se que estes saltos na magnetização são gerados principalmente pelo aprisionamento e subsequente desaprisionamento de parte ou de todas as paredes de Bloch durante seu movimento, devido às interações das mesmas com os defeitos, impurezas ou tensões localizadas no material. O estudo do ruído Barkhausen produz informações úteis sobre a dinâmica da magnetização e sua correlação com os parâmetros macroscópicos medidos na curva de histerese do material. Entretanto, o sistema constituído por um conjunto de paredes de domínios interagindo entre si e com os defeitos de um dado material é um exemplo de um sistema complexo. Uma descrição estocástica para o ruído Barkhausen foi proposta, ainda na década de 80, pelo grupo de Bertotti e colaboradores [32-37]. Na descrição daqueles autores, o principal objetivo era resolver o problema das perdas anômalas em materiais ferromagnéticos, onde as interações randômicas de uma parede de 180° com os defeitos do material são descritas por um conjunto de equações de Langevin acopladas, e são desconsiderados os graus de liberdade internos da parede. A complexidade do sistema leva a uma característica importante do ruído: as

distribuições de tamanho e duração dos saltos Barkhausen são descritas por leis de potência com “cut-off”, comportamento semelhante ao observado em variáveis termodinâmicas nas vizinhanças de uma transição de fase. Para compreender a origem destes fenômenos, será feita neste capítulo uma revisão sobre a energia livre de um ferromagneto, seguida da análise dos expoentes do ruído Barkhausen e outro fenômeno importante que é a dependência da área dos laços de histerese em função da frequência.

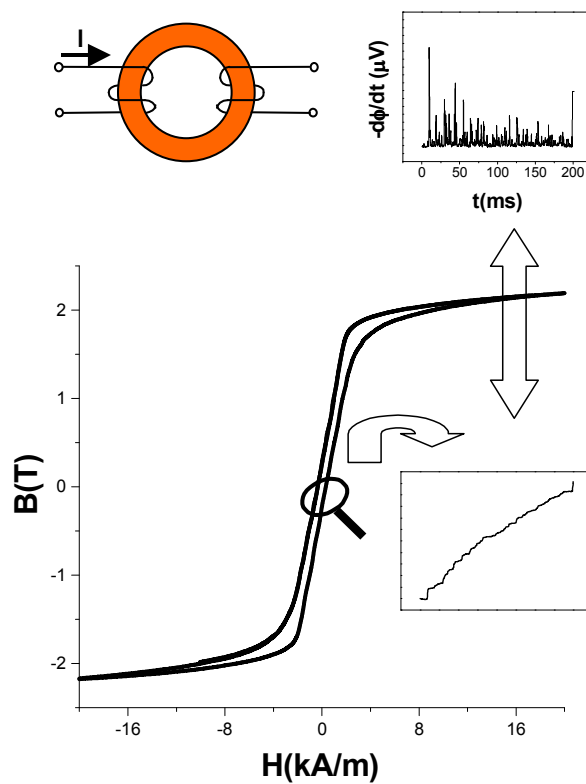


Figura 2.1 Relação entre saltos Barkhausen (“inset” inferior), ruído Barkhausen (“inset” superior) e a curva de histerese de um material magnético típico.

2.2 Energia Livre de um Ferromagneto

Aplicando um campo magnético externo sobre uma amostra ferromagnética, seus momentos tendem a se alinhar com este campo. A configuração final dos momentos a cada ponto do material vai depender da minimização da energia livre.

Esta energia recebe contribuições, da sua estrutura cristalina (principalmente), da forma da amostra e do seu estado de tensão mecânica. A energia livre magnética é dada por:

$$E = \int dV [\varepsilon_{troca} + \varepsilon_{magnetostatica} + \varepsilon_{magnetocristalina} + \varepsilon_{magnetoelástica} + \varepsilon_{tensão}] \quad (2.1)$$

A minimização da energia livre resulta em uma distribuição da magnetização dentro do material em que regiões (domínios magnéticos) com magnetização igual à magnetização de saturação ($M = M_s$) orientam-se de tal forma que todo o fluxo magnético oriundo da magnetização é fechado dentro do material.

Nas seções seguintes será feita uma breve discussão sobre cada termo da energia livre.

2.2.1 Energia de Troca

A energia de troca ε_{troca} é a responsável pelo ordenamento magnético de um ferromagneto. Dois átomos com momentos magnéticos interagem via momentos de spins, esta interação contribui para o balanço energético. Se dois átomos i e j têm respectivamente, momentos angulares de spin \vec{S}_i e \vec{S}_j , então a energia de troca entre eles é dada por:

$$\varepsilon_{troca} = -2J_{ex} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j, \quad (2.2)$$

onde J_{ex} é a integral de troca. Esta integral define a orientação relativa e a intensidade da interação entre os momentos de dois átomos vizinhos. Se considerarmos que θ é o ângulo entre dois momentos vizinhos, então podemos analisar através do valor de J_{ex} qual a orientação energética favorável entre os dois momentos: para J_{ex} negativa, a energia se minimizará, para $\theta =$

180°, de forma que temos um ordenamento antiferromagnético. Para J_{ex} positivo, a energia será mínima para $\theta = 0$, o que caracteriza o ordenamento ferromagnético.

2.2.2 Energia Magnetostática

A energia magnetostática é a principal responsável pelo aparecimento da estrutura de domínios magnéticos [47] em materiais ferromagnéticos.

É o resultado da interação entre a magnetização e o campo desmagnetizante (H_d) gerado pelos pólos magnéticos livres do material. Estes últimos estão associados à divergência da magnetização $\left(\begin{matrix} \rightarrow & \rightarrow \\ \nabla \cdot M \end{matrix} \right)$.

Esta situação pode ser visualizada na figura a seguir, que apresenta uma amostra constituída por momentos magnéticos, representados por pequenos ímãs. No interior da amostra, cada pólo norte é compensado por um pólo sul do momento seguinte. Porém, nas extremidades não há compensação e os pólos livres produzem um campo interno H_d com direção oposta à magnetização.

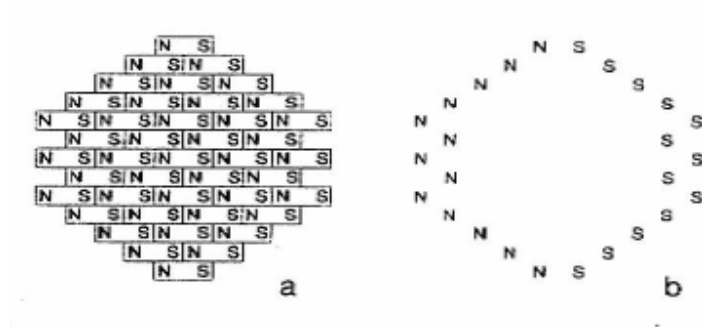


Figura 2.2 a) Interação dos dipolos de um material ferromagnético; b) pólos livres do material.

Para o caso em que os corpos têm magnetização uniforme, como em elipsóides de revolução [38] o campo efetivo H_{eff} que atua dentro do corpo ferromagnético pode ser expresso como:

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H} - \vec{H}_d, \quad (2.3)$$

onde H é o campo magnético externo e H_d é o campo de desmagnetização da amostra em estudo, H_d é dado por:

$$\vec{H}_d = N_d \vec{M}, \quad (2.4)$$

onde N_d é um fator que depende da geometria da amostra e \vec{M} é a magnetização do material. A aproximação de um ferromagneto por um elipsóide de revolução pode ser utilizada, por exemplo, no caso de lâminas a razão é dada por l/a , onde l é o comprimento da lâmina e a é a espessura.

Portanto, sempre que houver um campo desmagnetizante H_d , o valor de campo interno no material, H_{eff} , será menor do que o campo externo H .

2.2.3 Energia de Anisotropia Magnetocristalina

A maior parte dos materiais apresenta uma estrutura com os átomos organizados em uma rede, com uma periodicidade definida (chamada de estrutura cristalina). O termo referente à energia de anisotropia magnetocristalina existe principalmente em materiais cristalinos. Este termo descreve o fato de o material cristalino ser magneticamente anisotrópico, ou seja, a curva de magnetização é diferente para cada direção em que a amostra é magnetizada. Este termo está associado ao acoplamento spin-órbita, origem da dependência da energia interna com a orientação relativa entre a magnetização espontânea e os eixos cristalográficos. Para um cristal cúbico esta dependência é descrita por [39]:

$$\mathcal{E}_{\text{magnetocristalina}} = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 + \dots, \quad (2.5)$$

onde K_1 e K_2, \dots têm unidades de energia por unidade de volume (ergs/cm³ ou J/m³) e $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ são os co-senos diretores da magnetização em relação aos eixos cristalinos.

Nos materiais amorfos, a anisotropia magnetocristalina existe apenas em uma escala local associada ao campo cristalino produzido pelos átomos próximos. Devido à natureza amorfa esses eixos estão orientados aleatoriamente, o que faz com que o valor médio da anisotropia seja nulo

quando for tomada uma média sobre toda a amostra. O resultado é a ausência de qualquer anisotropia macroscópica de origem magnetocristalina. Entretanto, existem várias famílias de materiais amorfos nas quais podem ser induzidas anisotropias através da realização de tratamentos térmicos na presença de um campo aplicado ou da aplicação de tensão mecânica externa [28,30,31,40-52].

2.2.4 Energia Magnetoelástica

A energia magnetoelástica está intimamente ligada à propriedade denominada de magnetostricção. Magnetostricção é o nome que se dá à dependência das dimensões de um ferromagneto com a magnitude de um campo magnético externo. O parâmetro que quantifica esta dependência é a constante de magnetostricção linear λ , definida como a razão entre a variação do comprimento (δl) e o comprimento inicial da amostra (l), ou seja:

$$\lambda = \frac{\delta l}{l}, \quad (2.6)$$

O valor de λ medido quando o material está saturado recebe o nome de constante de magnetostricção de saturação e tem como símbolo λ_s . Os valores de λ_s podem ser positivos, negativos e, em alguns materiais, muito próximos de zero.

Em cristais, o valor de λ_s depende fortemente da orientação relativa entre a direção ao longo da qual estamos medindo a variação de comprimento δl e a direção ao longo da qual está sendo aplicado o campo externo [38]. Embora em materiais amorfos, estudos realizados na década de 70 [40] também comprovem uma pequena dependência de $\delta l/l$ com a direção preferencial da amostra.

A origem da magnetostricção está relacionada ao acoplamento spin-órbita dos átomos que compõem a amostra [38]. Para um material ferromagnético amorfo, onde a constante de magnetostricção é isotrópica, a energia magnetoelástica é dada por:

$$\varepsilon_{\text{magnetoelástica}} = -\frac{3}{2} \lambda_s \sum_i \sigma_{ii} \gamma_i^2, \quad (2.7)$$

onde λ_s é a constante de magnetostricção do material estudado, σ_{ii} corresponde a i -ésima componente do tensor de tensão diagonalizado e γ_i é o cosseno diretor de M com respeito a i -ésima coordenada. Se σ_{ii} corresponder a uma tensão uniaxial σ , aplicada a um ângulo θ com relação ao eixo de magnetização, para a energia magnetoelástica, podemos simplificar a expressão por:

$$\varepsilon_{\text{magnetoelástica}} = -\frac{3}{2} \lambda_s \sigma \cos^2 \theta, \quad (2.8)$$

Deve ser ressaltado que, no caso de filmes finos, é difícil quantificar a energia magnetoelástica devido à aderência do filme ao substrato, impedindo assim uma mudança livre das dimensões quando este é submetido a um campo magnético externo. Uma fonte de anisotropia em amorfos é a existência de defeitos e impurezas que geram tensões internas residuais. Estas fontes juntamente com a magnetostricção da amostra resultam em anisotropias magnetoelásticas ao longo do material.

2.3 Domínios Magnéticos

Os materiais ferromagnéticos caracterizam-se por apresentarem uma magnetização local espontânea onde, mesmo na ausência de um campo magnético externo, observa-se a formação de regiões internas com uma direção preferencial da magnetização, denominadas domínios magnéticos (Figura 2.3). Por sua vez, estes são separados pela rotação gradual dos momentos até o alinhamento com a magnetização do domínio vizinho, rotação esta que caracteriza a formação de paredes de domínios conhecidas também como paredes de Bloch, tal como representado na Figura 2.3 (b,c).

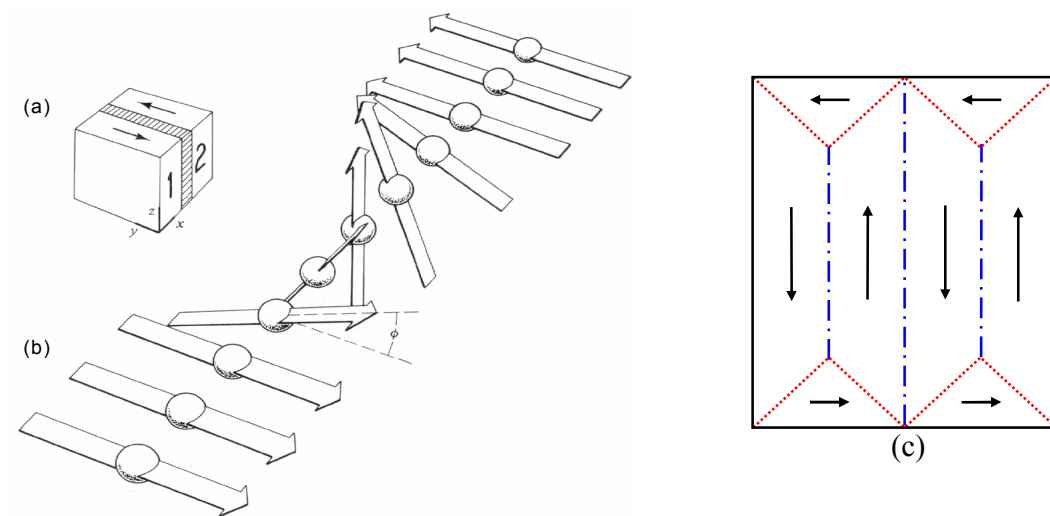


Figura 2.3 (a) estrutura de um ferromagneto com apenas dois domínios magnéticos orientados antiparalelamente (b) estrutura da parede de domínio para este ferromagneto.(c) visualização dos domínios de um ferromagneto, [38].

No caso de filmes finos, devido à espessura da amostra, as paredes de domínios giram no plano do filme, devido à minimização de energia. A esta parede dá-se o nome de Parede de Néel [38, 53]. Devido à competição energética entre dois domínios magnéticos como, por exemplo, o ferro que apresenta domínios adjacentes com ângulos de orientação dos spins com até 180° , a parede de domínio terá uma espessura limitada δ , que dependerá de uma constante de troca A e de uma constante de anisotropia K_{ef} , na forma [38,54].

$$\delta = \sqrt{\frac{A}{K_{ef}}} \quad (2.9)$$

A constante de anisotropia efetiva K_{ef} pode ser uma constante de anisotropia uniaxial ou a primeira constante de anisotropia no caso de materiais cúbicos. Para os materiais amorfos, a inexistência de rede cristalina faz com que não exista anisotropia magnetocristalina, mas as tensões produzidas durante a fabricação do filme serão as responsáveis por uma constante de

anisotropia efetiva $K_{ef} = K_\alpha$ que irá determinar a estrutura das paredes de domínios nestes materiais.

2.4 Dinâmica da Magnetização

A dinâmica da magnetização é descrita pela equação do movimento de Landau-Lifshitz,

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \quad (2.10)$$

onde γ é o fator giromagnético, M_s é a magnetização de saturação, \vec{H}_{eff} é o campo magnético efetivo e α o parâmetro de amortecimento de Gilbert. O campo magnético efetivo \vec{H}_{eff} leva em consideração todos os campos macroscópicos e microscópicos atuantes no sistema magnético. Este campo pode ser calculado a partir da energia livre exposta anteriormente. Uma possível configuração do campo efetivo é dada pela expressão

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H} + \vec{H}_a + \frac{2A}{\mu_o M_s} \nabla^2 \vec{M} \quad (2.11)$$

onde este campo \vec{H} é o campo magnético interno (soma do campo aplicado e do campo desmagnetizante), \vec{H}_a o campo de anisotropia e A é a magnitude da constante de troca. Na expressão (2.10) outros termos podem aparecer dependendo do sistema magnético a ser estudado, de modo que termos referentes a outras contribuições com a energia podem ser adicionados. Na expressão (2.10) foi adicionado o termo de amortecimento de Gilbert, o qual para pequenos amortecimentos faz com que esta expressão seja equivalente ao termo de amortecimento original de Landau-Lifshitz. Este termo de amortecimento fenomenológico conserva o comprimento do vetor magnetização \vec{M} .

O amortecimento citado acima reflete a “inércia” de rotação da magnetização devido à interação entre seus vizinhos, acarretando assim um mecanismo diferente na dinâmica geral da magnetização descrita apenas pela expressão apresentada por Landau-Lifshitz.

Como já mencionado, as amostras ferromagnéticas podem apresentar estrutura de múltiplos domínios, onde cada um apresenta uma direção preferencial da magnetização. Estas orientações são tais que, macroscopicamente, a magnetização na periferia do ferromagneto é próxima de zero. Quando um campo magnético externo é aplicado sobre esta amostra, os domínios que apresentam orientações favoráveis, isto é, na direção do campo, aumentam seu volume através do movimento reversível das paredes de domínios, deixando assim a amostra macroscopicamente magnetizada.

Com um acréscimo ainda maior do campo, os momentos magnéticos iniciam sua rotação. Porém, este efeito ocorre simultaneamente com o movimento irreversível das paredes de domínio. Com um campo magnético suficientemente forte, o único efeito a que o ferromagneto é submetido é a rotação dos momentos, até o alinhamento completo com o campo magnético externo.

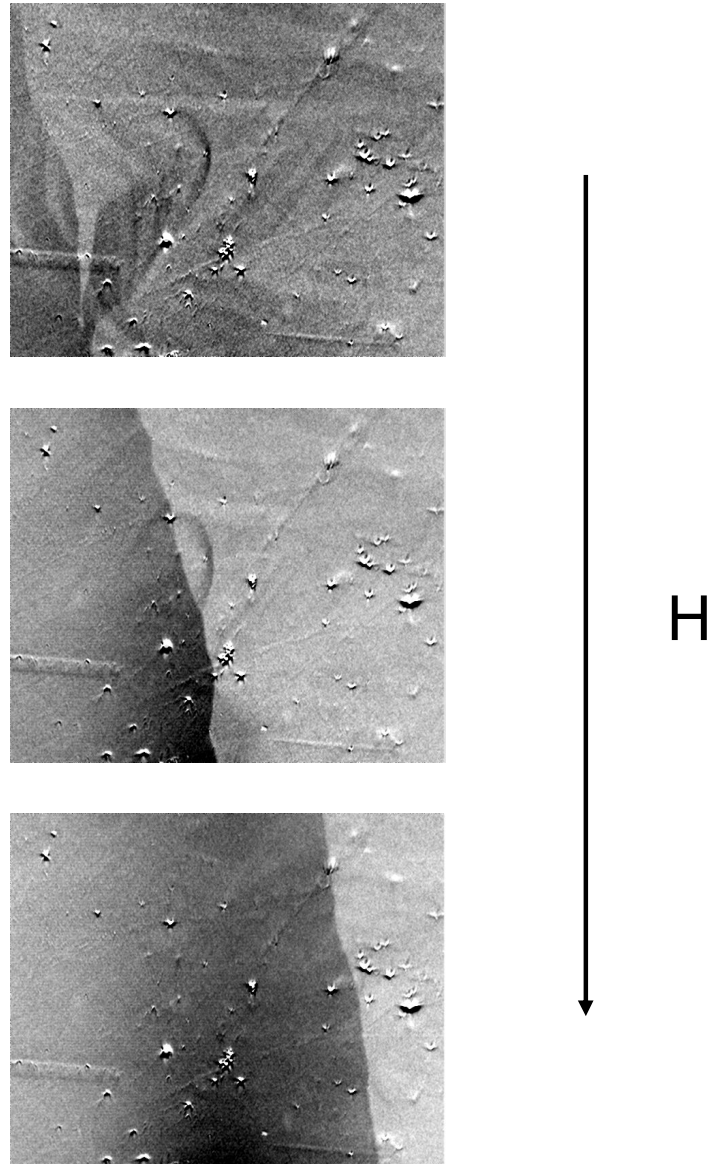


Figura 2.4 Representação da estrutura de domínios e os movimentos das paredes de domínios em função do campo magnético externo, para um filme fino de $\text{Fe}_{73.5}\text{Nb}_3\text{Cu}_1\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$, microscopia realizada por A. D. dos Santos – IFUSP.

Quando uma amostra ferromagnética excursiona em sua curva de histerese sob o efeito de um campo magnético externo de baixa frequência, obtêm-se uma dependência não linear da magnetização macroscópica \vec{M} em relação ao campo. A curva resultante dá-se o nome de Ciclo de Histerese. Destas curvas, muitas características magnéticas importantes do material podem ser

obtidas. Por exemplo, a área da curva de histerese nos informa a energia dissipada durante o ciclo. Na Figura 2.5 pode ser observado um ciclo de histerese típico para um ferromagneto. Neste podem ser observados diretamente fatores importantes para o material, tais como: o campo coercivo (H_c), a magnetização remanente (M_r), a magnetização de saturação (região III) e a curva virgem de magnetização (indicada na figura).

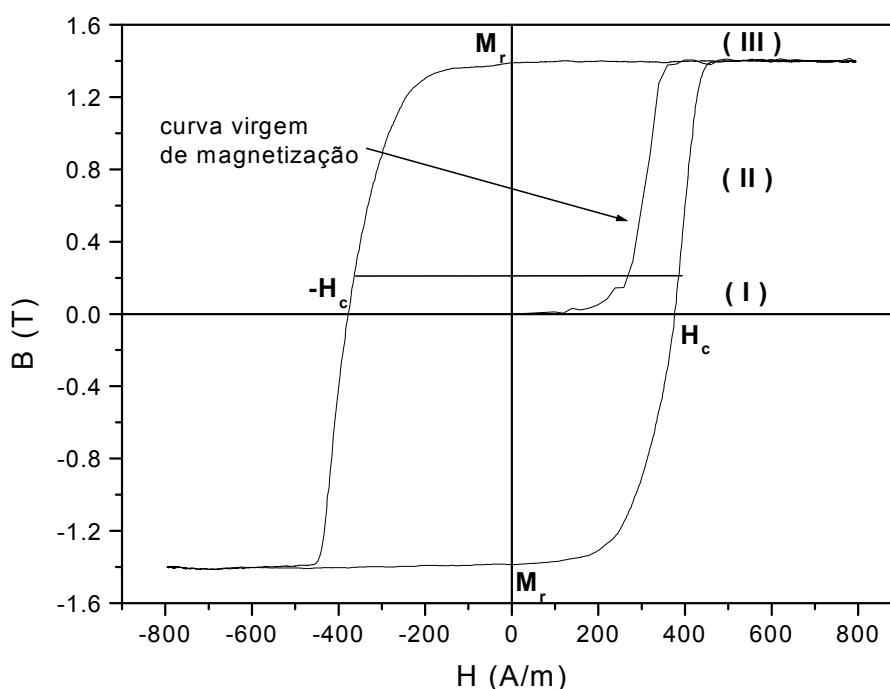


Figura 2.5 Curva de histerese característica de um material ferromagnético, B6 – 23nm.

Para descrever a curva de magnetização dos materiais ferromagnéticos é conveniente detalhar as várias etapas que constituem o que é usualmente chamado de processo de magnetização de um material ferromagnético. Para tal detalhamento parte-se de uma amostra em um estado desmagnetizado. A partir do estado inicial, ao ser aplicado um campo externo é verificado que, se o campo não ultrapassar algum limite (que depende da amostra em particular) ocorrem variações reversíveis na magnetização. Nesta região, o processo de magnetização ocorre, em grande escala, por deslocamentos reversíveis das paredes de domínios bem como, em menor intensidade, por rotações, também reversíveis, da magnetização. Esta região de magnetização

reversível também define o que é chamada de região inicial da curva de magnetização ou zona de permeabilidade inicial (região I).

Para campos maiores que o limite acima mencionado o processo de magnetização se torna irreversível e é dominado tanto por rotações irreversíveis da magnetização quanto por deslocamentos irreversíveis das paredes de Bloch. Esta região recebe o nome de região de magnetização irreversível.

Se o campo aplicado for aumentado, o processo de magnetização do material fica essencialmente dominado pela rotação da magnetização, o que define a região de aproximação da saturação (região III). A partir daí o material entra na região de saturação técnica onde o aumento do campo produzirá variações muito pequenas da magnetização (reversíveis).

Ao ser diminuindo o valor do campo aplicado, a partir da saturação técnica, a magnetização da amostra não se torna nula, mas assume o seu valor de remanência. Invertendo o sentido do campo e aumentando sua intensidade, a magnetização continua a diminuir de valor a partir do seu valor de remanência, passando por zero em um campo chamado de campo coercivo, finalmente atingindo o seu valor de saturação na direção oposta à original para campos suficientemente altos. Diminuindo-se a intensidade do campo à zero a partir deste ponto, a magnetização atinge a remanência negativa. Aumentando-se o campo no sentido positivo a magnetização passa por zero e atinge o valor de saturação na direção de saturação original, fechando o ciclo completo de histerese. Ciclos subsequentes estarão superpostos a este ciclo original, e a curva virgem (ou inicial) de magnetização não será mais percorrida pela amostra a menos que a mesma seja submetida a um processo de desmagnetização (que pode ser obtido, por exemplo, submetendo a amostra a um campo alternado de magnitude decrescente a zero).

Alguns aspectos devem ser sempre considerados com relação aos processos de magnetização de materiais ferromagnéticos, tais como a ocorrência de modificações na topologia da estrutura de domínios [34,55,56], ou seja a aniquilação dos domínios originais com o aparecimento de outros, cujas paredes passam a se movimentar sob a ação do campo externo, produzindo inclusive saltos e ruído Barkhausen [57]. Estas modificações topológicas ocorrem a valores específicos da magnetização do material em estudo e dependem do ângulo entre o campo externo e os eixos de fácil magnetização. O valor de campo correspondente depende do fator de desmagnetização da amostra.

2.4.1 Movimento das Paredes de Domínios

Para evitar a complexidade do tratamento geral da energia livre magnética, vamos seguir o procedimento usado por Kittel e outros [38,58,59], para estudar o movimento das paredes de domínios. Este consiste em analisar o caso mais simples de uma parede de Bloch de 180° plana cujo movimento, é por consequência, unidimensional.

As equações de movimento para as paredes de domínios só foram obtidas para os casos simples de paredes de 180° , onde se desprezam os graus de liberdade internos da parede. Consideremos a parede de 180° plana separando dois domínios em uma amostra com forma de paralelepípedo, como mostrada na figura 2.6 abaixo.

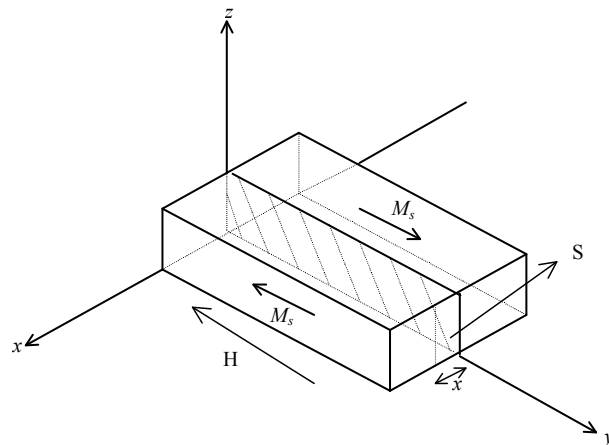


Figura 2.6 Amostra em forma de paralelepípedo com apenas dois domínios separados por uma parede plana de 180° .

Ao ser aplicado um campo externo na direção do eixo y , o domínio com magnetização paralela ao campo cresce em volume, em detrimento do domínio com magnetização anti-paralela, crescimento este que ocorre através de movimento reversível da parede. Caso a amostra tivesse comprimento infinito e fosse completamente livre de defeitos, um campo externo infinitesimal deslocaria a parede até um dos extremos da mesma, levando-a à saturação. Entretanto, em uma amostra ferromagnética real existem muitos obstáculos ao movimento da parede, em geral ligados à existência de defeitos e impurezas no material. Estes obstáculos podem levar a parede a um movimento que ocorre em saltos, chamados de saltos Barkhausen. Devido à presença destes

defeitos, a energia total da amostra vai depender também da posição das paredes de domínios, e pode ser escrita como:

$$\varepsilon(H, x_j) = -\mu_0 H M_s \sum_k v_k \cos \phi_k + V(x_j), \quad (2.12)$$

onde $k=1,2$ e $V(x_j)$ é um termo devido à presença dos defeitos, M_s é a magnetização de saturação, v_k são os volumes ocupados pelos domínios e ϕ_k é o ângulo entre o campo externo e a magnetização do k -ésimo domínio.

A aplicação do campo externo faz com que a parede sofra um deslocamento x . Como resultado, os volumes relativos ocupados pelos dois domínios tornam-se:

$$v_1 = S \left(\frac{l}{2} + x \right) \quad \text{e} \quad v_2 = S \left(\frac{l}{2} - x \right), \quad (2.13)$$

onde S é a área da parede e l a largura do domínio. Se o campo aplicado é paralelo ao plano y-z, $\phi_1 = 0$ e $\phi_2 = \pi$. Então:

$$\varepsilon(H, x) = -\mu_0 H M_s S \left(\frac{l}{2} + x \right) + \mu_0 H M_s S \left(\frac{l}{2} - x \right) + V(x_j) \quad (2.14)$$

a expressão (2.12) pode ser escrita como:

$$\varepsilon(H, x) = -2\mu_0 H M_s S x + V(x). \quad (2.15)$$

Para se ter uma configuração estável dos domínios, a energia livre do conjunto deve satisfazer as seguintes condições:

$$\delta\varepsilon = 0 \Rightarrow \frac{\partial \varepsilon(x)}{\partial x} = 0$$

e

$$\frac{\partial^2 \varepsilon(x)}{\partial x^2} > 0.$$

Aplicando esta condição de equilíbrio à expressão (2.15), tem-se:

$$\frac{1}{S} \frac{\partial \varepsilon(x)}{\partial x} = -2\mu_0 HM_s + \frac{\partial \gamma}{\partial x} = 0, \quad (2.16)$$

onde

$$\gamma(x) = \frac{V(x)}{S}. \quad (2.17)$$

A condição de mínimo da energia da parede é completada pela exigência $\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x^2} > 0$, ou seja,

$\frac{\partial^2 \gamma}{\partial x^2} > 0$. Aplicando esta condição a partir de (2.16), tem-se finalmente:

$$\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x^2} = \frac{\partial}{\partial x} \left[-2\mu_0 HM_s S + \frac{\partial V}{\partial x} \right] = \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} > 0 \quad (2.18)$$

onde $\frac{\partial \gamma}{\partial x} = \frac{1}{S} \frac{\partial V}{\partial x}$ é a *pressão restauradora* da parede, pois $F = -\frac{\partial V}{\partial x}$.

A condição 2.18 é a condição de equilíbrio na qual a pressão exercida pelo campo externo $2\mu_0 HM_s$ deve ser contrabalançada pela pressão restauradora da parede $\frac{\partial \gamma}{\partial x}$. O movimento das paredes pode ser melhor visualizado com o auxílio da figura 2.7.

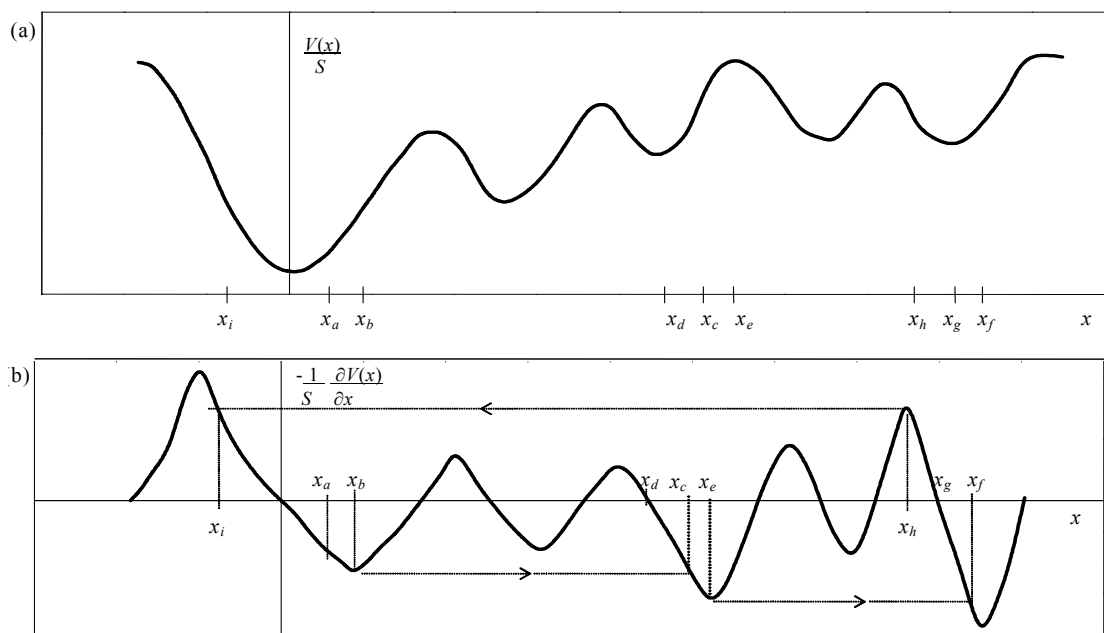


Figura 2.7 (a) Energia de uma parede em função de sua posição e (b) a pressão restauradora exercida sobre a mesma [23].

Se a parede estiver inicialmente na origem ($x=0$ na figura 2.7) e for aplicado um campo H , a mesma sofrerá um deslocamento reversível até a posição x_a , que corresponde ao ponto onde a pressão exercida pelo campo externo $2\mu_0 H M_s$ é contrabalançada pela pressão restauradora $\frac{\partial \gamma}{\partial x}$. Se o campo diminuir lentamente até zero, a parede retornará à posição de origem, sempre assumindo posições que satisfazem a condição de equilíbrio. Se o campo for aumentado a partir do valor que tinha quando a parede ocupava a posição x_a , ela continuará o movimento reversível até que na posição x_b , $\partial^2 \gamma / \partial x^2 = 0$ (pressão restauradora da parede). Um pequeno acréscimo do campo faz com que a parede ocupe uma posição onde $\partial \gamma / \partial x$ não é mais suficiente para contrabalançar a pressão exercida pelo mesmo termo $2\mu_0 M_s H$. Esta "não-estabilidade" está associada à região onde $\partial^2 \gamma / \partial x^2 < 0$. A parede então vai deslocar-se irreversivelmente até atingir a posição x_c onde as condições $2\mu_0 M_s H = \partial \gamma / \partial x$ e $\partial^2 \gamma / \partial x^2 > 0$ são novamente satisfeitas. Estando a parede em x_c e diminuindo o campo até zero, ela deslocar-se-á reversivelmente até o ponto x_d . Com isto a magnetização não volta a assumir o seu valor inicial $M=0$, mas um valor correspondente à posição x_d . Continuando a aumentar o campo a partir de x_c , a parede deslocar-

se-á reversivelmente até x_e , quando então ocorrerá um novo salto até a posição x_f . Uma diminuição do campo, a partir deste ponto, fará com que a parede se desloque reversivelmente até x_g , onde um valor de remanência diferente daquele associado ao ponto x_d , é observado. Aumentando-se o campo no sentido inverso haverá um movimento reversível até a posição x_h seguido de um grande salto até x_i , revertendo o sentido da magnetização e assim sucessivamente.

2.4.1.1 Movimento Irreversível das Paredes de Domínios

Para descrever o movimento irreversível das paredes de domínios, mencionado na sessão anterior, partimos novamente do caso de uma parede de 180° plana, onde os graus de liberdade internos da parede não são considerados. Kittel [38] mostrou que a equação de movimento para tal parede, sob a ação de um campo externo pequeno é dada por:

$$m_w \ddot{x} + \beta \dot{x} + d\delta(x) \frac{dV(x)}{dx} = 2\mu_0 M_s H, \quad (2.19)$$

onde m_w é a massa da parede, β é o coeficiente de amortecimento associado às correntes de Foucault ou a defeitos presente no material (em geral de dimensões menores do que a espessura da parede) e $V(x)$ é um potencial de interação da parede com os defeitos do material. Observa-se que quando as paredes superam as barreiras descritas por $V(x)$ ocorrem os chamados ruídos ou saltos Barkhausen.

Se o campo externo for maior do que a pressão exercida, ocorrerão deslocamentos irreversíveis das paredes de domínios. As interações das paredes com os defeitos são descritas pela pressão restauradora $\frac{\partial \gamma}{\partial x}$ (força de “pinning”) e, neste caso, o campo aplicado é:

$$H = H_{loc} - H_c, \quad (2.20)$$

onde H_{loc} é o campo local que atua sobre a parede e

$$H_c = \frac{1}{2\mu_0 M_s} \frac{\partial \gamma}{\partial x}. \quad (2.21)$$

A existência de uma massa para a parede de domínio foi proposta por Döring [38], o qual mostrou, com uma boa aproximação, que a energia de uma parede em movimento é diferente daquela para uma parede em repouso por um termo associado aos efeitos desmagnetizantes. Ele propoz também que a diferença é proporcional ao quadrado da velocidade da parede $\left(\dot{x}\right)^2$, chegando à seguinte expressão para a massa da parede:

$$m_w = \left(\frac{1}{4\pi\gamma^2}\right) \int_0^\pi \frac{d\theta}{dx} d\theta, \quad (2.22)$$

onde γ é a razão giromagnética e θ o ângulo entre a direção da magnetização e o eixo x . Em sistemas metálicos e amorfos, $m_w \ddot{x} \ll \beta \dot{x}$, onde β é um coeficiente de viscosidade da parede e \dot{x} é a derivada em relação ao tempo da posição da parede. Fazendo estas considerações, a expressão 2.19 pode ser reescrita como:

$$\beta \dot{x} = 2\mu_0 M_s (H_{loc} - H_c) \quad (2.23)$$

ou

$$\beta \dot{x} = 2\mu_0 M_s H_{loc} - \frac{\partial \gamma}{\partial x}. \quad (2.24)$$

O fator de amortecimento viscoso β tem origem nas perdas de energia associadas com o movimento de uma parede de domínio. A principal contribuição para este fator é devido às perdas por correntes de Foucault. Supondo paredes de domínio planas e não-interagentes e tendo uma largura muito menor que a espessura da amostra d , a contribuição das correntes de Foucault para β é [56]:

$$\beta_F = \frac{4M_s^2 d \sigma}{\pi^3}. \quad (2.25)$$

A expressão (2.25) foi amplamente estudada por Williams, Shockley e Kittel [38], que mostraram que o movimento de uma parede de domínio em sistemas metálicos é governado pelo

amortecimento devido às correntes de Foucault, o que resulta em uma dependência linear da velocidade da parede de domínio com o campo H_{loc} , partindo da equação 2.23 e tendo

$$\dot{x} = \frac{2\mu_0 M_s}{\beta} (H_{loc} - H_c) \text{ e } k = \frac{2\mu_0 M_s}{\beta} \text{ então:}$$

$$\dot{x} = k(H_{loc} - H_c), \quad (2.26)$$

onde o valor teórico da constante de proporcionalidade, obtido a partir das equações de Maxwell e é dado por [34]:

$$k^{-1} = \frac{8\mu_0 M_s \sigma d}{\pi^3} \left(\sum_n \frac{1}{n^3} \right) \quad (2.27)$$

onde temos que M_s é a magnetização de saturação, σ é a condutividade elétrica do material e d a espessura da amostra.

O fluxo magnético total correspondente a uma seção transversal da amostra, como mostrada na figura 2.6, é dado por:

$$\phi = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \cdot \vec{S} \quad (2.28)$$

então:

$$\phi = \mu_0 (H_a + M_s)[d \cdot (l/2 + x)] - \mu_0 (H_a + M_s)[d \cdot (l/2 - x)] \cong 2\mu_0 M_s x d \quad (2.29)$$

e a taxa de variação de fluxo fica

$$\dot{\phi} = 2\mu_0 M_s \dot{x} d \quad (2.30)$$

logo:

$$\dot{\phi} = 2\mu_0 M_s dk (H_{loc} - H_c) \quad (2.31)$$

$$\frac{1}{2\mu_0 M_s dk} \dot{\phi} = H_{loc} - H_c \quad (2.32)$$

$$\frac{1}{2\mu_0 M_s} \frac{8\mu_0 M_s d}{\pi^3} \sigma \dot{\phi} \sum_n \frac{1}{n^3} = H_{loc} - H_c \quad (2.33)$$

$$\left(\frac{4}{\pi^3} \sum_n \frac{1}{n^3} \right) \sigma \dot{\phi} = H_{loc} - H_c \quad (2.34)$$

Com as considerações acima, teremos:

$$\sigma G \dot{\phi} = H - H_c \quad (2.35)$$

onde G é um fator giromagnético dado por:

$$G = \frac{4}{\pi^3} \left(\sum_n \frac{1}{n^3} \right). \quad (2.36)$$

A equação 2.36 é uma equação adimensional que depende de considerações feitas sobre a forma da parede e a geometria da seção transversal da amostra.

2.5 Distribuições de tamanho e duração dos saltos Barkhausen

Os processos de magnetização correspondem a um aspecto antigo e extensivamente explorado das propriedades magnéticas dos materiais. Entretanto, devido à complexidade da estrutura de domínios, somente algumas situações simplificadas têm sido consideradas no estudo. O passo dado por Kittel [38] que estabeleceu a equação de movimento para as paredes de domínio foi fundamental para o entendimento da dinâmica dos processos de magnetização e, particularmente, do ruído Barkhausen.

O ruído Barkhausen é caracterizado por distribuições de tamanho, área e duração dos saltos, por definir a manifestação de um sistema complexo e o sinal de ruído propriamente dito, os quais são flutuações em torno de um valor médio de $\frac{d\phi}{dt}$. Estas flutuações são similares às flutuações nas variáveis termodinâmicas na vizinhança de transições de fase e por isso exibem as distribuições do tipo leis de potência com “cutoff”. Para cada conjunto de séries temporais define-se um nível de ruído acima do qual o sinal é considerado válido, como mostrado na figura 2.8 abaixo. A passagem por este nível com derivada positiva do sinal caracteriza o início de um pulso Barkhausen. Após o início do pulso o mesmo é considerado nulo quando o nível de ruído é cruzado pelo sinal, outra vez, com derivada negativa. A duração do pulso corresponde à diferença de tempo entre as duas passagens pelo nível de ruído. A amplitude de um impulso corresponde ao valor máximo do sinal entre o início e o fim do pulso e a área corresponde à integral do sinal durante o intervalo de duração dos pulsos.

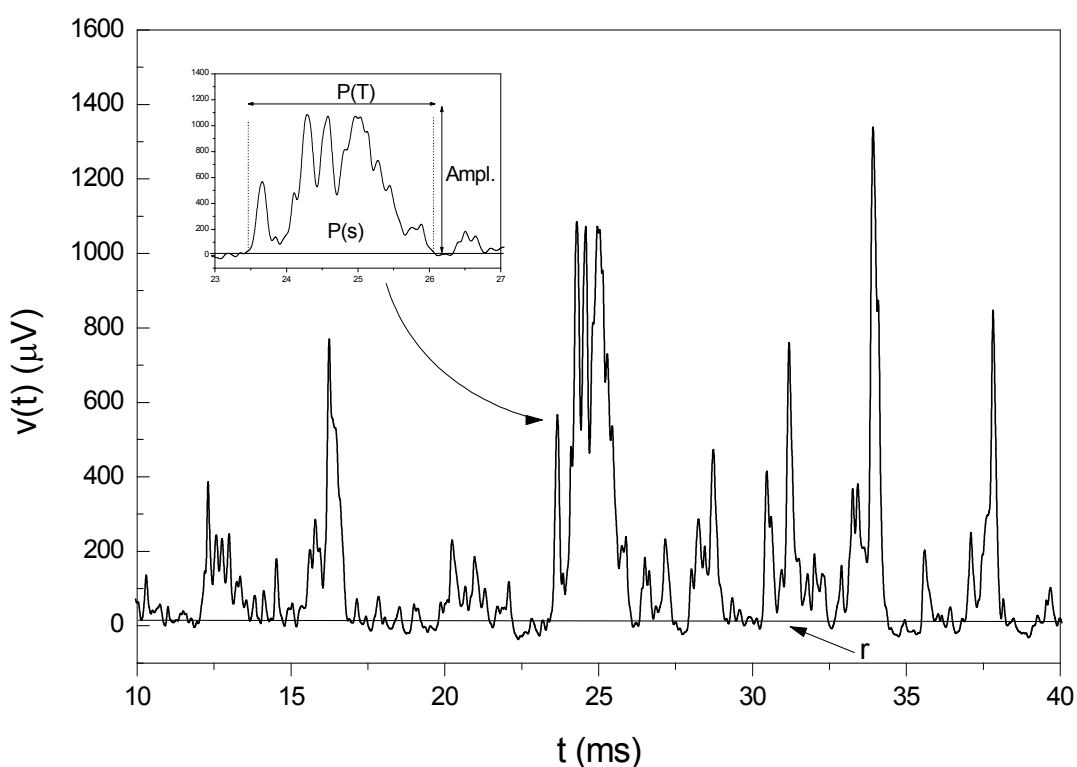


Figura 2.8 Representação da obtenção das distribuições de amplitude, área e duração de impulsos.

As distribuições de tamanho e tempo de duração dos pulsos exibem um comportamento com lei de potência, associado a um valor de corte exponencial (cutt-off = x_0) relacionado com o tamanho finito do sistema, dado por:

$$P(x) = x^{-a} \exp(-x/x_0) \quad (2.37)$$

Como consequência, é esperado que estas distribuições exibam um comportamento do tipo lei de potência f^x .

Em função deste comportamento, as propriedades estatísticas e o efeito da dimensionalidade dos materiais no estudo do ruído é dado através da equação das distribuições de área:

$$P(s) = s^{-\tau} f(s/s_0) \quad (2.38)$$

onde s é a área, s_0 o valor de corte e τ é o expoentes da lei de potência.

E a distribuição da duração dos saltos é dada por:

$$P(T) = T^{-\alpha} g(T/T_0), \quad (2.39)$$

onde T é a duração dos saltos Barkhausen, T_0 é o valor de corte e α é o expoentes da lei de potência.

Trabalhos recentes de G. Durin e colaboradores [2,5,12-19,60] mostraram existir duas classes de universalidade com relação aos expoentes das distribuições de amplitude, tamanho e tempo de duração dos saltos. Durin e colaboradores investigaram materiais magnéticos, em forma de fitas, com composições de FeSi e Fe₆₄Co₂₁B₁₅, amorfos e nanocristalinos, submetidos a tensões mecânicas, onde mostraram que as duas classes de universalidade com relação aos expoentes das distribuições de amplitude, tamanho de salto e tempo de duração dos saltos. A primeira classe, na qual os expoentes da lei de potência são dados por valores de $\tau = 1.50 \pm 0.05$ e $\alpha = 2.0 \pm 0.2$, inclui os materiais amorfos cristalinos e policristalinos e é associada à dinâmica de magnetização governada por interações de longo alcance de origem dipolar. A segunda classe, na qual os expoentes de potência são dados por valores de $\tau = 1.27 \pm 0.03$ e $\alpha = 1.5 \pm 0.1$, inclui os materiais amorfos e é relacionada a interações de curto alcance, associada a pequenos alcances de

ordenamento local e flutuações de energia em materiais magnéticos amorfos se as interações dipolares são negligenciadas.

Seguindo as investigações de Durin, neste trabalho apresenta-se o estudo do ruído Barkhausen em filmes finos com diversas espessuras [61] (variando de 20nm à 5000nm), produzidos no Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos (LMMM). O principal objetivo do mesmo é investigar a dependência dos expoentes das distribuições de amplitude, área e tempo de duração dos saltos Barkhausen com a dimensionalidade e microestrutura das amostras. Neste intervalo de espessura, as amostras passam de um regime considerado de 2D para 3D. Sendo assim, investiga-se se a espessura dos filmes afeta ou não o ruído Barkhausen e suas distribuições e procura-se estabelecer uma nova classe de universalidade destes expoentes observando uma possível dependência com os valores de corte das distribuições.

2.6 Laços de Histerese x Freqüência de aquisição

A física dos filmes magnéticos finos e ultrafinos tem sido extensivamente estudada devido a sua grande importância em várias aplicações, indo desde multicamadas a dispositivos de alta frequência. Por esta razão, muitos artigos recentes [6-11] investigaram a dinâmica da reversão da magnetização em estruturas quase ou totalmente bi-dimensionais (2D), revelando a existência de características universais e propriedades das curvas de histerese com escalas invariantes. Mesmo com estes esforços, uma descrição geral é ainda um problema em aberto, uma vez que a maioria dos resultados experimentais estão ainda sendo interpretados, seguindo o quadro geral de alguns modelos existentes. O modelo de Zhong consiste no estudo dos grupos de renormalização de Monte Carlo da escala dinâmica da histerese no modelo de Ising bidimensional [62], Lyuksyutov e colaboradores, estudaram a teoria das curvas de histerese em ferromagnetos [63], Chakrabarti e Acharyya, estudaram a transição dinâmica e histerese [64] e Lee e colaboradores, estudaram a dinâmica de magnetização reversa em filmes finos epitaxiais de Fe/GaAs(001) [65].

Os estudos realizados até o momento mostraram uma forte dependência da área dos laços de histerese em função da frequência e da amplitude do campo externo aplicado, numa relação do tipo lei de potência:

$$A \sim A_0 + H_0^\alpha \omega^\beta T^{-\gamma} \quad (2.40)$$

onde A_0 é a área do laço estático de histerese, H_0 é a amplitude do campo (magnetizante) senoidal externo com frequência ω , T é a temperatura e α , β e γ são três expoentes de escala.

O modelo mais utilizado para interpretar este resultado é o modelo de "depinning" de paredes de domínio, proposto por Bland e colaboradores [6,7]. Neste modelo, considera-se que a histerese é devida principalmente ao movimento de paredes de domínio. Neste caso, parte-se de uma lei fenomenológica para a velocidade da parede de domínios dada por:

$$v(H) = \mu(|H| - H_p) \theta(|H| - H_p), \quad (2.41)$$

onde μ é a mobilidade da parede, H_p é o campo de "depinning", θ é a função degrau de Heaviside e $H = H_0 \sin(\omega t)$ é o campo aplicado. Seguindo o caso proposto na referência [9], a expressão (2.41) pode ser resolvida analiticamente de forma que o campo coercivo é dado por:

$$H_c(\omega) \cong H_p + \left(2L\omega \sqrt{H_0^2 - H_p^2} / \mu \right)^{1/2} \quad (2.42)$$

onde L é o tamanho da amostra no caso de uma única parede de domínio ou a distância típica entre paredes de domínios em um caso mais geral. A área do laço é dada (em frequências baixas) por:

$$A \cong A_0 + M_s \frac{8}{3} \sqrt{\frac{2\omega L}{\mu} \sqrt{H_0^2 - H_p^2}}, \quad (2.43)$$

onde $A_0 = 4M_s H_p$ é a área do laço no limite quase estático. Os laços de histerese obtidos pela aplicação deste modelo são mostrados na figura 2.8.

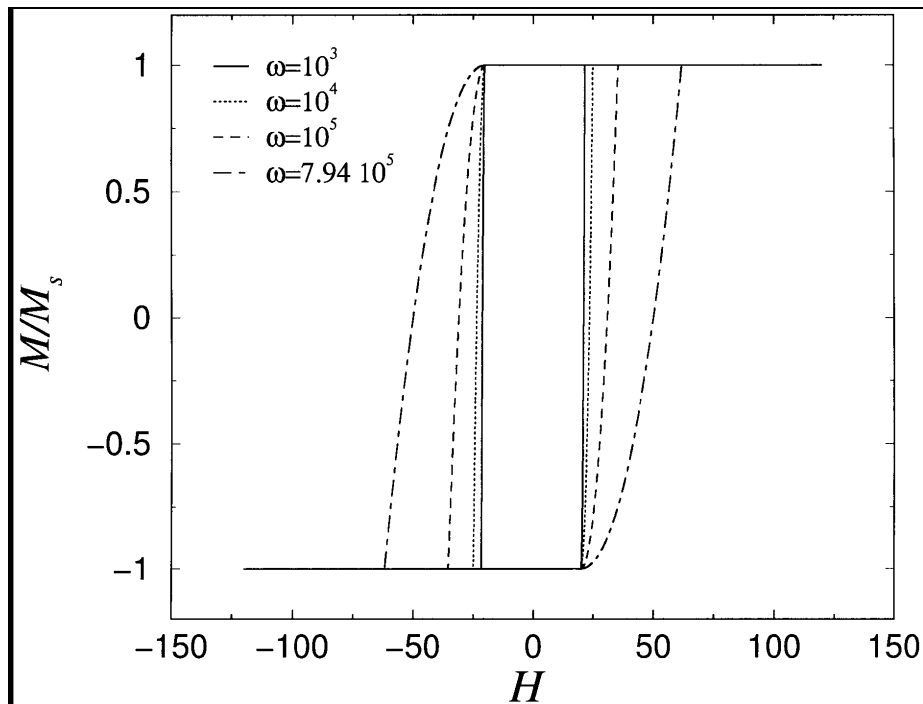


Figura 2.8 Laços de histerese dinâmica calculados pelo modelo de “depinning” de paredes de domínio.

Este modelo, apesar de reproduzir a dependência da área do laço de histerese com a frequência, não inclui quaisquer efeitos tais como desordem randômica, estruturas de domínios complexas ou paredes que possam ser nucleadas ou extintas em função do campo externo. A explicação para as diferenças observadas na forma dos laços, bem como nas dependências do campo coercivo (H_c) e a área (A) com a frequência e amplitude do campo de excitação são questões abertas, as quais foram abordadas neste trabalho.

Com o objetivo de investigar este complicado problema oferecendo uma nova perspectiva, apresenta-se uma série de medidas de histerese dinâmica em filmes finos e ultrafinos de Finemet realizadas através de efeito Kerr magneto-óptico (MOKE), como empregado em todos os estudos apresentados na literatura, e por método indutivo fluxométrico [10-11], utilizando uma bobina sensora enrolada em torno da amostra. Isto nos permite investigar as propriedades da histerese dinâmica não apenas considerando as mudanças na magnetização da superfície envolvida pela área apontada pelo laser, mas também pelo volume total da amostra. Isto é particularmente importante para checar a dependência da área da curva de histerese em

função da espessura dos filmes e para entender a verdadeira natureza da dinâmica da magnetização. As interpretações dos resultados foram feitas através de um simples modelo de “depinning” de parede de domínio, como descrito acima, que pode ser resolvido analiticamente, dando razões para o comportamento geral dos dados.

3 Procedimento Experimental

3.1 Produção das Amostras

Todas as amostras foram produzidas no sistema de deposição de filmes finos do LMMM. Os filmes foram crescidos a partir de alvos de materiais puros (graus de pureza na faixa de 99 a 99.99%), maciços ou sinterizados a frio a partir de pós puros. Os alvos maciços e os pós foram adquiridos da empresa CERAC Inc., e a sinterização foi realizada no LMMM, sob a pressão típica de 40 toneladas em alvos de 2 polegadas de diâmetro.

3.1.1 Amostras Escolhidas

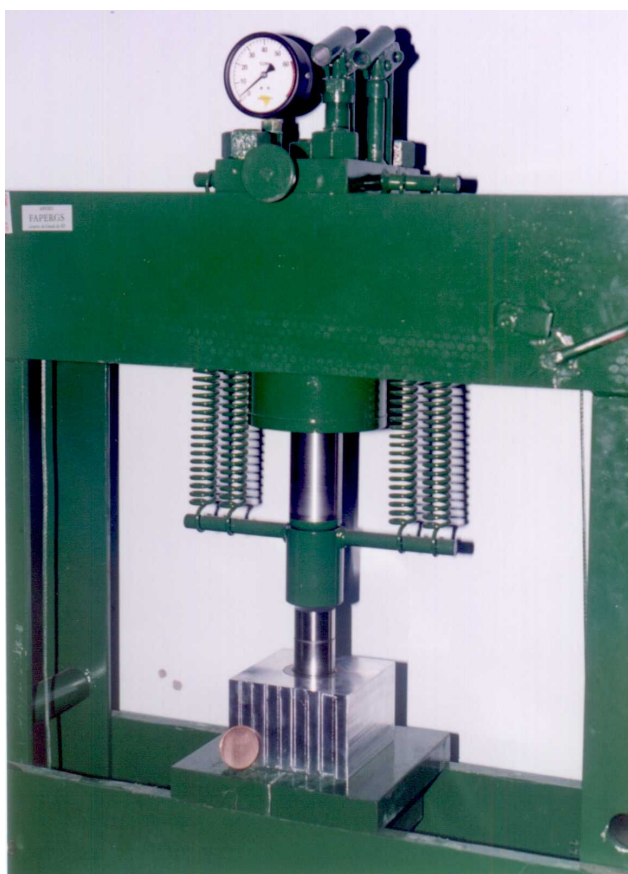
Foram produzidas amostras com diferentes composições, $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$, $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16.5}\text{B}_6$, $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$, as quais após deposição são os amorfos precursores da fase Finemet e $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$. Para cada tipo de material foram feitas várias amostras com espessuras na faixa de 20nm a 500nm, com essa faixa de espessuras podem ser realizados estudos da influência da transição 2D-3D na dinâmica da magnetização dos materiais.

3.1.2 Produção dos Alvos

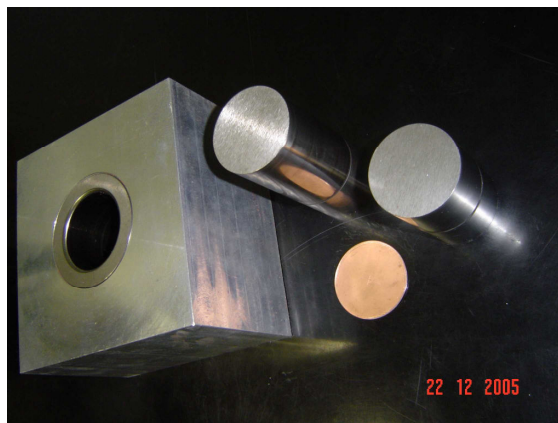
Neste trabalho foram utilizados alvos sinterizados a frio. No caso das ligas de FeCuNbSiB e do CoFeSiB, utilizaram-se os elementos químicos a partir de pó com pureza de 99,9 % e 325 mesh de tamanho. Todos os pós utilizados são da mesma empresa (*CERAC Inc.*), o que permite homogeneidade nos alvos produzidos. Após a seleção da composição de cada alvo, utilizando-se sua estequiometria percentual, foi calculada a massa de cada componente da liga que possibilitasse a produção de um alvo com 2 polegadas de diâmetro e 50 mil polegadas de espessura (onde a unidade *mil* significa 1 milésimo de polegada). Utilizando-se uma balança com precisão de 10^{-4} gramas, foi realizada a pesagem de cada elemento separadamente para posterior mistura em um *almofariz*, por aproximadamente 20 minutos.

A sinterização foi realizada utilizando-se uma prensa e um “bushing”, tendo sido aplicada uma pressão de 40-50 toneladas durante aproximadamente 30 minutos em temperatura ambiente.

Para a formatação do alvo no formato desejado, de modo a ser utilizado posteriormente no sputtering, foi desenvolvido um sistema auxiliar de prensagem (bushing, mostrado na figura 3.1). Este sistema consiste em três limitadores, responsáveis pela formatação do alvo na forma desejada e uma caneca de cobre que serve com um prato para a acomodação da liga em forma de pó.



(a)



(b)

Figura 3.1 Sistema de sinterização a frio do LMMM – UFSM. (a) prensa hidráulica com capacidade de 60 toneladas, usada para aplicação da força utilizada para prensar o alvo e (b) um “bushing” de aço inox dentro de um bloco de alumínio, usado para colocar os elementos já misturados e prensá-los entre os dois cilindros (que podem ser vistos em destaque no lado direito da figura).

3.1.3 Produção dos Filmes

O sistema de vácuo possui duas bombas de vácuo BALZERS (rotativa e difusora), capazes de diminuir a pressão na câmara até o limite de cerca de $\sim 2 \times 10^{-7}$ Torr. A partir do estabelecimento da pressão de base é iniciada a rotina de deposição. O primeiro passo deste é reduzir o fluxo de bombeamento através de um estrangulamento (persiana) localizado entre a bomba difusora e a câmara. Para um fluxo específico de gás injetado próximo aos canhões (em geral $20 \text{ cm}^3/\text{min}$), esta persiana permite ajustar a pressão de deposição na câmara, segundo a regra prática $(\text{Fluxo em cm}^3/\text{min}) = 4 \times (\text{Pressão de Ar em mTorr})$.

A espessura dos filmes é controlada pelo tempo de exposição do substrato ao plasma, considerando-se que mantidos os valores de fluxo de gás, pressão, distância alvo-substrato e corrente (DC) ou potência (RF), a taxa de deposição será constante. Para garantir a uniformidade dos filmes, o substrato é movido com velocidade constante durante a deposição, de forma que cada porção dele seja exposta a todas as regiões do plasma e por um mesmo tempo. Este movimento, em combinação com o campo magnético do canhão, permite também a indução de um eixo fácil de magnetização nos filmes magnéticos. Como só existe a possibilidade de rotação do porta-substratos, haverá uma falta de uniformidade na direção perpendicular à do movimento. Supõe-se que a amostra será uniforme nesta direção numa região de meia polegada em torno da linha do substrato que passa sobre o centro do canhão, quando este é mantido a 50 mm do alvo.

3.1.4 Calibração da taxa de deposição e Produção dos Filmes

O controle na espessura é um elemento chave para a reprodutibilidade das amostras. Este é obtido pelo controle do tempo de exposição do substrato ao plasma. Para crescer um filme de 50 \AA , com uma taxa de deposição de 2 \AA/s , precisamos manter o substrato exposto ao plasma por 25s; como o “shutter” expõe uma região de 3050 passos ao plasma, precisamos mover o substrato com uma velocidade de 122 passos/s sobre o canhão. Nesta faixa de velocidades, podemos controlar o tempo de exposição em $\approx 0.2 \text{ s}$, o que corresponderia a uma variação de espessura de $\approx 40 \text{ \AA}$.

Para obter a taxa de deposição dos materiais, foram produzidos filmes, cujas espessuras foram medidas através de difração de raios-X a baixos ângulos. O espectro de raios-X a baixo ângulo permite obter a espessura dos filmes produzidos e em conjunto com o tempo de deposição (controlado durante a produção, descrito acima) permite obter a taxa de deposição de cada material.

Todos os filmes foram crescidos em cima de uma camada de 10Å de Tântalo, usado para diminuir a rugosidade do substrato, permitindo obter um material mais homogêneo. As amostras foram produzidas a partir de filmes finos de materiais puros, crescidos por “magnetron sputtering” sobre substratos de vidro, de dimensões 24 x 50mm, da marca Deckgläser, Alemã.

Abaixo é mostrado um esquema do sistema experimental da câmara do sputtering, usada para a produção dos filmes, estudados neste trabalho.

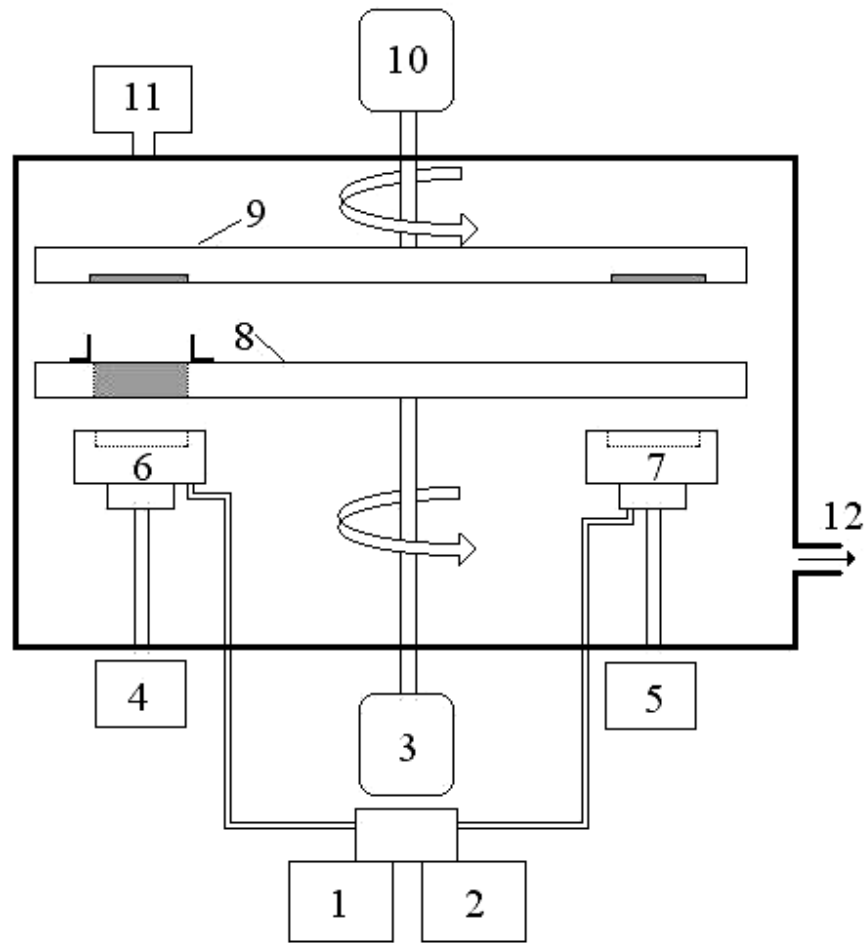


Figura 3.2 Configuração da câmara do sputtering do LMMM - UFSM onde: 1- controlador do fluxo de Ar (Argônio), 2 - controlador do fluxo O₂, 3 - motor de passo para o controle do “shutter”, 4 - Fonte RF, 5 - Fonte DC, 6 e 7 - canhão (magnetron sputtering), 8 - shutter, 9 - porta substrato, 10 - motor de passo para o porta amostra, 11 - baratron, 12 - bombas difusora e mecânica para obtenção da pressão de base.

3.2 Caracterização estrutural

Para a caracterização estrutural foi feito o estudo através da difração de raios-X a alto ângulo, onde tem-se a possibilidade de investigar indiretamente a estrutura da rede da amostra. A baixo ângulo, a difração de raios-X nos informa a espessura da amostra (como descrito na sessão 3.1.4). Para se verificar a microestrutura dos filmes como depositado em um substrato de vidro recoberto com 10 Å de Tântalo (Ta), foram produzidas amostras com espessuras que variaram

entre 20nm a 5000nm e feitas medidas por difração de raios-X a alto ângulo, utilizando-se um equipamento de Raios-X da marca Shimadzu modelo XD-7A na configuração θ - 2θ .

3.3 Caracterização Magnética

3.3.1 Medidas de Magnetização com VSM

As medidas foram feitas no magnetômetro de amostra vibrante (VSM), que mede a magnetização utilizando a perturbação provocada pelo movimento da amostra no campo magnético aplicado sobre bobinas sensoras. A amostra é mantida vibrando em uma frequência conhecida, enquanto é aplicado um campo magnético constante. Próximo a ela são colocados dois pares de bobinas sensoras, como mostradas na figura 3.3, que detectam a perturbação produzida pela vibração da amostra magnética. Este sinal é amplificado por um amplificador tipo “lock-in”, o que permite a detecção de sinais muito baixos, da ordem de microvolts. Como o sinal medido é proporcional à magnetização da amostra, é possível acompanhar a evolução da magnetização para diferentes campos magnéticos aplicados, através da variação deste. Utilizando-se um padrão conhecido é possível ainda calibrar a constante de proporcionalidade entre a tensão medida e a magnetização da amostra e assim obter uma medida absoluta.

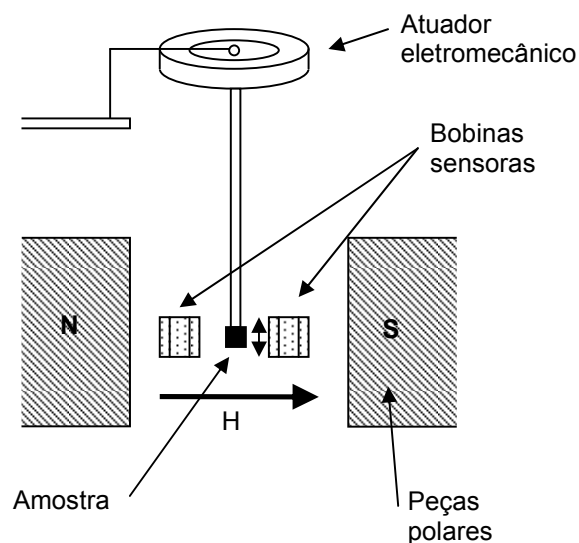


Figura 3.3 - Diagrama de blocos do sistema experimental para obtenção de curvas de magnetização – Magnetômetro de amostra vibrante (VSM), do LMMM - UFSM.

3.3.2 Medidas de Histerese Dinâmica e Observação de Estruturas de Domínios

3.3.2.1 Técnicas Magneto Ópticas

A técnica por efeito magneto óptico é baseada na iluminação da amostra magnética com luz linearmente polarizada. Como consequência dos efeitos magneto ópticos, o plano de polarização gira e o ângulo de rotação produzido por estes efeitos está diretamente relacionado à magnetização da amostra.

Para descrevermos as medidas das histereses de filmes finos a partir do Efeito Kerr, levamos em conta os coeficientes da matriz de reflexão de Fresnel que possuem componentes que dependem da magnetização do meio refletor. Se alterarmos de alguma forma a magnetização deste meio, os coeficientes também têm seus valores alterados. A intensidade da luz refletida por uma superfície é proporcional aos coeficientes da matriz de reflexão. Assim, qualquer variação da magnetização da amostra resulta numa variação da intensidade detectada da luz refletida. Portanto, podemos utilizar a intensidade da luz refletida, para monitorar a magnetização de um filme magnético, o que chamamos de sinal Kerr.

3.3.2.1.1 Sistema de Torino – Magnetômetro por Efeito Kerr

O efeito magneto-óptico relacionado à reflexão da luz sobre uma superfície magnetizada é denominado de efeito Kerr, como já mencionado anteriormente.

No caso das medidas por efeito Kerr, as amostras com dimensões 2mm x 2mm x espessura foram colocadas no interior de um conjunto de bobinas de Helmholtz capazes de produzir um campo máximo de 15kA/m. Foi utilizado um laser de He-Ne com um spot de cerca de 1mm². Para detecção do sinal refletido, foi utilizado um fotodiodo rápido capaz de responder a sinais com frequência de até 150kHz. Este conjunto permitiu a realização de medidas de ciclos de histerese em frequências de até 600Hz.

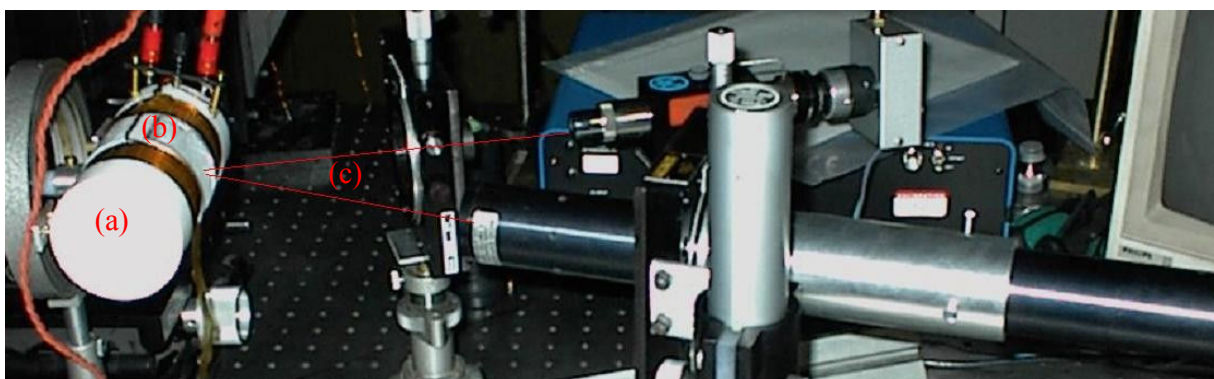


Figura 3.4 – Sistema de aquisição de histerese dinâmica - magnetômetro por Efeito Kerr do IEN – Torino, onde temos que (a) são as bobinas de Helmholtz, (b) onde está colocada a amostra e (c) são os lasers de He-Ne.

3.3.2.1.2 Sistema da USP – Microscópio por Efeito Kerr

As imagens dos domínios magnéticos foram obtidas com um microscópio de efeito magneto-óptico – microscópio por Efeito Kerr. Nesta técnica uma luz branca polarizada incide sobre a amostra através da objetiva de um microscópio, focalizado numa área de

aproximadamente 300 μm . A luz refletida passa novamente pela objetiva e por um polarizador-analisador e é registrada em uma câmara CCD (“charge coupled device”) de alta sensibilidade.

Os diferentes contrastes na imagem correspondem a diferentes intensidades da luz refletida, originada ou pela redução da intensidade da luz refletida ou pela mudança da sua polarização devido ao efeito magneto-óptico Kerr. A mudança de ângulo da polarização, por sua vez, está relacionado com a orientação da magnetização da amostra.

As imagens foram obtidas saturando-se as amostras com um campo positivo, e após retornando a campo a valores próximos de zero, onde era possível observar as imagens de domínios magnéticos. Novamente levava-se as amostras a saturação negativa, e retornava-se a valores próximos de zero, onde novamente era possível observar as imagens de domínios magnéticos.

3.3.3 Técnicas Fluxométricas - Medidas de Histerese

3.3.3.1 Sistema de Torino - IEN

Para as medidas de histerese dinâmica feitas em Turim, no Istituto Elettrotecnico Nazionale Galileo Ferraris (IEN), foi utilizado o mesmo sistema experimental que será descrito na sessão 3.3.4.1, mostrado na figura 3.5, usando amostras de dimensões 3cm x 1.5cm x espessura.

3.3.3.2 Sistema do LMMM - UFSM

Para as medidas de histerese dinâmica feitas no LMMM, foi utilizado o mesmo sistema experimental que será descrito na sessão 3.3.4.2, mostrado no diagrama de blocos da figura 3.6, usando amostras de dimensões 3cm x 1.5cm x espessura.

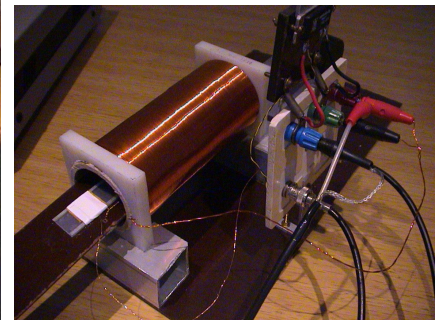
3.3.3 Medidas de Ruído Barkhausen

3.3.4.1 Sistema de Torino - IEN

Para as medidas de ruído Barkhausen feitas em Turim, no Istituto Internazionale Galileo Ferraris (IEN) foi utilizado o sistema experimental usando amostras de dimensões 3cm x 1.5cm x espessura. As mesmas foram colocadas em um circuito magnético aberto constituído por um solenóide de excitação com comprimento $L=10\text{cm}$ e razão $N/L=13200$ espiras/cm, como mostrado na figura 3.5 (b) abaixo. O campo senoidal foi calibrado com uma resistência de 1W. O fluxo induzido pela bobina de excitação e pela amostra foi captado por duas bobinas de 50 espiras com comprimento de cerca de 1cm ligadas em oposição de fase (a amostra foi posicionada em uma das bobinas sensoras, como mostradas na figura 3.5 (b)). Uma compensação fina do sinal induzido pelo solenóide de excitação foi realizada numericamente, assim como foi a integração do sinal de $d\phi/dt$ necessária para obter a curva $M \times H$ das amostras a uma dada frequência de excitação. Todas as medidas de ruído Barkhausen foram realizadas em uma sala blindada com Permalloy, usada para diminuir o nível de ruído externo.



(a)



(b)

Figura 3.5 – (a) Sistema experimental para obtenção das medidas de ruído Barkhausen do IEN – Turim, (b) bobina de campo de 10cm e bobinas de excitação, ligadas em oposição de fase, onde está posicionada a amostra.

3.3.4.2 Sistema do LMMM - UFSM

A figura 3.6 mostra o diagrama de blocos do sistema experimental usado para realizar as medidas de ruído Barkhausen.

O sistema utilizado constitui um circuito magnético, no qual a bobina de excitação, bobina de campo senoidal na figura, tem um comprimento de 15 cm e um diâmetro interno de 7cm, tendo sido construída com fio 15 AWG. Duas camadas de compensação foram utilizadas

para corrigir os efeitos das bordas. A homogeneidade de campo obtida com este sistema foi melhor do que 1% nos 7cm centrais. Para alimentação do campo foi usada uma fonte de corrente (baseada no circuito integrado OPA541), capaz de produzir um campo máximo de 14kA/m e um gerador de funções do Modelo DS 345 Stanford Research. A maioria dos instrumentos utilizados nas aquisições de dados foram alimentados por baterias para minimizar os ruídos de 60 e 120 Hz.

As bobinas sensoras, têm 50 espiras cada uma, sendo colocadas de forma a serem compensadas. Todas as bobinas sensoras foram enroladas no centro das amostras e próximas a sua superfície, tendo um comprimento de cerca de 5mm, bem inferior ao das amostras, com dimensões de 3cm x 1.5cm x espessura. O sinal detectado pela bobina sensora é ($\varepsilon(t) = -Nd\phi/dt$) e o sinal do campo é proporcional à corrente que passa na bobina de excitação. A leitura dos sinais do fluxímetro e do campo é feita em um osciloscópio digital Tektronix TDS320, com taxa de aquisição ajustável até 500 amostragens/s, conectados a um computador do tipo PC. O software de aquisição foi desenvolvido sobre a plataforma HP-VEE/Agilent VEE.

O sinal da bobina sensora é amplificado e filtrado (em modo passa baixas) pelo amplificador Stanford SR560. O filtro passa-baixas deve ser sintonizado para cortar todas as frequências acima da frequência de Nyquist. O teorema de Nyquist requer que o sinal a ser digitalizado não tenha componentes com frequências maiores do que metade da frequência de amostragem, o que é obtido ajustando-se o filtro passa-baixas integrado ao pré-amplificador. As medidas são armazenadas no disco rígido do computador para posterior processamento.

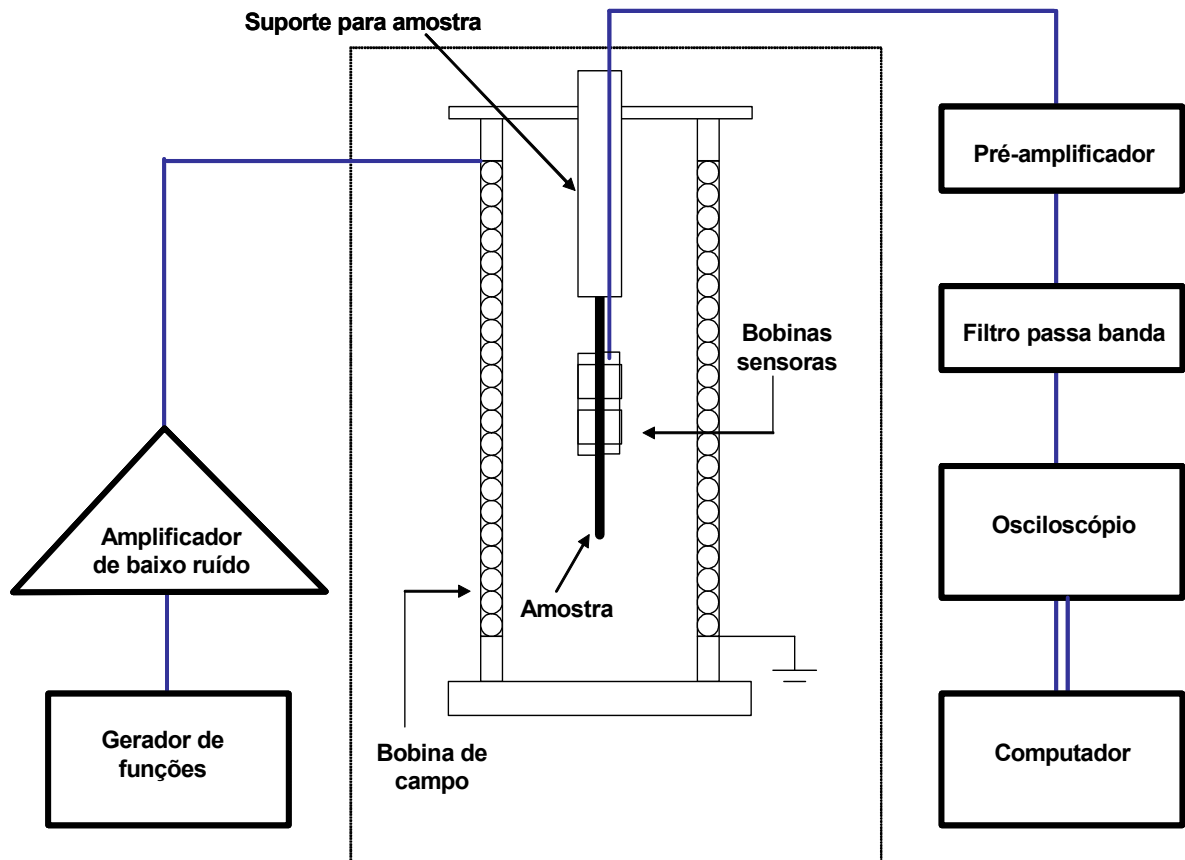


Figura 3.6 - Diagrama de blocos do sistema experimental para obtenção de séries temporais de ruído Barkhausen do LMMM - UFSM.

Para cada ciclo de histerese, a um dado valor de campo "trigger" (gatilho) (como mostrado na figura 3.7), foi adquirida uma série temporal de ruído Barkhausen com 1000 pontos, em um pequeno intervalo de campo, correspondendo em geral a um intervalo de indução de $0.2 T$. Uma medida de ruído consiste na aquisição e armazenagem de 100 séries temporais deste tipo, as quais são posteriormente, com o aumento da espessura, analisadas via Transformada de Fourier Rápida (Fast Fourier Transform ou FFT) ou via técnicas de obtenção das distribuições de amplitude, área e tempo. Para todas as medidas de ruído Barkhausen realizadas neste trabalho, foi utilizada uma taxa de amostragem de 100k amostragens/s.

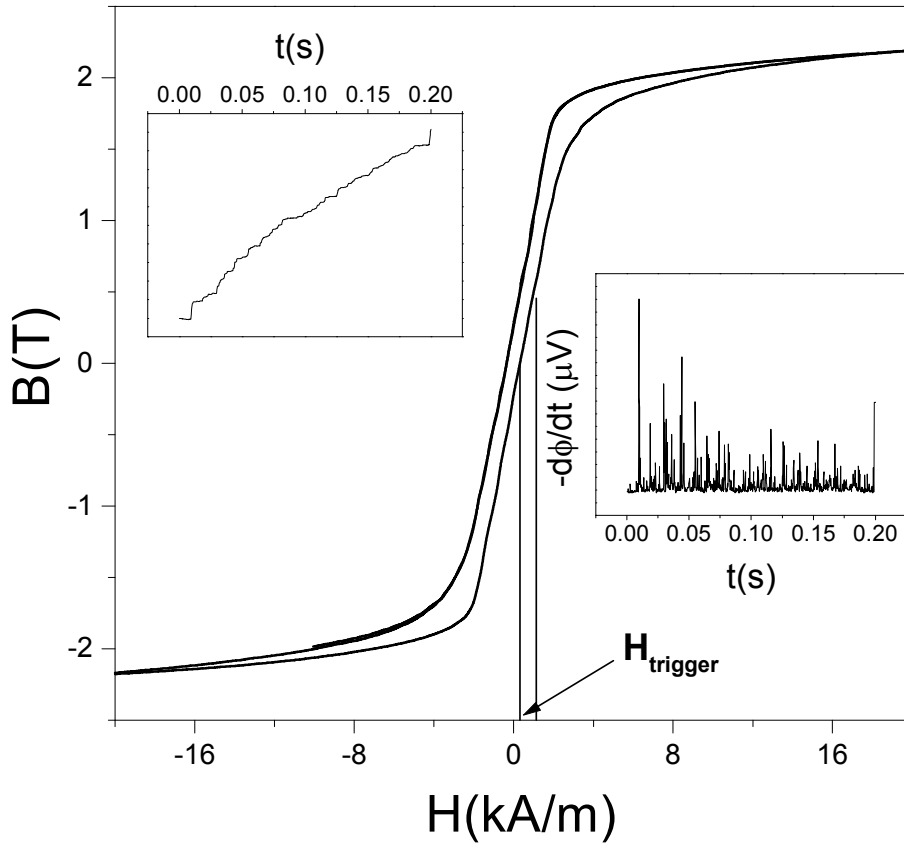


Figura 3.7 Exemplo de curva de histerese onde é indicado o campo de "trigger" (ajustável pelo equipamento) e o intervalo onde são adquiridos os dados de ruído. O gráfico interno inferior mostra uma série temporal típica. O gráfico interno superior mostra os saltos correspondentes na indução da amostra.

4 Resultados Experimentais e Discussão

Neste capítulo são apresentados os resultados obtidos por cada uma das técnicas experimentais utilizadas e as discussões dos mesmos. São apresentados os resultados da caracterização estrutural e magnética, as imagens de domínios por efeito Kerr, as medidas de histerese dinâmica através das técnicas por efeito Kerr e pela técnica fluxométrica. São também apresentadas as medidas de ruído Barkhausen, com suas séries temporais, espectros de potência, distribuições de amplitude, área e duração dos saltos Barkhausen e os ajustes dos expoentes α e τ .

4.1 Caracterização Estrutural

A calibração da taxa de deposição para cada alvo é feita utilizando-se a técnica de difração de raios-X a baixos ângulos. Desta forma, uma análise da espessura de filmes finos pode ser obtida precisamente. Para os alvos de Finemet utilizados neste trabalho, alguns dos espectros de raios-X estão representados nas figuras abaixo, onde se pode observar a indexação dos picos de Bragg, relativos às interferências construtivas das ondas refletidas nas interfaces ar/Finemet e Finemet/vidro. Sabendo a espessura para cada amostra e conhecendo o tempo de exposição das mesmas no plasma, pode-se adquirir a relação Å/s .

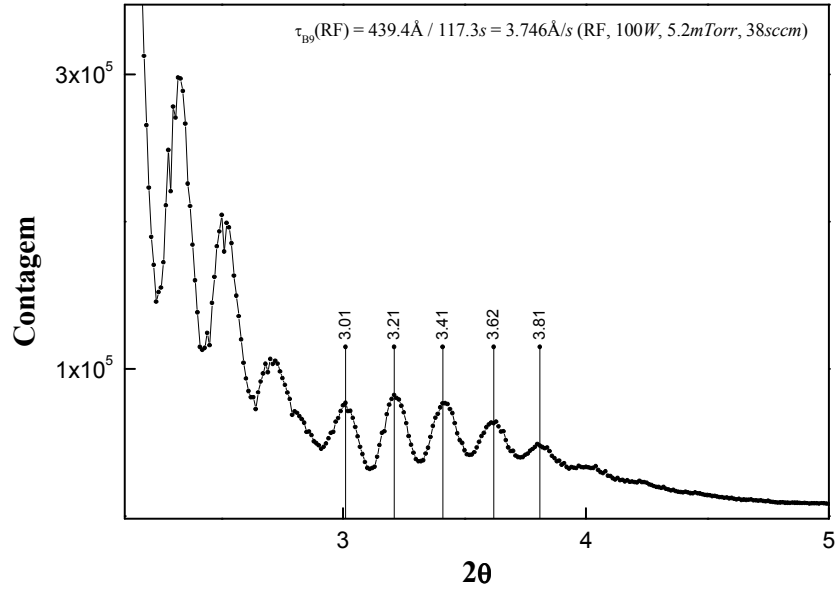


Figura 4.1 Difração de raio-X a baixo ângulo para calibração da taxa de deposição para o alvo de Finemet B9, difração na configuração θ - 2θ .

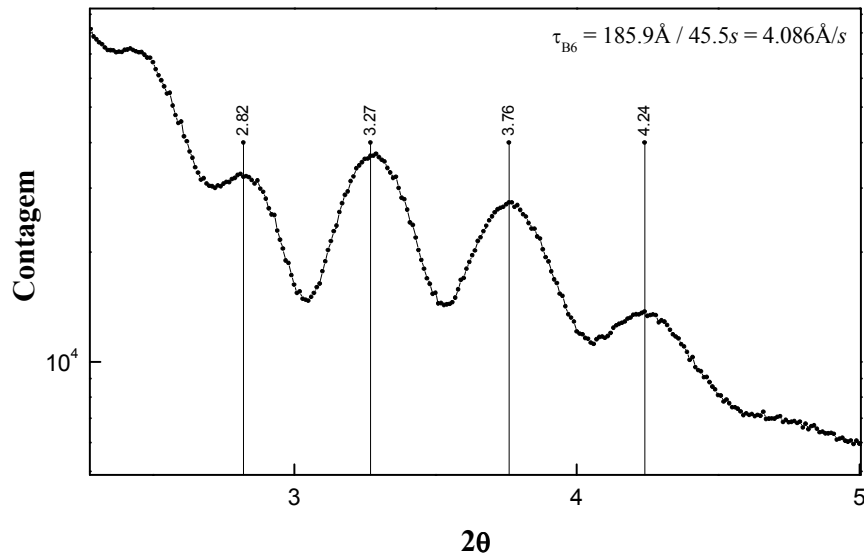


Figura 4.2 Difração de raio-X a baixo ângulo para calibração da taxa de deposição para o alvo de Finemet B6, difração na configuração θ - 2θ .

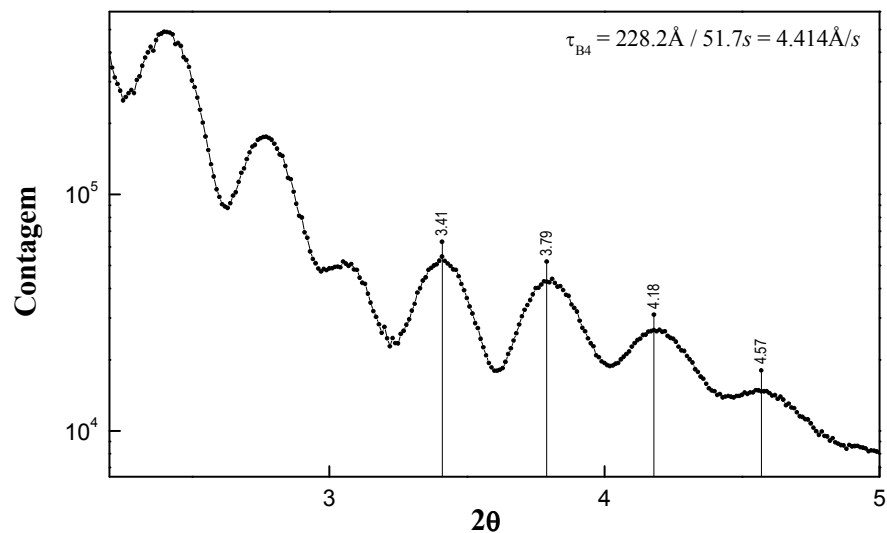


Figura 4.3 Difração de raio-X a baixo ângulo para calibração da taxa de deposição para o alvo de Finemet B4, difração na configuração θ - 2θ .

Também com a técnica de difração de raios-X, tem-se a possibilidade de obter informações sobre a estrutura da rede da amostra, se realizado a alto ângulo.

Para verificar a forma com que um filme do tipo Finemet se deposita em um substrato de vidro recoberto com Ta, foram produzidas amostras com espessuras de 20nm à 5000nm e feitas medidas por difração de raios-X a alto ângulo.

Foram realizadas medidas de difração de raios-X para tais amostras como fabricadas (sem tratamentos térmicos), como mostradas abaixo, onde é observado que as amostras são amorfas, pois as mesmas apresentam um único pico, mais alargado, característico de materiais amorfos.

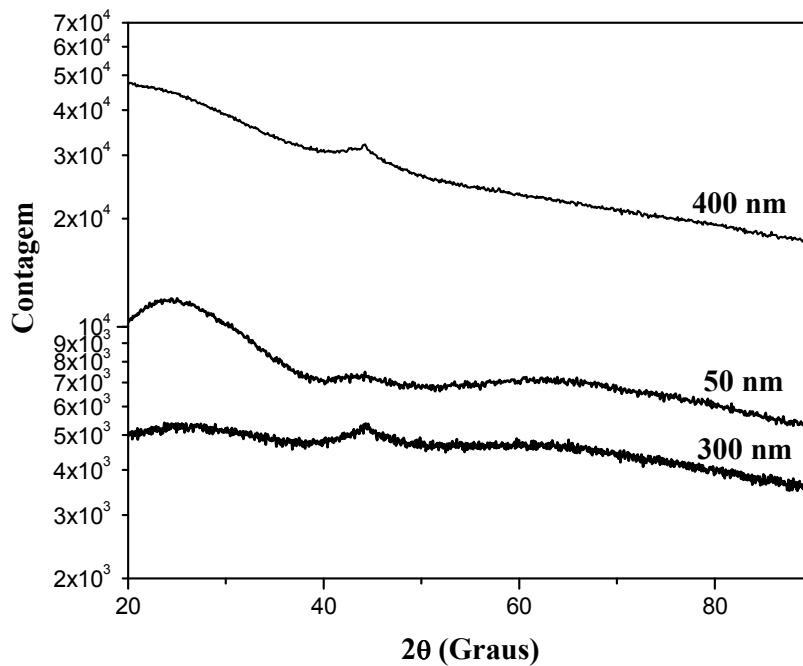


Figura 4.4 Difração de raio-X a alto ângulo para observar a estrutura das amostras Finemet B9, com várias espessuras, como feitas, isto é, sem tratamento térmico.

4.2 Caracterização Magnética

Como já mencionado no capítulo anterior, as medidas de magnetização foram realizadas utilizando-se um VSM, este magnetômetro possibilitou a aplicação de campos da ordem de ± 300 Oe. Serão apresentados neste sub-capítulo as curvas de histerese experimentalmente levantadas para as quatro séries de amostras estudadas, mostradas nas figuras 4.5, 4.6, 4.7 e 4.8. A partir das figuras pode ser observado que as amostras são macias magneticamente nas amostras mais finas e conforme vai aumentando a espessura, elas vão se tornando mais duras. O campo de saturação aumenta com o aumento da espessura das amostras. Os valores dos campos coercivos, apesar de variarem, são considerados valores pequenos, característicos destas amostras, a base de Fe e Co.

As amostras menos espessas são consideradas isotrópicas, pois as curvas de magnetização são diferentes em função do ângulo, sendo assim acredita-se que a magnetização está no plano.

As mais espessas são consideradas isotrópicas no plano, pois tem as curvas de magnetização iguais em função do ângulo e tem parte da curva que são devido a rotação, acredita-se que a magnetização tem componentes de eixo fácies para fora do plano.

4.2.1 $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$

Para as amostras com composições $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$, mostrada na figura 4.5, o campo coercivo aumenta para a amostra com espessura 500nm e depois volta a diminuir para as espessuras mais elevadas, a evolução dos campos coercivos são mostrados na figura 4.5 (a), apesar de haver uma variação dos campos coercivos, essa variação é pequena (2 à 13 Oe) e o valor do campo de saturação, aumenta com o aumento da espessura.

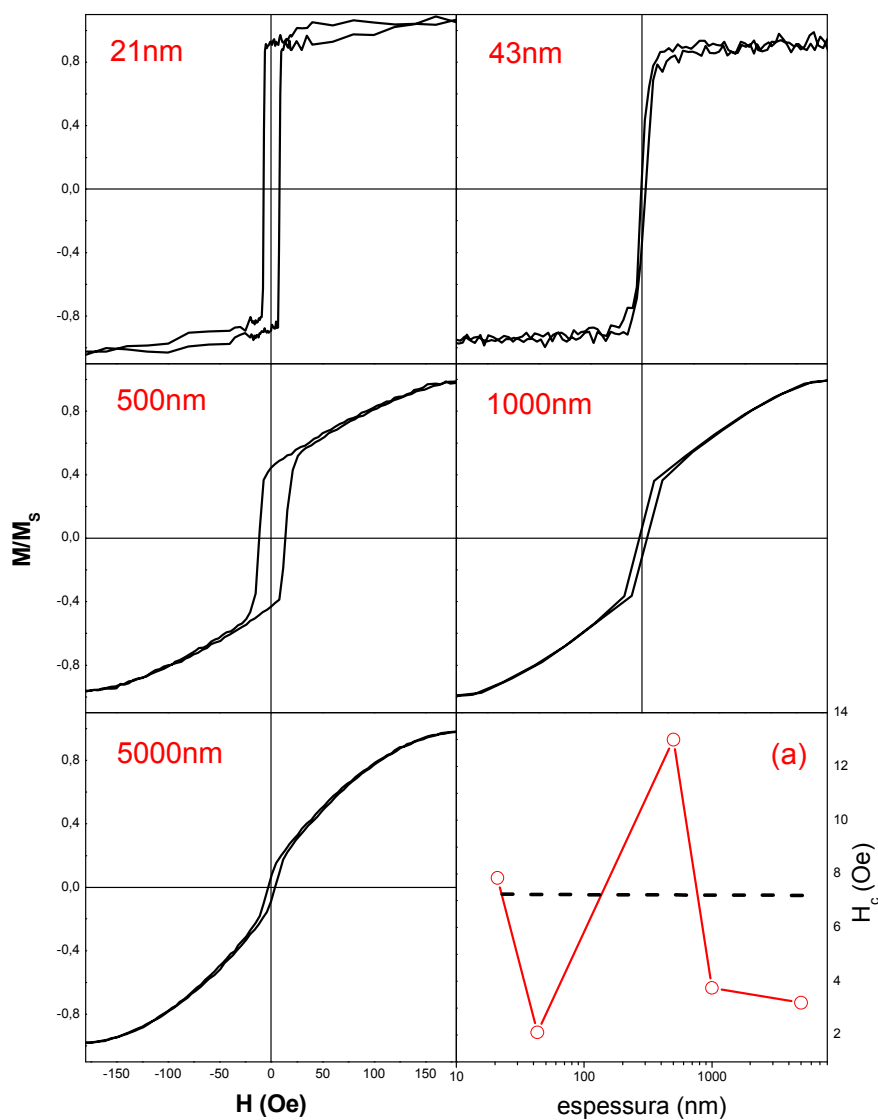


Figura 4.5 Curvas de magnetização do filme com composição Fe_{73.5}Cu₁Nb₃Si_{13.5}B₉, para as várias espessuras, (a) gráfico de H_c (Oe) x espessura e a linha tracejada representa a média dos valores de H_c.

4.2.2 Fe_{73.5}Cu₁Nb₃Si_{16.5}B₆

Para as amostras com composições Fe_{73.5}Cu₁Nb₃Si_{16.5}B₆, como mostrado na figura 4.6, o campo coercivo aumenta para a amostra com espessura 500nm e depois volta a diminuir para as espessuras mais elevadas, a evolução dos campos coercivos são mostrados na figura 4.6 (a)

apesar de haver uma variação dos campos coercivos, essa variação é pequena (1.5 à 9 Oe) e o valor do campo de saturação, aumenta com o aumento da espessura.

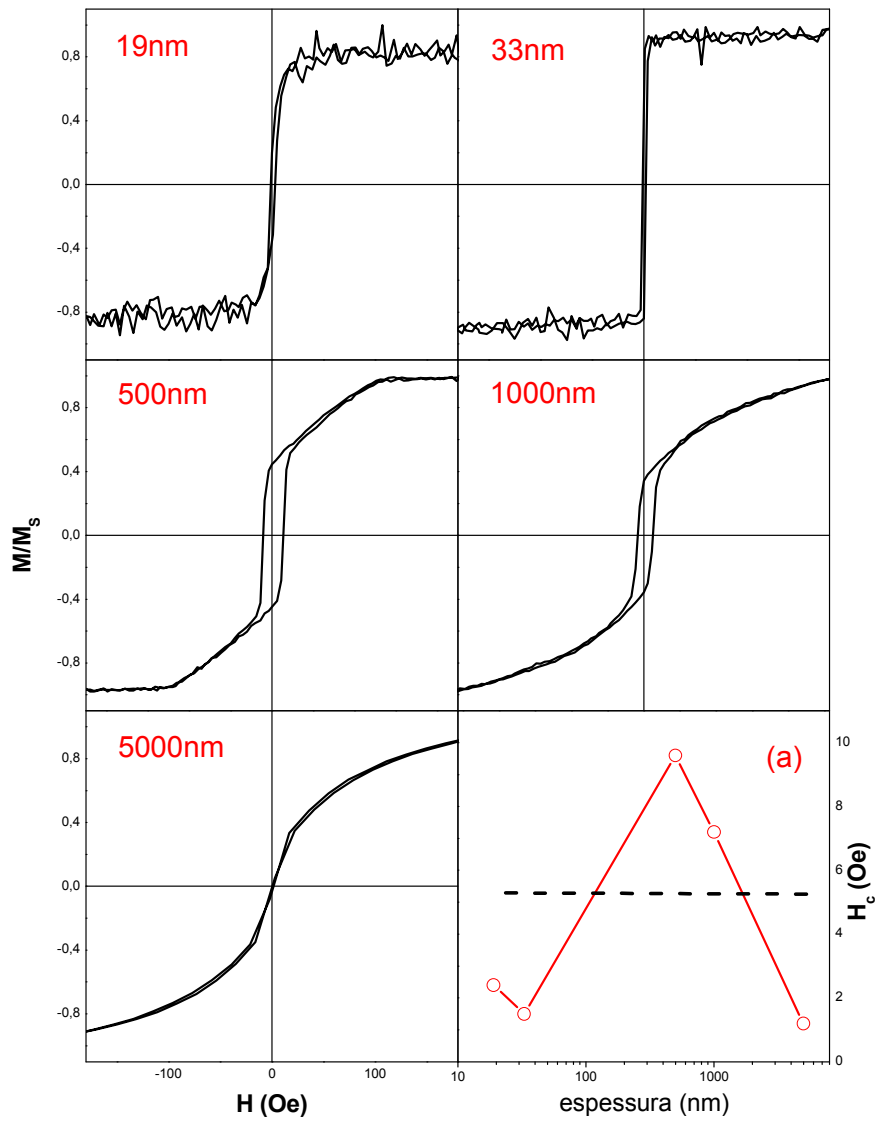


Figura 4.6 Curvas de magnetização do filme com composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16.5}\text{B}_6$, para as várias espessuras, (a) gráfico de H_c (Oe) x espessura e a linha tracejada representa a média dos valores de H_c .

4.2.3 $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$

No caso das amostras com composições $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$, mostradas na figura 4.7, verifica-se que o campo coercivo aumenta a medida que a espessura das amostras aumenta, como é mostrado na figura 4.7 (a) apesar de haver uma variação dos campos coercivos, essa variação é pequena (1.2 à 4 Oe) e o campo de saturação é praticamente o mesmo até a amostra com espessura 1000nm e aumenta para a amostra com espessura 5000nm.

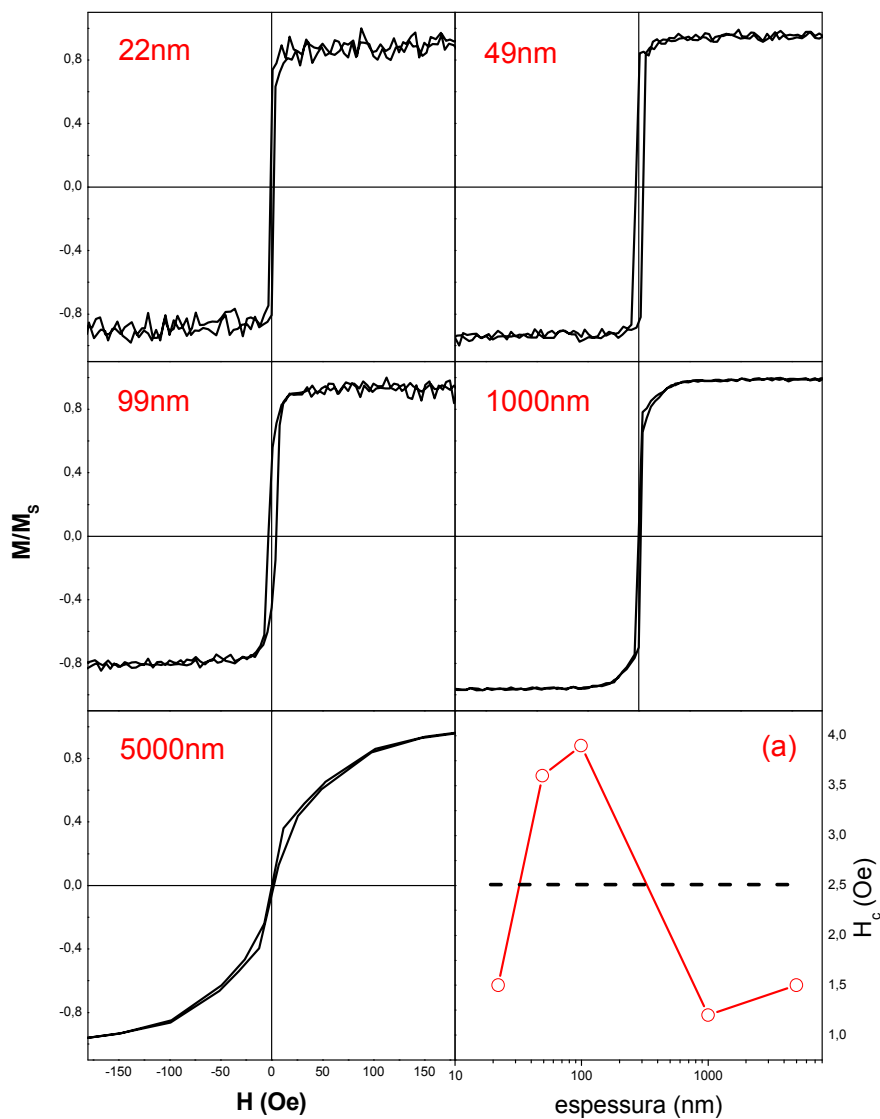


Figura 4.7 Curvas de magnetização do filme com composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$, para as várias espessuras, (a) gráfico de H_c (Oe) x espessura e a linha tracejada representa a média dos valores de H_c .

4.2.4 $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$

Para as amostras com composições de $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$, mostradas na figura 4.8, podemos observar que foi apresentado um campo coercivo maior para a amostra menos espessa, com 98nm, depois diminuiu para as amostras mais espessas, como é observado na figura 4.8 (a). O campo de saturação permaneceu baixo até a amostra com espessura de 1000nm e aumentou consideravelmente para a amostra mais espessa de 5000nm.

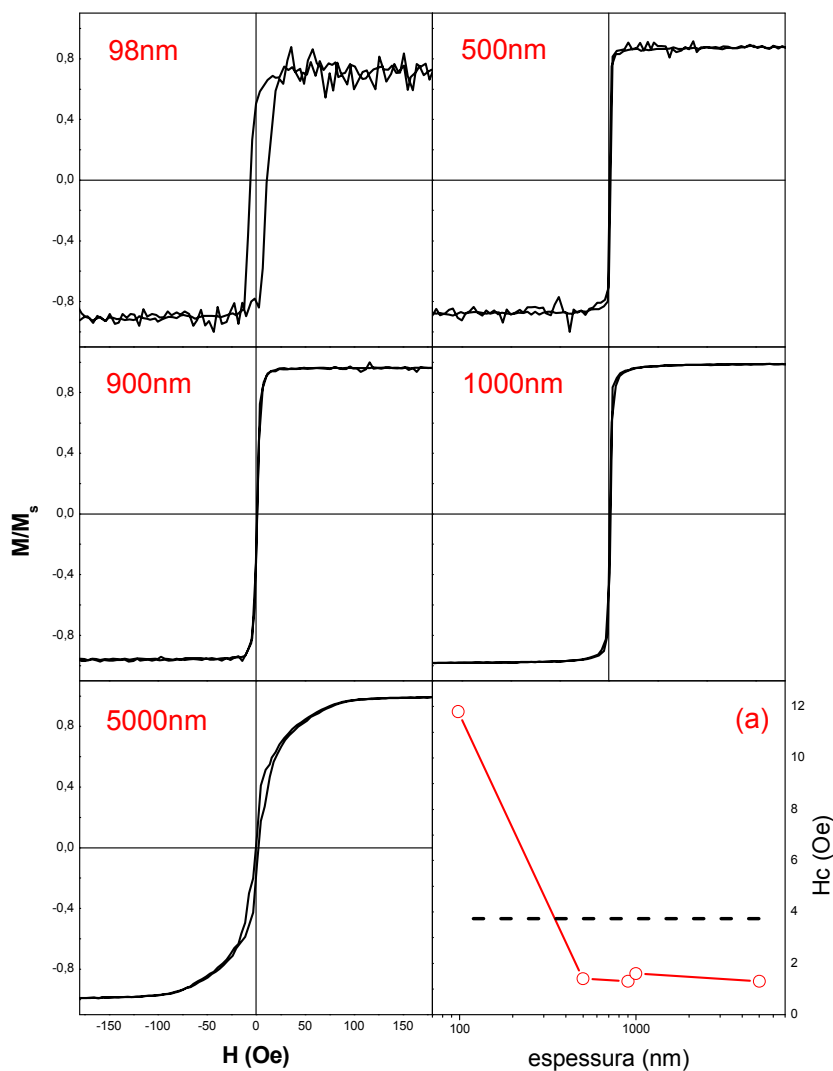


Figura 4.8 Curvas de magnetização do filme com composição $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$, para as várias espessuras, (a) gráfico de H_c (Oe) x espessura e a linha tracejada representa a média dos valores de H_c .

4.3 Imagens de Domínios por Efeito Kerr

As imagens de domínios por Efeito Kerr apresentadas abaixo, foram feitas no sistema da USP, descrito na sessão 3.3.2.1.2 do capítulo anterior. Todas as amostras foram levadas a saturação positiva e após diminuído o campo externo aplicado, onde pode ser observado que as imagens de domínio apareceram em campos muito próximos ao campo coercivo. Levando-se então as amostras a saturação negativa, diminui-se o campo externo e novamente podem ser observadas as imagens de domínios em campos muito próximos ao campo coercivo.

Nas figuras 4.9 até a figura 4.14 pode-se ver que cada amostra apresenta uma diferente evolução de seus domínios.

4.3.1 $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$

Observamos na amostra com composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$, com 50nm de espessura, mostrada na figura 4.9 que os domínios são largos e aparecem da esquerda para a direita, paralelos em direção ao campo aplicado (H), as quatro primeiras figuras representam as imagens de domínios, quando as amostras foram submetidas ao campo de saturação positivo, diminuindo o valor de campo a campos próximos ao campo coercivo, onde foi possível observar as imagens de domínios. As duas últimas (as duas figuras da última linha) representam as imagens de domínios, quando as amostras foram submetidas ao campo de saturação negativo, diminuindo o valor de campo a campos próximos ao campo coercivo, com valores de campo de aproximadamente 0.5Oe.

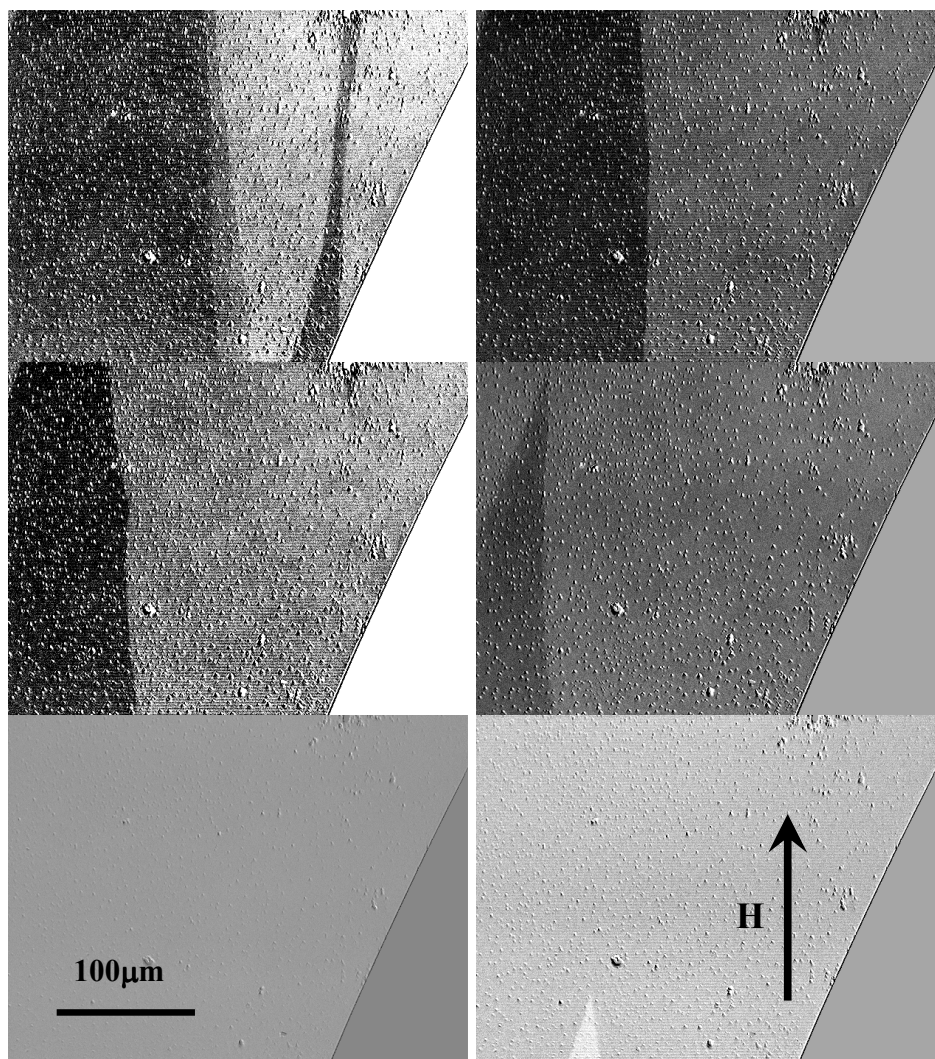


Figura 4.9 Imagens de domínio por Efeito Kerr, para uma amostra de B9 com 50nm de espessura, onde H é a direção do campo aplicado, com valores de campo de aproximadamente 0.5 Oe e 100µm é a escala que corresponde a barra indicada na imagem.

Para a amostra com composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$, com 100nm de espessura, mostrada na figura 4.10, os domínios são consideravelmente largos, os quais aparecem na borda do material, dão a impressão de estarem rasgando o material, mas não podemos dizer que os mesmos surgem perpendiculares ou paralelos em relação ao campo aplicado (H), as duas primeiras figuras (primeira linha) representam as imagens de domínios, quando as amostras foram submetidas à saturação positiva, diminuindo o valor de campo a campos próximos ao campo coercivo e as

outras seis figuras representam as imagens de domínios, quando as amostras foram submetidas à saturação negativa, diminuindo o valor de campo a campos próximos ao campo coercivo.

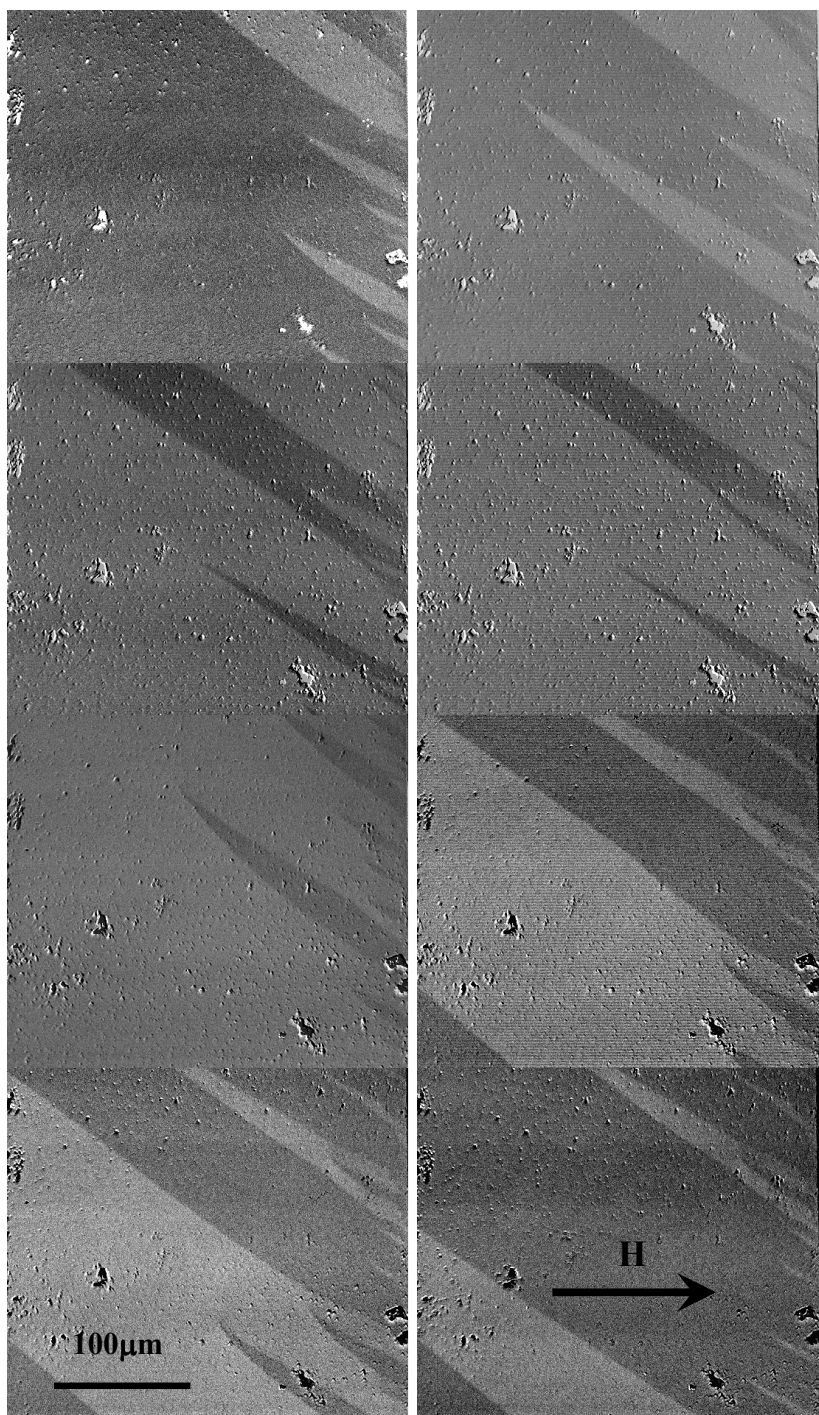


Figura 4.10 Imagens de domínio por Efeito Kerr, para uma amostra de B9 com 100nm de espessura, onde H é a direção do campo aplicado, com valores de campo de aproximadamente 0.5 Oe e 100µm é a escala que corresponde a barra indicada na imagem.

Para a amostra com composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$, com 200nm de espessura, mostrada na figura 4.11, os domínios apresentam-se mais estreitos, os quais aparecem ao longo de toda amostra e quase que perpendiculares ao campo aplicado (H), as seis primeiras figuras (três primeiras linhas) representam as imagens de domínios, quando as amostras foram submetidas à saturação positiva, diminuindo o valor de campo a campos próximos ao campo coercivo, as duas últimas imagens (última linha) representam as imagens de domínios, quando as amostras foram submetidas à saturação negativa, diminuindo o valor de campo a campos próximos ao campo coercivo, com valores de campo de aproximadamente 0.5Oe.

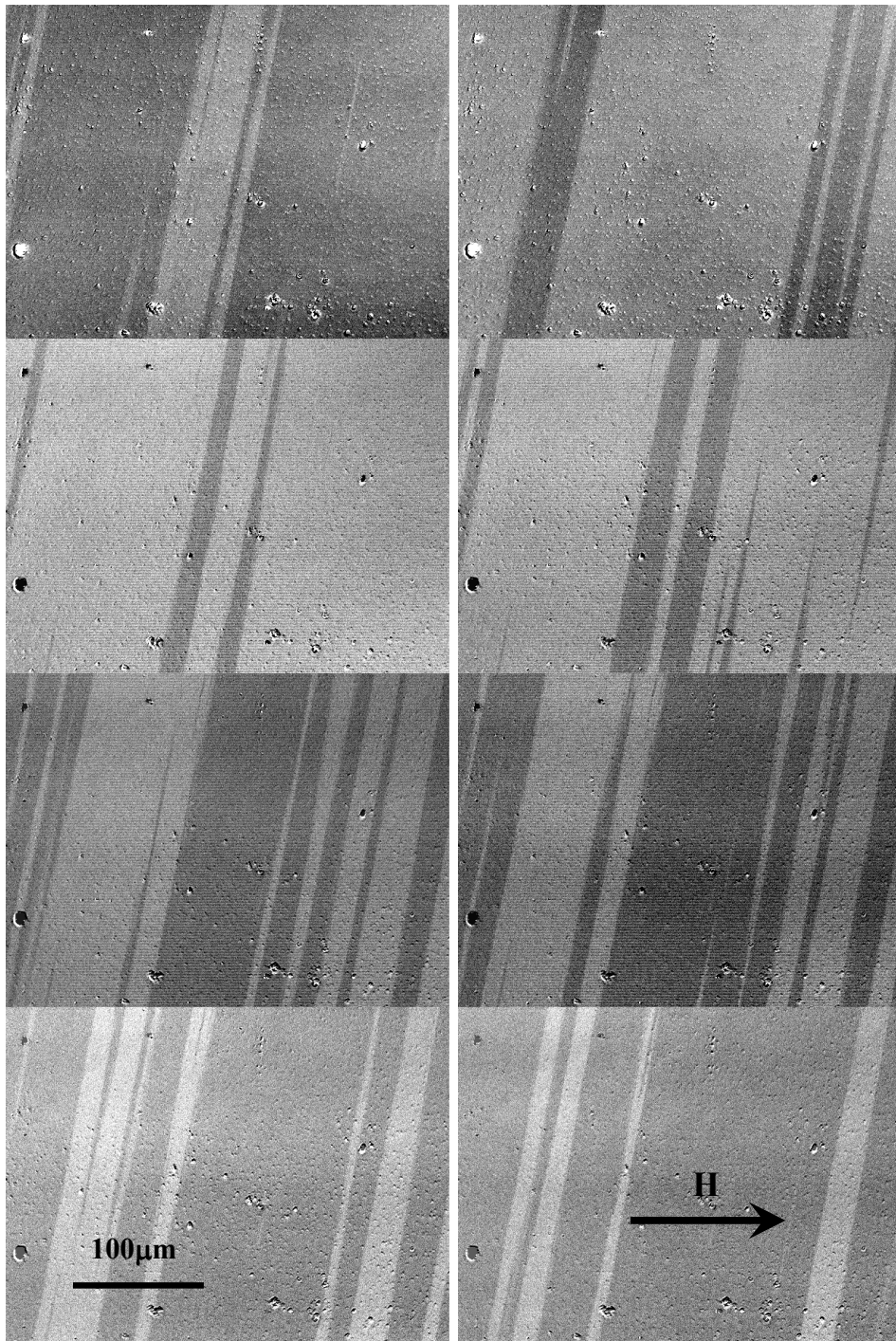


Figura 4.11 Imagens de domínio por Efeito Kerr, para uma amostra de B9 com 200nm de espessura, onde H é a direção do campo aplicado e 100µm é a escala que corresponde a barra indicada na imagem.

4.3.2 $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$

Para a amostra com composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$, com 50nm de espessura mostrada na figura 4.12, observamos que os domínios são largos e todos eles aparecem ao mesmo tempo, são paralelos ao campo aplicado (H), apresentam um formato em zig-zag, onde as quatro primeiras figuras (duas primeiras linhas) representam as imagens de domínios, quando as amostras foram submetidas a saturação positiva, diminuindo o valor de campo a campos próximos ao campo coercivo e as quatro últimas figuras (duas últimas linhas) representam as imagens de domínios, quando as amostras foram submetidas a saturação negativa, diminuindo o valor de campo a campos próximos ao campo coercivo, com valores de campo de aproximadamente 0.5Oe.

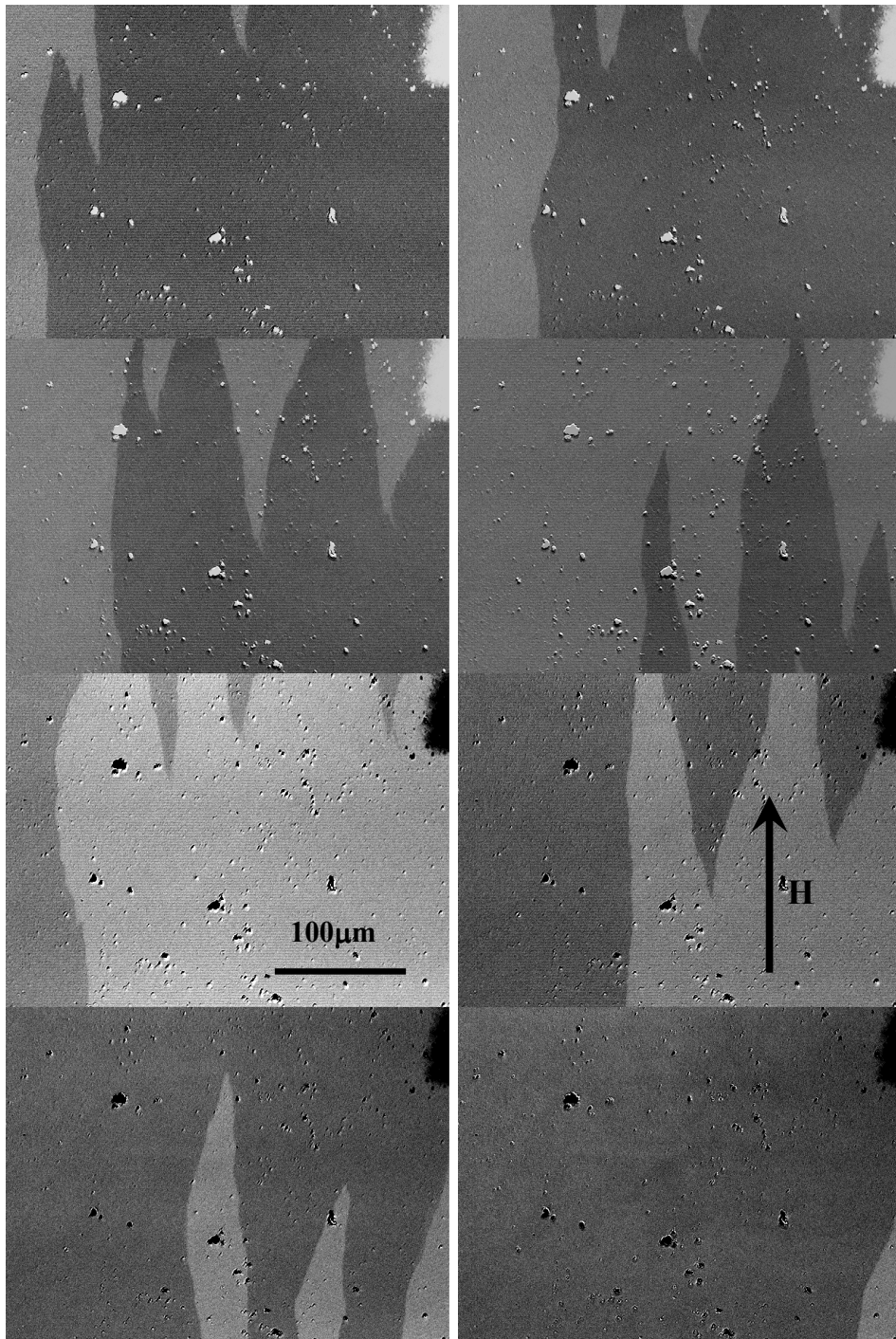


Figura 4.12 Imagens de domínio por Efeito Kerr, para uma amostra de B4 com 50nm de espessura, onde H é a direção do campo aplicado e 100µm é a escala que corresponde a barra indicada na imagem.

Para a amostra com composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$, com 100nm de espessura mostrada na figura 4.13, os domínios aparecem na borda do material e são relativamente estreitos, quase que paralelos ao campo aplicado (H), as seis primeiras figuras (três primeiras linhas) representam as imagens de domínios, quando as amostras foram submetidas à saturação positiva, diminuindo o valor de campo a campos próximos ao campo coercivo e as duas últimas figuras representam as imagens de domínios, quando as amostras foram submetidas a saturação negativa, diminuindo o valor de campo a campos próximos ao campo coercivo, com valores de campo de aproximadamente 0.5Oe.

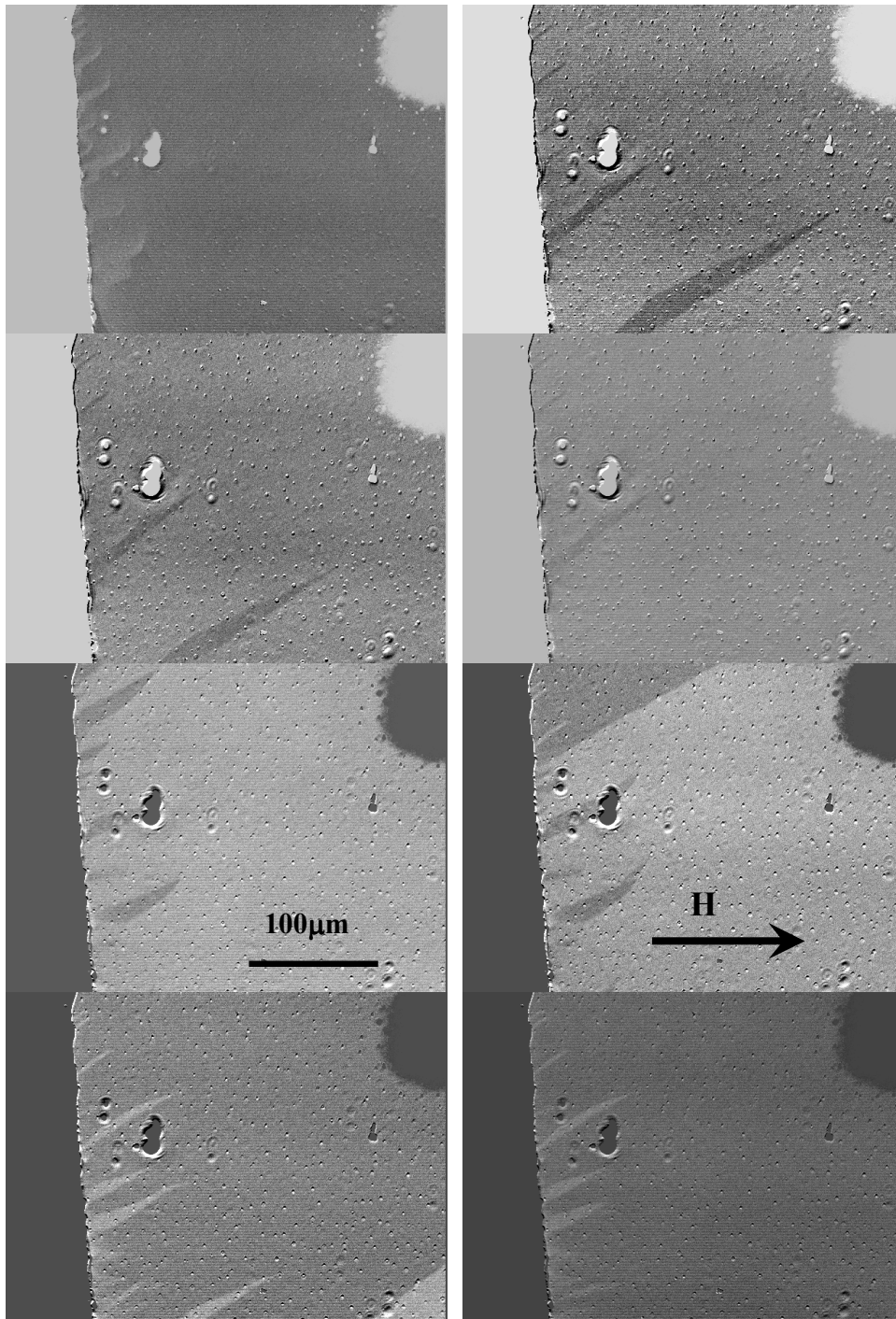


Figura 4.13 Imagens de domínio por Efeito Kerr, para uma amostra de B4 com 100nm de espessura, onde H é a direção do campo aplicado e 100µm é a escala que corresponde a barra indicada na imagem.

Para a amostra com composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$, com 200nm de espessura mostrada na figura 4.14, os domínios são semelhantes ao da amostra com composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$, com 50nm de espessura, os quais são largos e geralmente surgem da esquerda para a direita, perpendiculares ao campo aplicado (H), as quatro primeiras figuras (duas primeiras linhas) representam as imagens de domínios, quando as amostras foram submetidas a saturação positiva, diminuindo o valor de campo a campos próximos ao campo coercivo e as quatro últimas representam as imagens de domínios, quando as amostras foram submetidas a saturação negativa, diminuindo o valor de campo a campos próximos ao campo coercivo, com valores de campo de aproximadamente 0.5Oe.

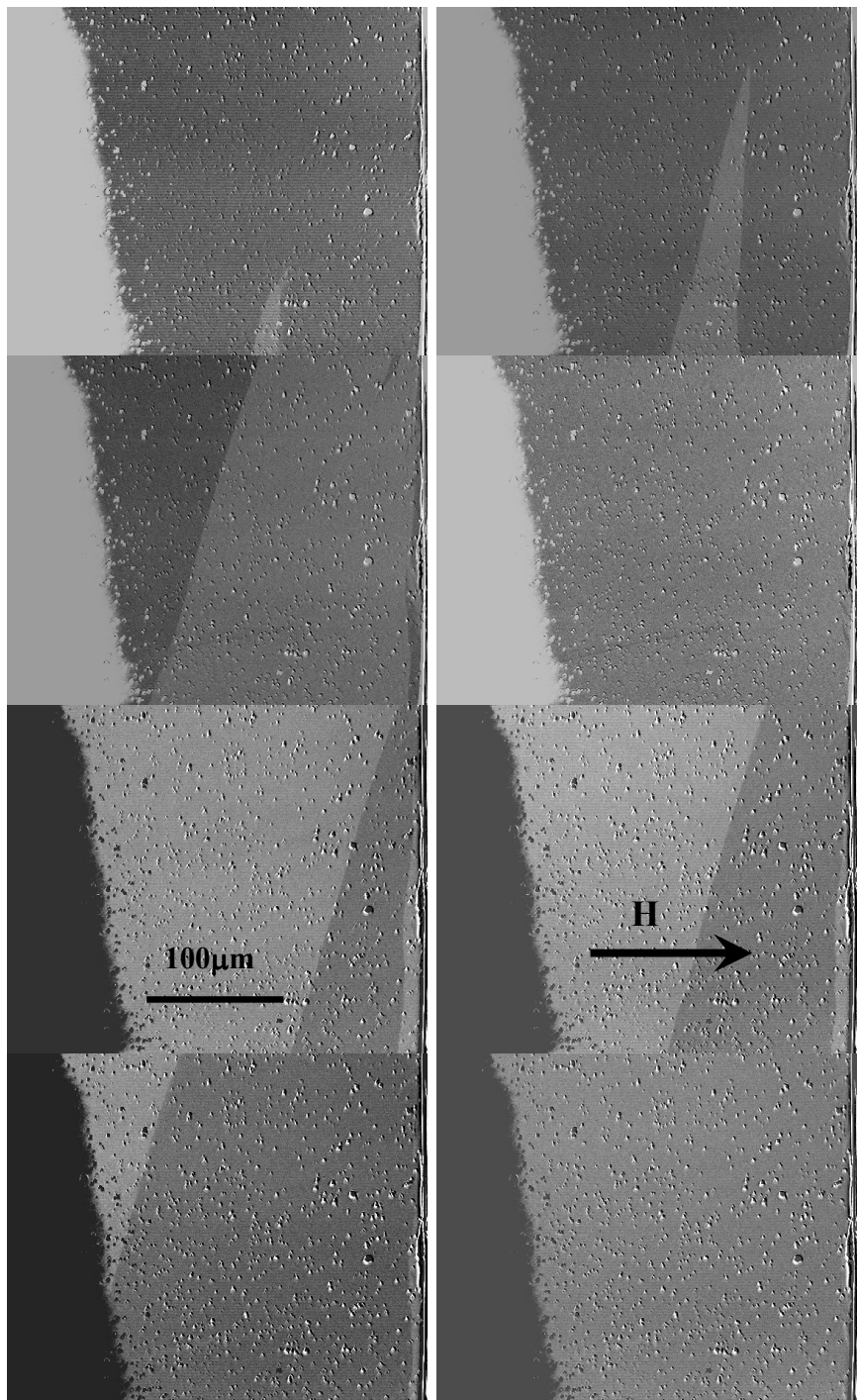


Figura 4.14 Imagens de domínio por Efeito Kerr, para uma amostra de B4 com 200nm de espessura, onde H é a direção do campo aplicado e 100µm é a escala que corresponde a barra indicada na imagem.

4.4 Histerese dinâmica

Com o objetivo de investigar as medidas de histerese dinâmica em filmes finos, apresentadas na literatura, realizadas através do efeito Kerr magneto-óptico (MOKE), foi realizado neste trabalho medidas em filmes finos e ultrafinos, com composições $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$, $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16.5}\text{B}_6$ e $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$, usando o método por efeito Kerr e também o método indutivo fluxométrico [10,11], no qual é usado uma bobina sensora enrolada em torno da amostra. Isto permite-nos investigar as propriedades histeréticas não apenas considerando as mudanças na magnetização da superfície envolvida pela área apontada pelo laser, mas também pelo volume total da amostra. Isto é particularmente importante para checar a dependência da área da curva de histerese em função da espessura dos filmes e para entender a verdadeira natureza da dinâmica da magnetização.

4.4.1 Medidas por Efeito Kerr

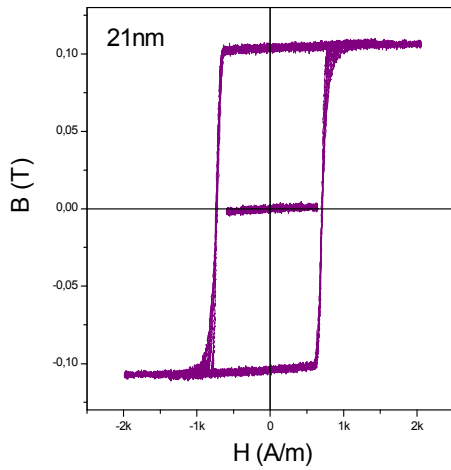
As medidas de histerese dinâmica por Efeito Kerr foram feitas para as amostras com espessuras de 20nm e 5000nm, para as diversas composições de filmes finos, $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$, $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16.5}\text{B}_6$ e $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$, estudadas neste trabalho. As medidas por Efeito Kerr levam em consideração a superfície da amostra, onde o laser está apontando para fazer as medidas.

4.4.1.a $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$

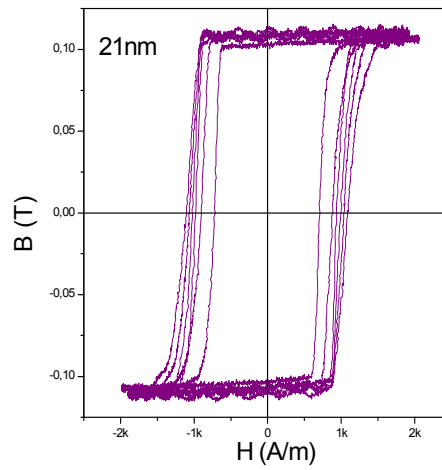
Foram feitas medidas nas amostras com composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$, mantendo a mesma frequência (100Hz) e variando o campo máximo (100A/m – 4KA/m), registrando o comportamento das mesmas, pois à medida que diminui-se o valor do campo de aplicação, tem-se uma diminuição da área do laço de histerese e do campo de saturação. Os resultados são mostrados nas figuras 4.15 (a) e na figura 4.15 (c). Para a amostra mais fina de 20nm a

dependência da área do laço de histerese em função da frequência é mais evidente que na amostra mais espessa de 5000nm.

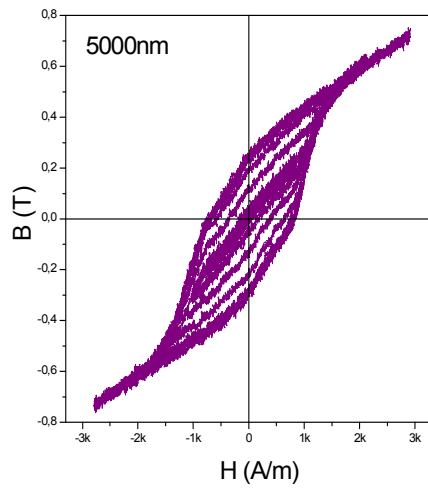
Após foram feitas medidas mantendo o valor de campo máximo fixo de 4KA/m e variando a frequência para uma mesma amostra de 3Hz à 1KHz, apresentando uma variação na relação área x frequência, como mostrado nas figuras 4.15 (b) e na figura 4.15 (d), observou-se que à medida que aumenta a frequência de aquisição há um aumento da área dos laços de histerese do material, esta observação é melhor vista para a amostra menos espessa de 20nm do que na amostra mais espessa de 5000nm. Então sistematizou-se estes resultados segundo a lei de potência $A \sim A_0 + H_0^\alpha \omega^\beta T^{-\gamma}$, proposto por Bland e colaboradores, para encontrar os valores dos expoentes de escala α e β , onde α depende do campo aplicado e β da frequência de aquisição, como descrito no capítulo 2.



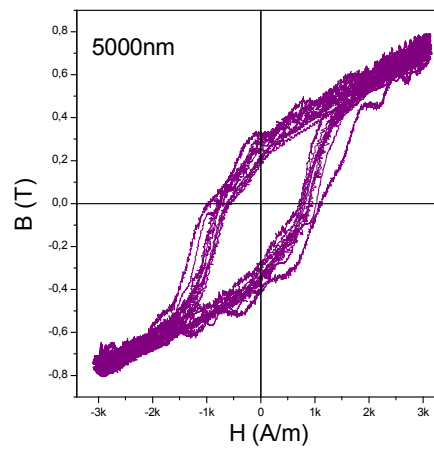
(a)



(b)



(c)



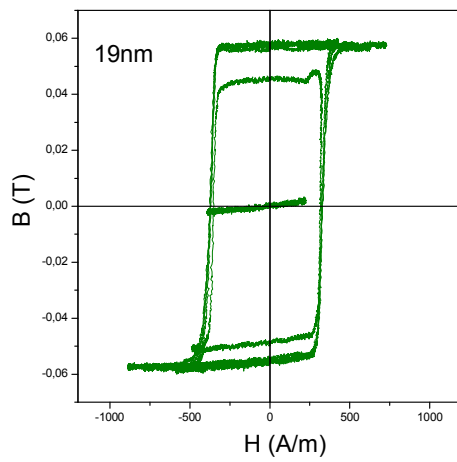
(d)

Figura 4.15 Medidas para as amostras com composição $\text{Fe}_{73,5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13,5}\text{B}_9$, para as espessuras de 21nm e 5000nm, onde as figuras (a,c) representam as medidas das amostras em função do campo (frequência fixa e campo variável) e as figuras (b,d) representam as medidas das amostras em função da frequência (campo fixo e frequência variável).

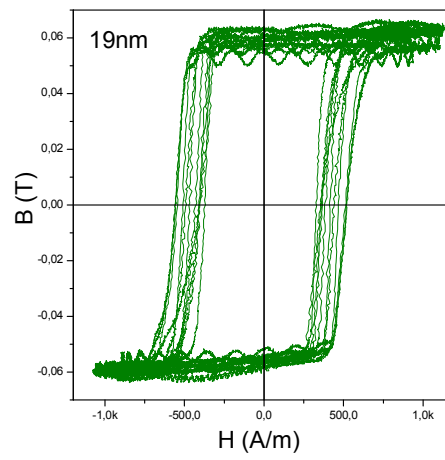
4.4.1.b $\text{Fe}_{3.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16.5}\text{B}_6$

Nas figuras 4.16 (a) e 4.16 (c) são mostradas as medidas feitas para as amostras com composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16.5}\text{B}_6$, mantendo a mesma frequência de 100Hz e variando o campo máximo (100A/m - 2 KA/m), registrando o comportamento das mesmas, pois à medida que diminui-se o valor do campo de aplicação, tem-se uma diminuição da área do laço de histerese e do campo de saturação. Para a amostra mais fina de 20nm a dependência da área do laço de histerese em função da frequência é mais evidente que na amostra mais espessa de 5000nm.

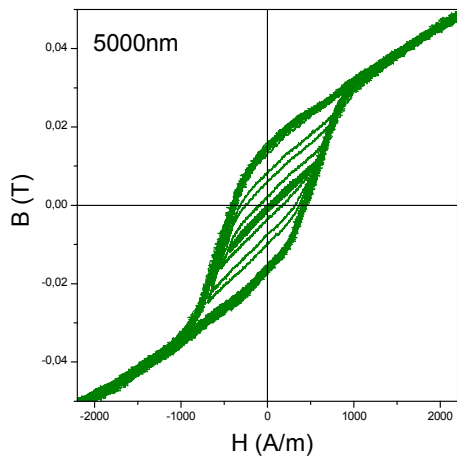
Após foram feitas medidas mantendo o valor de campo máximo fixo de 2KA/m e variando a frequência para uma mesma amostra de 3Hz à 1KHz, apresentando uma variação na relação área x frequência, como mostradas nas figuras 4.16 (b) e na figura 4.16 (d), onde observou-se que à medida que aumenta a frequência de aquisição há um aumento da área dos laços de histerese do material, esta observação é melhor vista para a amostra menos espessa de 20nm do que na amostra mais espessa de 5000nm. Então sistematizou-se estes resultados segundo a lei de potência $A \sim A_0 + H_0^\alpha \omega^\beta T^{-\gamma}$, proposto por Bland e colaboradores, para encontrar os valores dos expoentes de escala α e β , onde α depende do campo aplicado e β da frequência de aquisição, como descrito no capítulo 2.



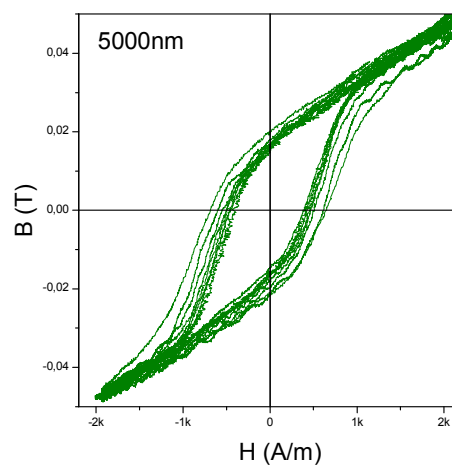
(a)



(b)



(c)



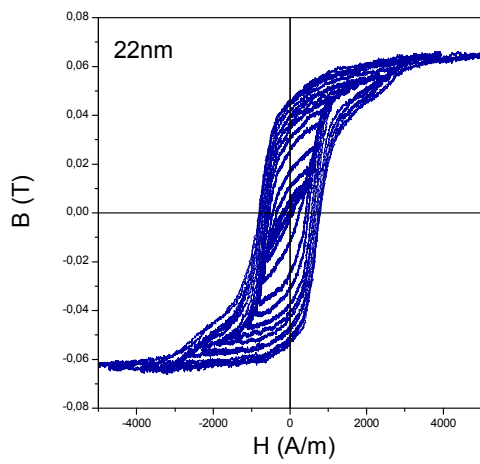
(d)

Figura 4.16 Medidas para as amostras com composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16.5}\text{B}_6$, para as espessuras de 21nm e 5000nm, onde as figuras (a,c) representam as medidas das amostras em função do campo (frequência fixa e campo variável). As figuras (b,d) representam as medidas das amostras em função da frequência (campo fixo e frequência variável).

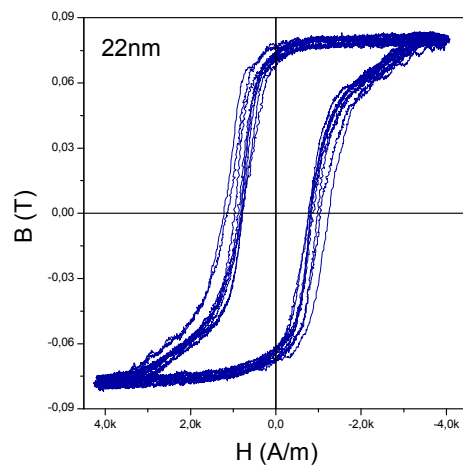
4.4.1.c $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$

Nas figuras 4.17 (a) e 4.17 (c) são mostradas as medidas feitas nas amostras com composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$, mantendo a mesma frequência (100Hz) e variando o campo máximo (100A/m - 2 KA/m), registrando o comportamento das mesmas, pois à medida que diminui-se o valor do campo de aplicação, tem-se uma diminuição da área do laço de histerese e do campo de saturação.

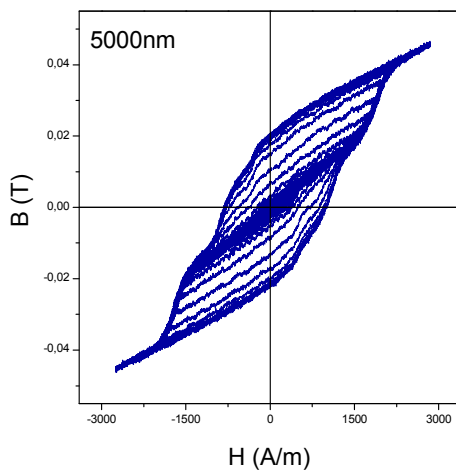
Após foram feitas medidas mantendo o valor de campo máximo fixo de 2KA/m e variando a frequência de 2Hz à 4KHz, para uma mesma amostra, apresentando uma variação na relação área x frequência, como mostrado nas figuras 4.17 (b) e na figura 4.17 (d). Então sistematizou-se estes resultados segundo a lei de potência $A \sim A_0 + H_0^\alpha \omega^\beta T^{-\gamma}$, proposto por Bland e colaboradores, para encontrar os valores dos expoentes de escala α e β , onde α depende do campo aplicado e β da frequência de aquisição, como descrito no capítulo 2.



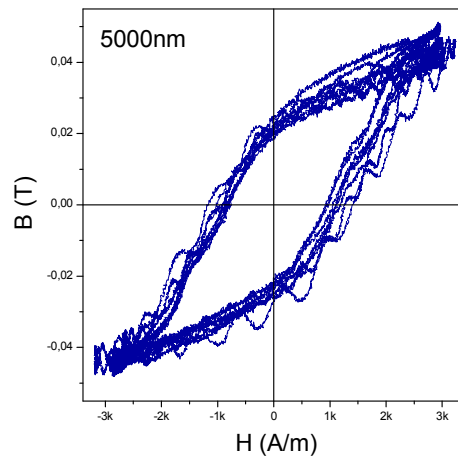
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 4.17 Medidas para as amostras com composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$, para as espessuras de 21 nm e 5000 nm, onde as figuras (a,c) representam as medidas das amostras em função do campo (frequência fixa e campo variável). As figuras (b,d) representam as medidas das amostras em função da frequência (campo fixo e frequência variável).

4.4.2 Medidas pela Técnica Fluxométrica

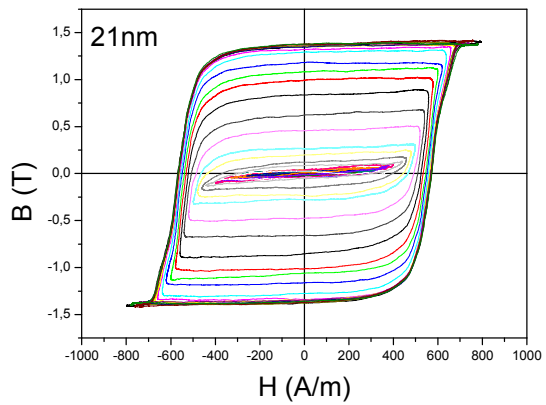
As medidas de histerese dinâmica pela técnica fluxométrica foram feitas para as diversas amostras de filmes finos, com composições $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$, $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16.5}\text{B}_6$ e $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$, com espessuras que variaram de 20nm até 5000nm, estudadas neste trabalho.

4.4.2.a $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$

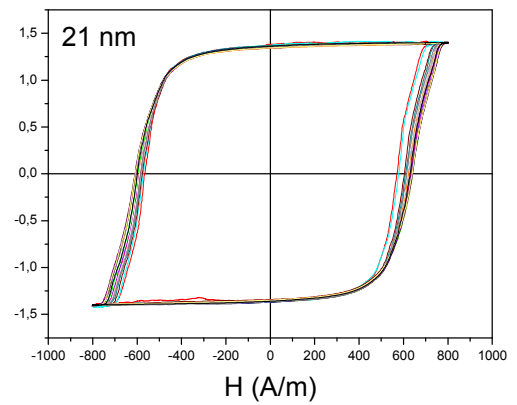
Nas figuras 4.18 (a,c,e,g) são mostradas as medidas feitas nas amostras com composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$, mantendo a mesma frequência de 100Hz e variando o campo máximo de 20A/m à 800A/m, registrando o comportamento das mesmas, pois à medida que diminui-se o valor do campo de aplicação, tem-se uma diminuição da área do laço de histerese e do campo de saturação.

Após foram feitas medidas mantendo o valor de campo máximo fixo de 800A/m e variando a frequência (10Hz – 2KHz) para uma mesma amostra, apresentando uma variação na relação área x frequência, como mostrado nas figuras 4.18 (b, d, f, h). Então sistematizou-se estes resultados segundo a lei de potência $A \sim A_0 + H_0^\alpha \omega^\beta T^{-\gamma}$, proposto por Bland e colaboradores, para encontrar os valores dos expoentes de escala α e β , onde α depende do campo aplicado e β da frequência de aquisição, como descrito no capítulo 2.

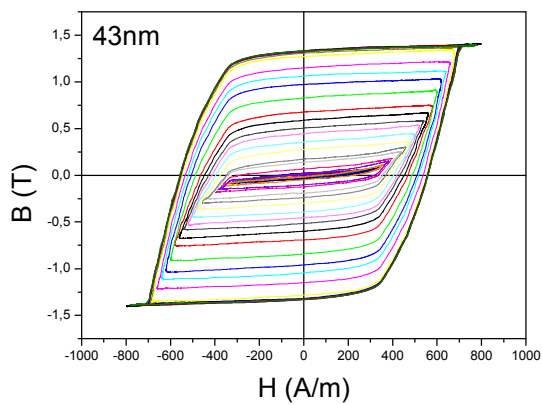
Nas amostras menos espessas os campos coercivos (H_c) apresentam valores maiores do que para a amostra mais espessa de 5000nm, característicos destas amostras, onde ocorre uma transição 2D para 3D.



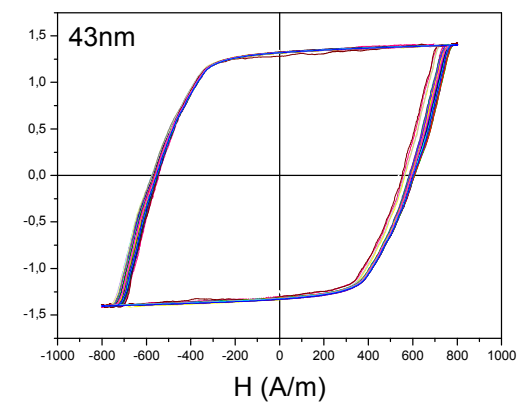
(a)



(b)

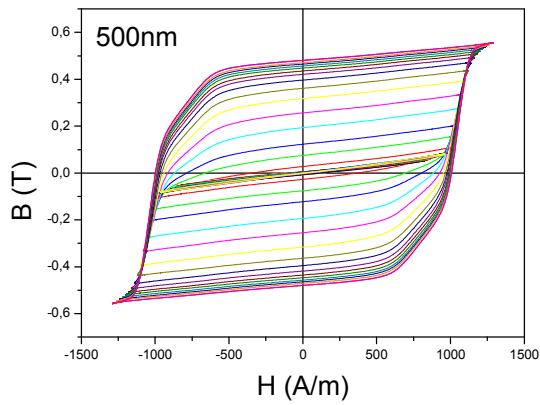


(c)

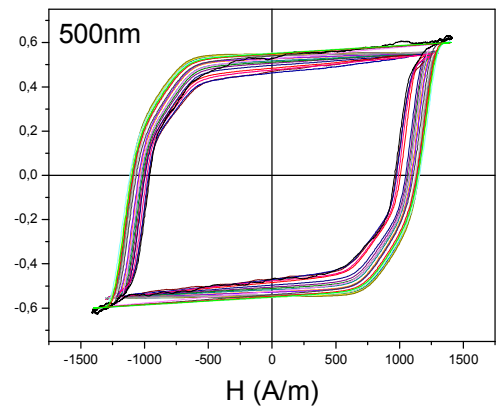


(d)

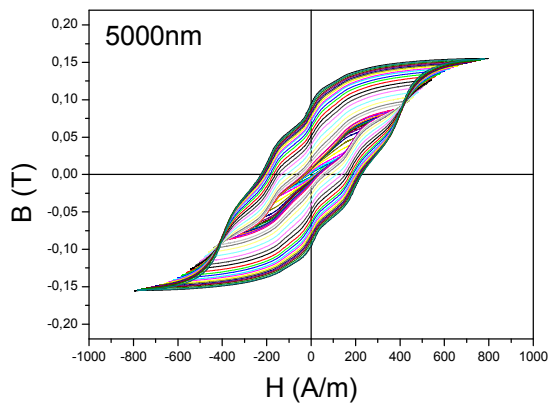
Figura 4.18 Medidas para as diversas amostras com composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$, para diferentes espessuras, as figuras (a, c) representam as medidas das amostras em função do campo (frequência fixa e campo variável). As figuras (b, d) representam as medidas das amostras em função da frequência (campo fixo e frequência variável).



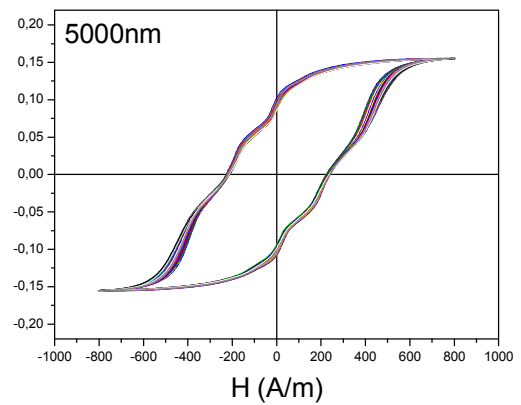
(e)



(f)



(g)



(h)

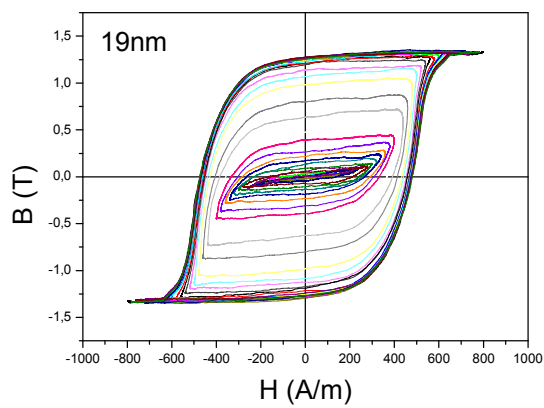
Figura 4.18 Medidas para as diversas amostras com composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$, para diferentes espessuras, as figuras (e, g) representam as medidas das amostras em função do campo (frequência fixa e campo variável). As figuras (f, h) representam as medidas das amostras em função da frequência (campo fixo e frequência variável).

4.4.2.b $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16.5}\text{B}_6$

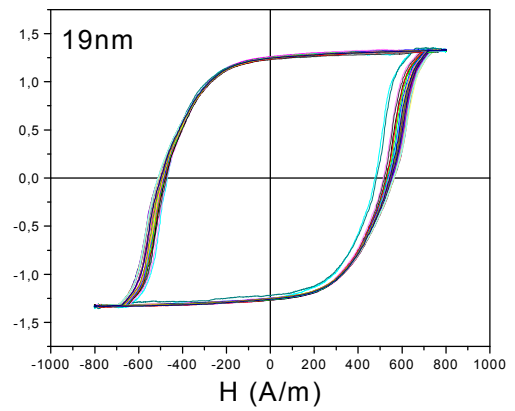
Nas figuras 4.19 (a, c, e, g, i), são mostradas as medidas feitas nas amostras com composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16.5}\text{B}_6$, mantendo a mesma frequência e de 100Hz e variando os valores de campo de 20A/m à 100A/m, registrando o comportamento das mesmas, pois à medida que diminui-se o valor do campo de aplicação, tem-se uma diminuição da área do laço de histerese e do campo de saturação.

Após foram feitas medidas mantendo o valor de campo máximo fixo (1000A/m) e variando a frequência (10Hz – 2KHz) para uma mesma amostra, apresentando uma variação na relação área x frequência, como mostrado nas figuras 4.19 (b, d, f, h, j). Então sistematizou-se estes resultados devido à importância do tema para várias aplicações, pois a reversão da magnetização em filmes finos e ultrafinos, em particular a área dos laços de histerese, vem sendo bastante estudada.

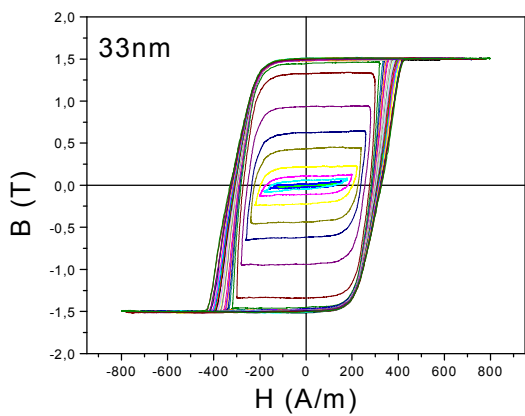
Nas amostras menos espessas os campos coercivos (H_c) apresentam valores maiores do que para a amostra mais espessa de 5000nm, característicos destas amostras, onde ocorre uma transição 2D para 3D.



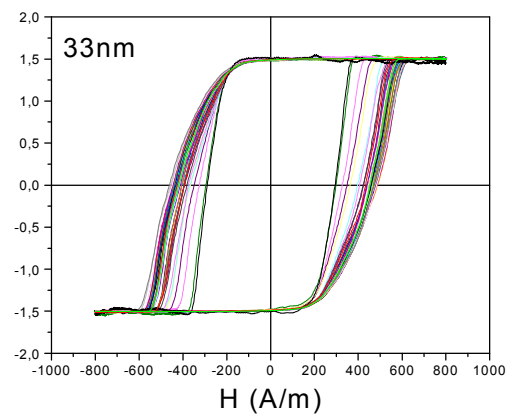
(a)



(b)

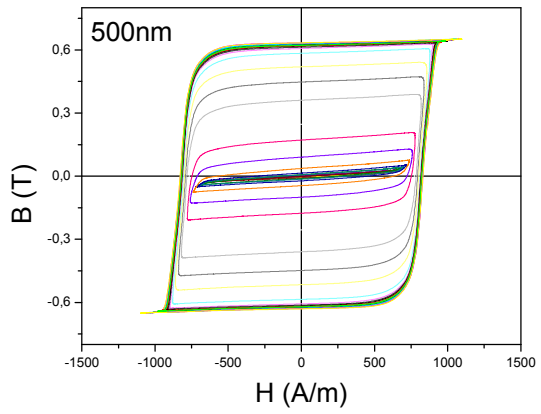


(c)

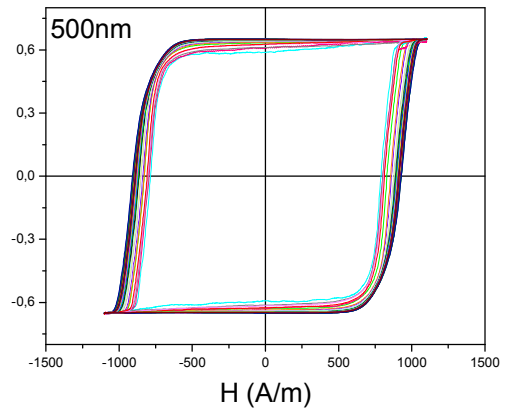


(d)

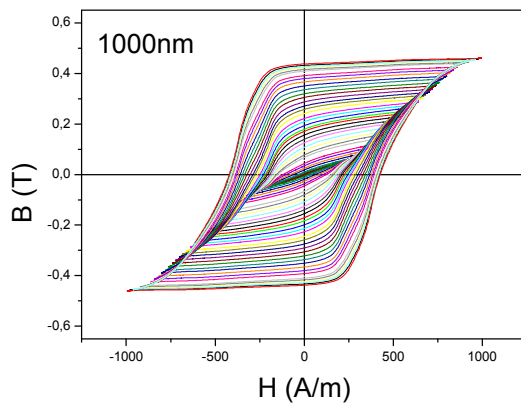
Figura 4.19 Medidas para as diversas amostras com composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16.5}\text{B}_6$, para as diferentes espessuras, as figuras (a, c) representam as medidas das amostras em função do campo (frequência fixa e campo variável). As figuras (b, d) representam as medidas das amostras em função da frequência (campo fixo e frequência variável).



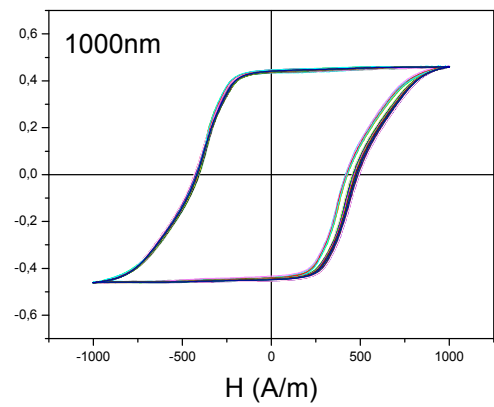
(e)



(f)



(g)



(h)

Figura 4.19 Medidas para as diversas amostras com composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16.5}\text{B}_6$, para as diferentes espessuras, as figuras (e, g) representam as medidas das amostras em função do campo (frequência fixa e campo variável). As figuras (f, h) representam as medidas das amostras em função da frequência (campo fixo e frequência variável).

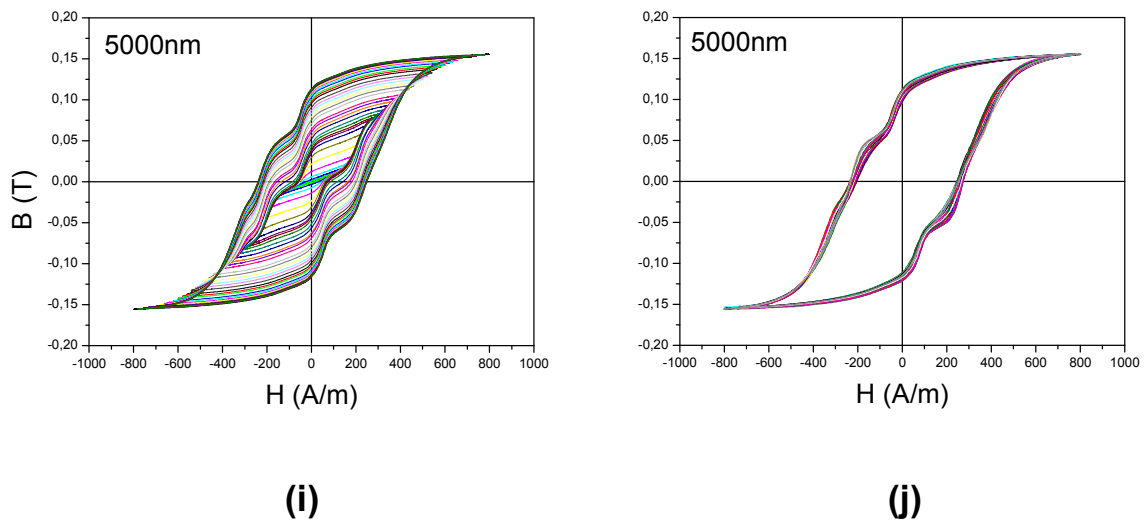
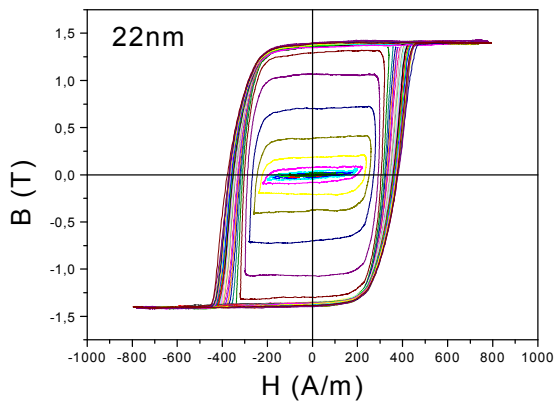


Figura 4.19 Medidas para a amostra com composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16.5}\text{B}_6$, com 5000nm de espessura, onde a figuras (i) representa as medidas da amostra em função do campo (frequência fixa e campo variável). A figura (j) representa as medidas da amostra em função da frequência (campo fixo e frequência variável).

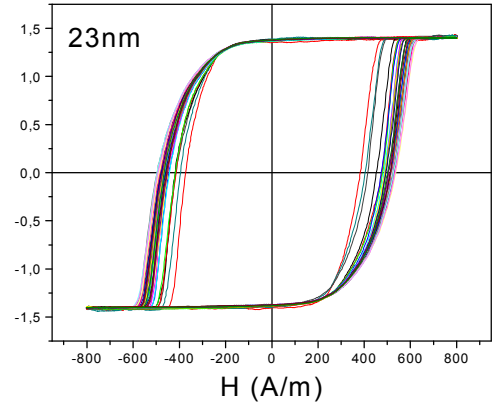
4.4.2.c $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$

Nas figuras 4.20 (a, c, e, g), são mostradas as medidas feitas nas amostras com composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$, para as várias espessuras, mantendo a mesma frequência de 100Hz e variando o campo máximo de 10A/m à 800A/m, registrando o comportamento das mesmas, pois à medida que diminui-se o valor do campo de aplicação, tem-se uma diminuição da área do laço de histerese e do campo de saturação.

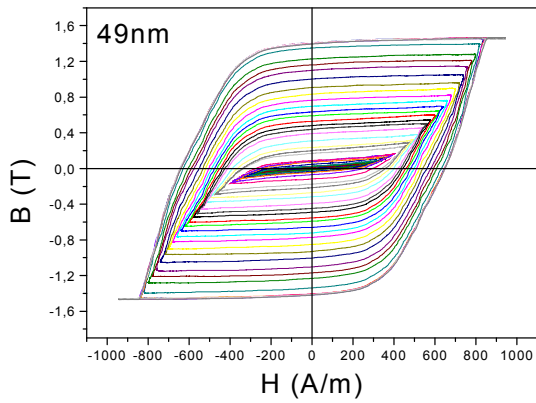
Após foram feitas medidas mantendo o valor de campo máximo fixo de 800A/m e variando a frequência de 2Hz à 2KHz, para uma mesma amostra, apresentando uma variação na relação área x frequência, como mostrado nas figuras 4.20 (b, d, f, h). O comportamento destes valores é mostrado na análise dos expoentes α e β , nas figuras 4.21 (a) e 4.21 (b).



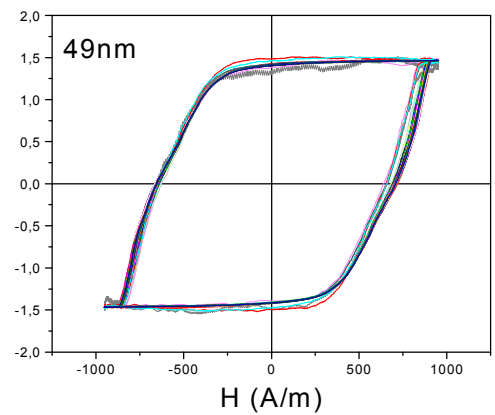
(a)



(b)

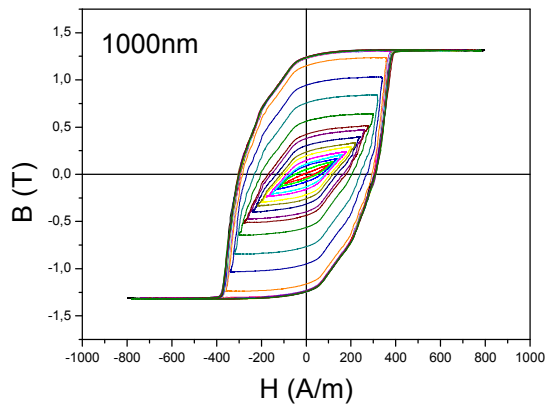


(c)

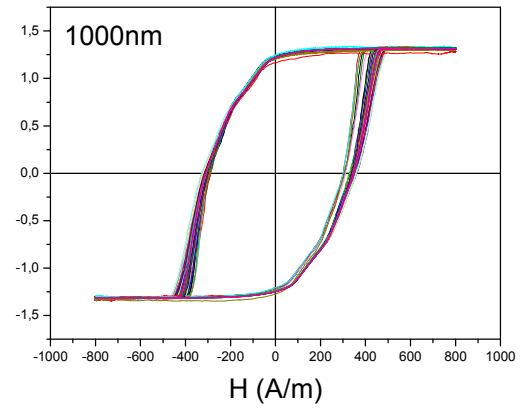


(d)

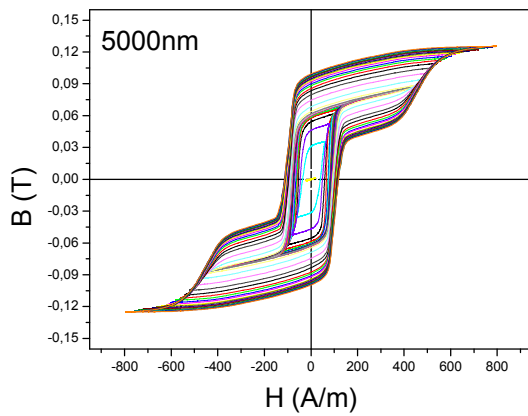
Figura 4.20 Medidas para as diversas amostras com composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$, para as diferentes espessuras, as figuras (a, c) representam as medidas das amostras em função do campo (frequência fixa e campo variável). As figuras (b, d) representam as medidas das amostras em função da frequência (campo fixo e frequência variável).



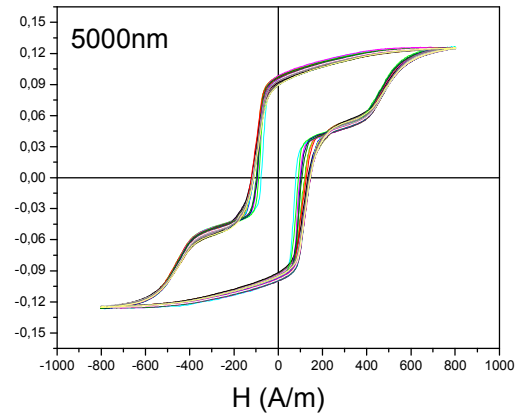
(e)



(f)



(g)



(h)

Figura 4.20 Medidas para as diversas amostras com composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$, para as diferentes espessuras, as figuras (e, g) representam as medidas das amostras em função do campo (frequência fixa e campo variável). As figuras (f, h) representam as medidas das amostras em função da frequência (campo fixo e frequência variável).

4.4.3 Análise dos Expoentes

Nas figuras 4.21 (a) e 4.21 (b) são mostradas as medidas para as diversas amostras do tipo Finemet com composições $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$, $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16.5}\text{B}_6$ e $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$, realizadas pela técnica fluxométrica, para as diferentes espessuras, ajustadas segundo a lei de potência $A \sim A_0 + H_0^\alpha \omega^\beta T^{-\gamma}$, proposta por Bland e colaboradores. Estas figuras representam os expoentes α e β , como descritos no capítulo 2, em função das espessuras das amostras. Onde α é o expoente dependente do campo aplicado e β é o expoente dependente da frequência de aquisição.

Na figura 4.21 (a), para todas as amostras com composições $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$, $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16.5}\text{B}_6$ e $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$ há um aumento do valor de α para os filmes mais finos, seguidos de uma diminuição para os filmes com maiores espessuras. A área dos laços de histerese dada pelo aumento do valor de campo de aquisição possui variação menor para os filmes mais espessos.

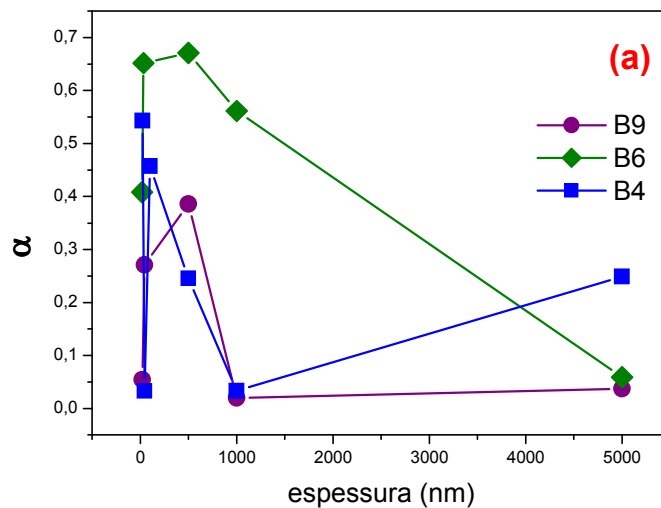


Figura 4.21 (a) Medidas para as diversas amostras Finemet, para as diferentes espessuras, que representam os expoentes α em função da espessura.

Na figura 4.21 (b), para todas as amostras com composições $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$, $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16.5}\text{B}_6$ e $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$ há uma tendência de diminuição do valor do expoente

β , à medida que aumenta a espessura das amostras. A área dos laços de histerese, dadas pelo aumento do valor da frequência de aquisição, possui variação menor para os filmes mais espessos.

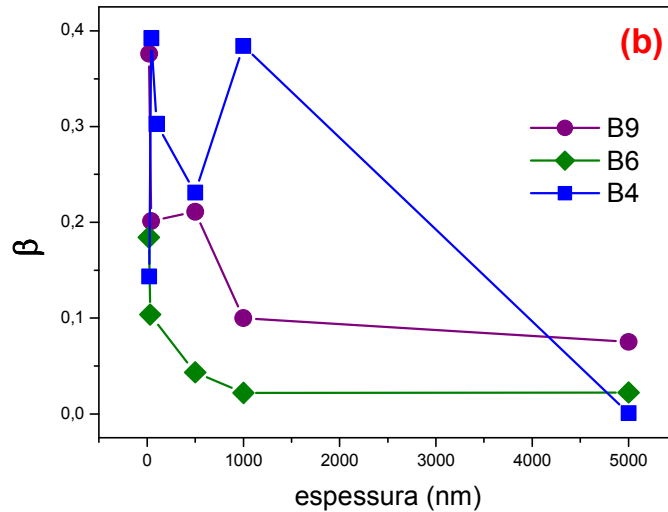


Figura 4.21 (b) Medidas para as diversas amostras Finemet, para as diferentes espessuras, que representam os expoentes β em função da espessura.

4.4.3.1 Comparação entre as duas técnicas de medidas: fluxométrica e MOKE

Como pode ser observado nas figuras 4.22 e 4.23 abaixo, onde são mostradas as comparações feitas pela aquisição dos dados das duas técnicas, fluxométrica e por Efeito Kerr, constatou-se que estes materiais obedecem a leis simples de escala, conforme o modelo de “depinning” de paredes de domínio proposto por Bland e colaboradores:

$$A \sim A_0 + H_0^\alpha \omega^\beta T^{-\gamma}$$

na figura 4.22, onde são mostrados as medidas para as amostras com composições $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$, $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16.5}\text{B}_6$ e $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$, com espessura de 20nm, é possível observar que com a técnica por Efeito Kerr a dependência da área pela frequência é mais evidente do que para as medidas feitas pela técnica fluxométrica.

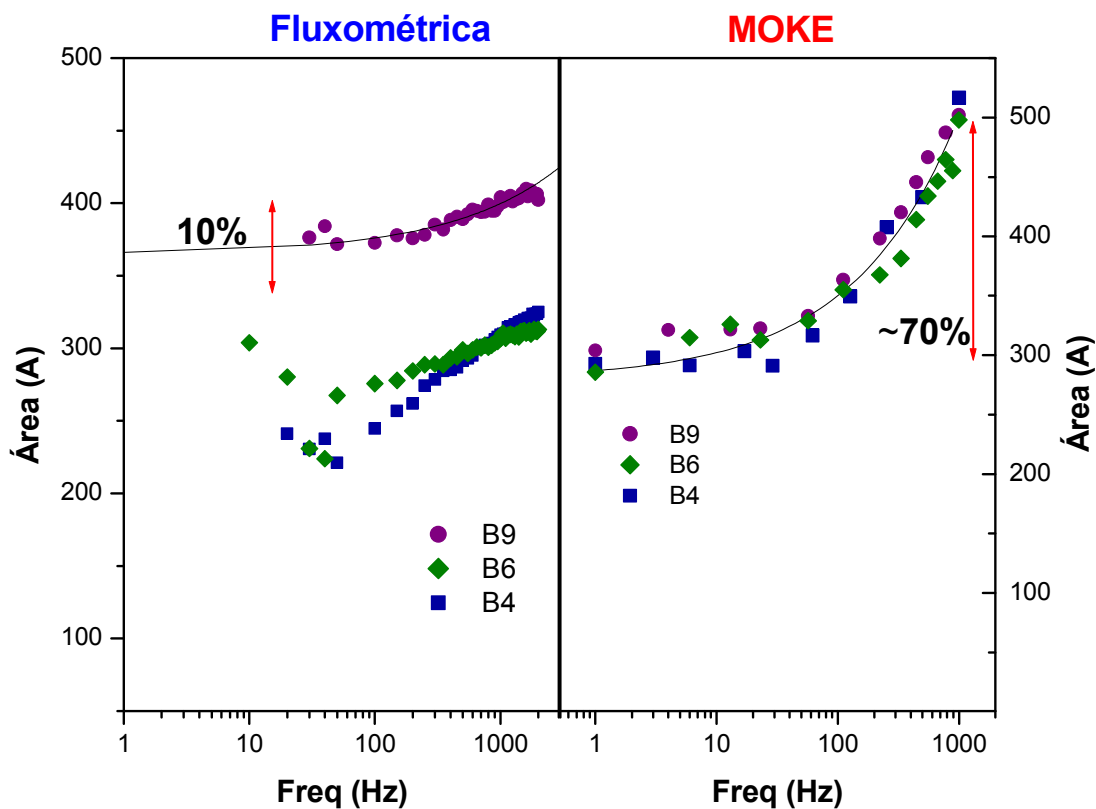


Figura 4.22 Medidas da área (A) em função da frequência em Hz das amostras com composições $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ (B9), $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16.5}\text{B}_6$ (B6) e $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$ (B4), com espessuras de 20nm.

Na figura 4.23 são apresentadas as medidas para as amostras com composições $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$, $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16.5}\text{B}_6$ e $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$, com espessura de 5000nm, que são filmes mais espessos, a dependência da frequência nas medidas feitas pela técnica fluxométrica mostra que a variação é menor em relação às medidas feitas por Efeito Kerr.

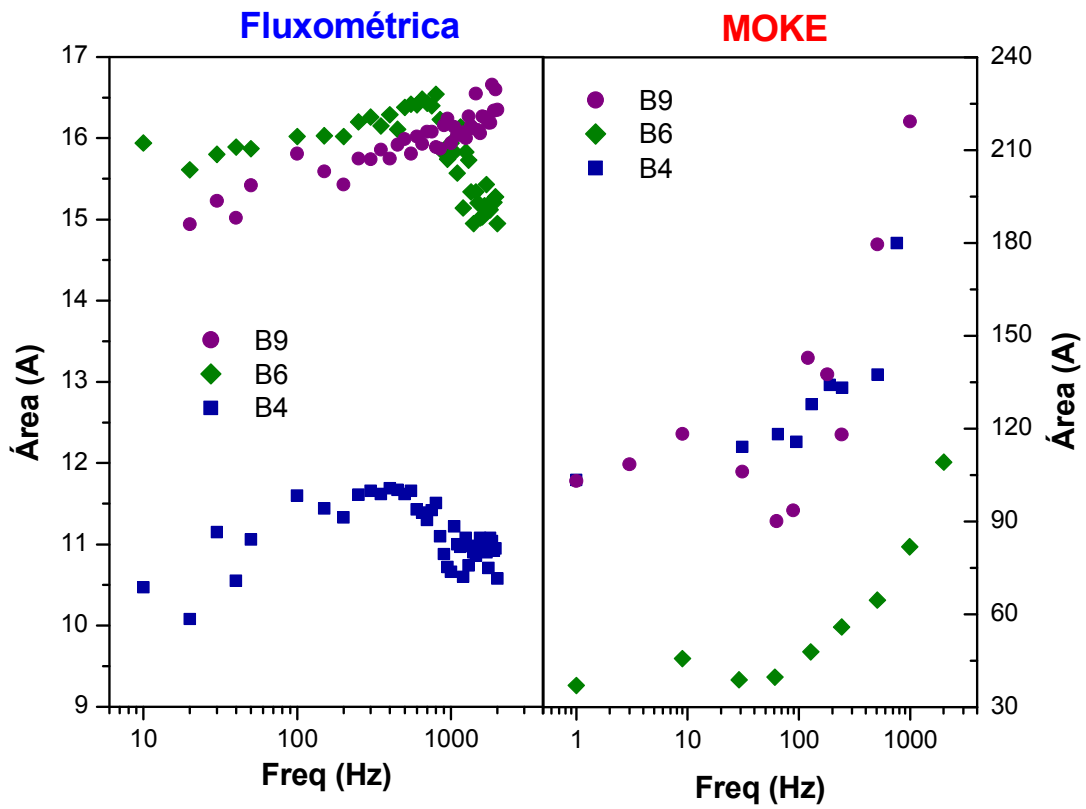


Figura 4.23 Medidas para amostras com composições $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ (B9), $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16.5}\text{B}_6$ (B6) e $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$ (B4), com espessuras de 5000nm, da área em função da frequência.

4.5 Medidas de ruído Barkhausen

4.5.1 Séries Temporais de Ruído Barkhausen

O estudo do ruído Barkhausen foi feito para as amostras Finemet, $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$, $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16.5}\text{B}_6$ e $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$ [61] e para as amostras de $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$.

Nas figuras 4.24 e 4.25 são mostradas séries temporais representativas do ruído Barkhausen para amostras das séries $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ e $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$, respectivamente, para as várias espessuras, que variaram entre 20nm até 5000nm. As medidas foram realizadas em amostras não submetidas a tratamento térmico. As aquisições foram realizadas com as amostras percorrendo seus ciclos de histerese, na frequência de 0.2Hz e com taxa de amostragem de 200 kS/s.

Enquanto que nas amostras $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16.5}\text{B}_6$ não pode ser observado ruído Barkhausen, em nenhuma das suas diversas espessuras estudadas, pois provavelmente estas amostras estão em uma fase próxima a fase nanocristalina, onde os níveis de ruído são baixos ou não existem.

4.5.1.a $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$

Nas amostras com composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$, pode ser observado um aumento do nível de ruído, em 21nm à 500nm, seguido de uma diminuição, em 1500nm e 2000nm, e após um aumento do nível de ruído novamente, em 5000nm, em função do aumento da espessura do material, conforme mostradas na figura 4.24. Foi possível observar que o aumento da espessura influencia no aumento do nível de ruído do material.

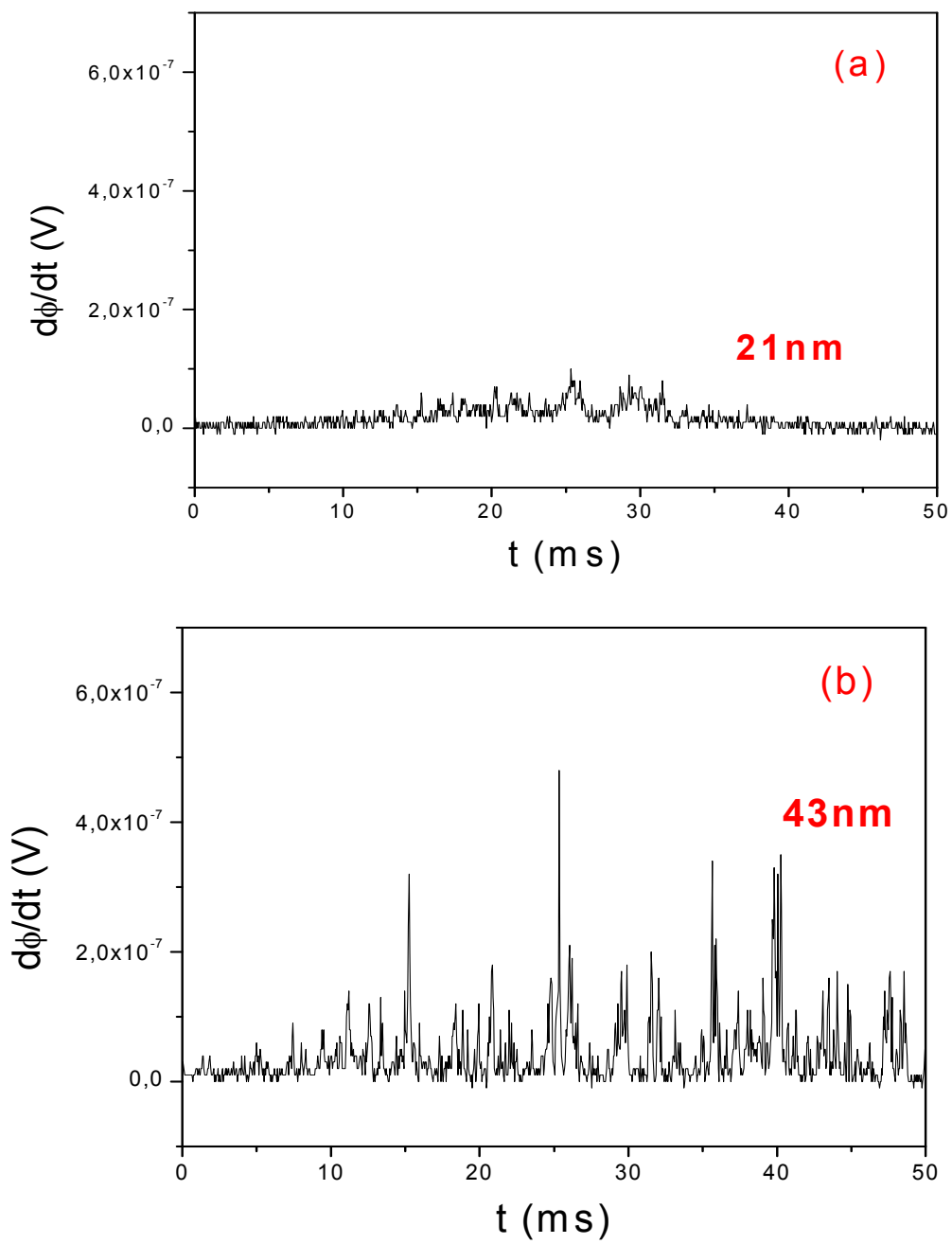


Figura 4.24 Medidas de ruído Barkhausen para as amostras com composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ (a, b), para as espessuras de 21 nm e 43 nm, adquiridas a frequência de 0.2 Hz.

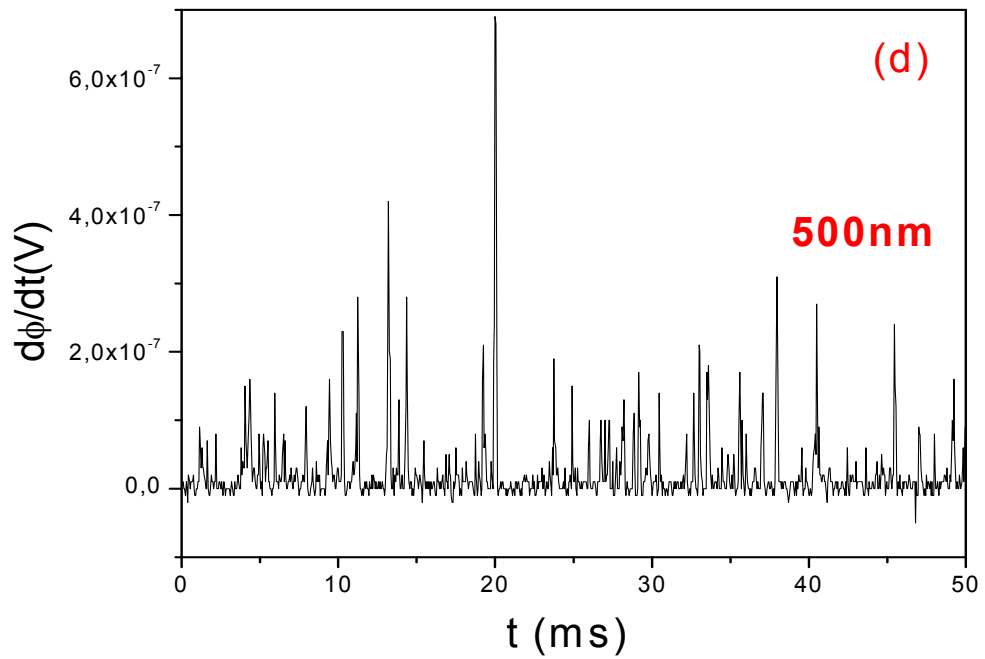
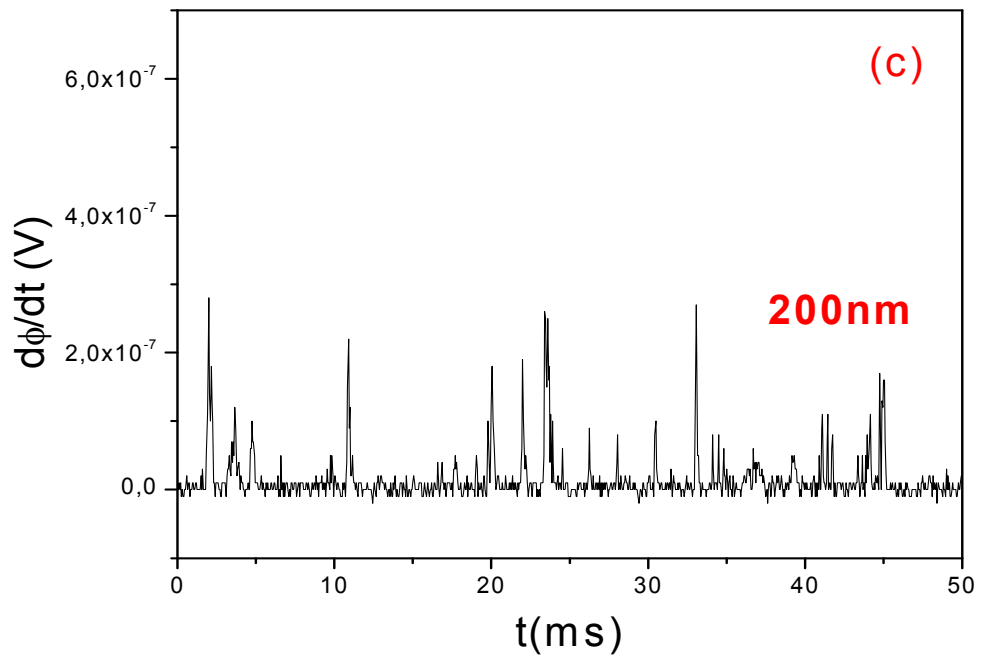


Figura 4.24 Medidas de ruído Barkhausen para as amostras com composição $Fe_{73.5}Cu_1Nb_3Si_{13.5}B_9$ (c, d), para as amostras com espessuras de 200nm e 500nm, adquiridas a frequência de 0.2 Hz.

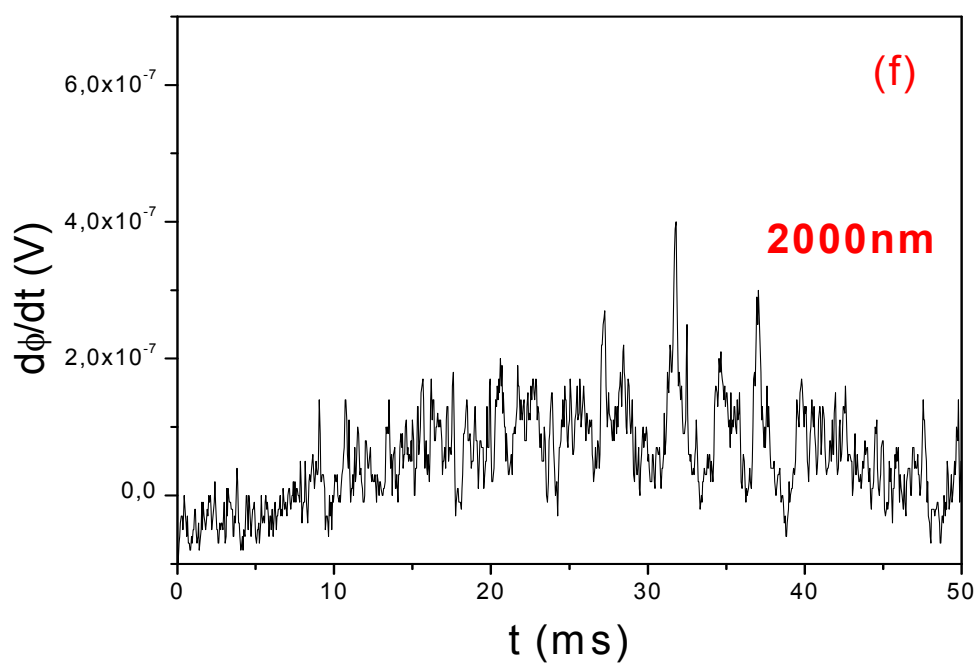
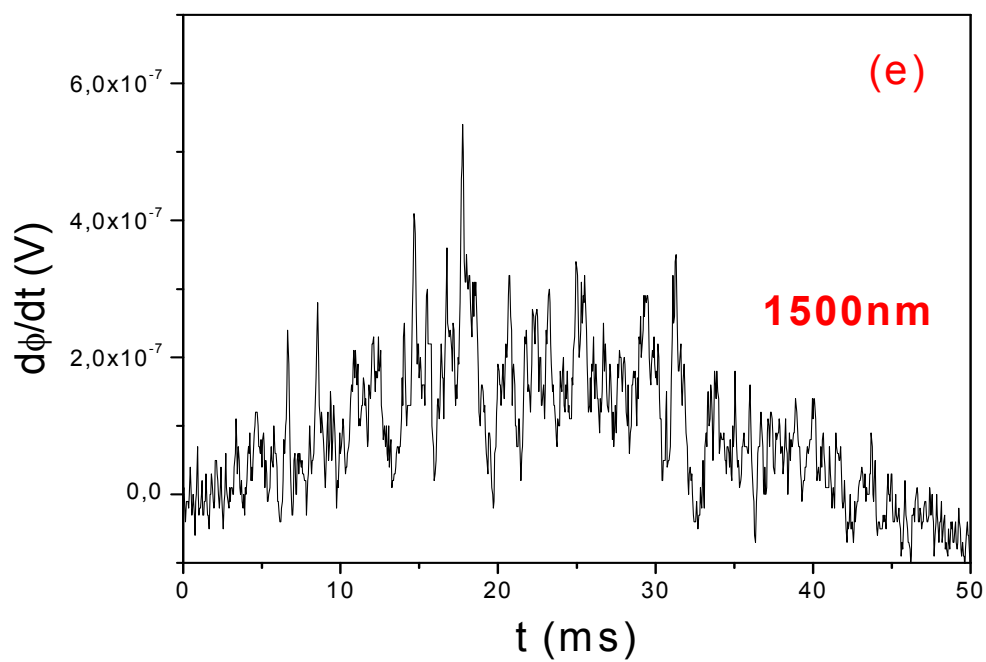


Figura 4.24 Medidas de ruído Barkhausen para as amostras com composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ (e, f), para as amostras com espessuras de 1500nm e 2000nm, adquiridas a frequência de 0.2 Hz.

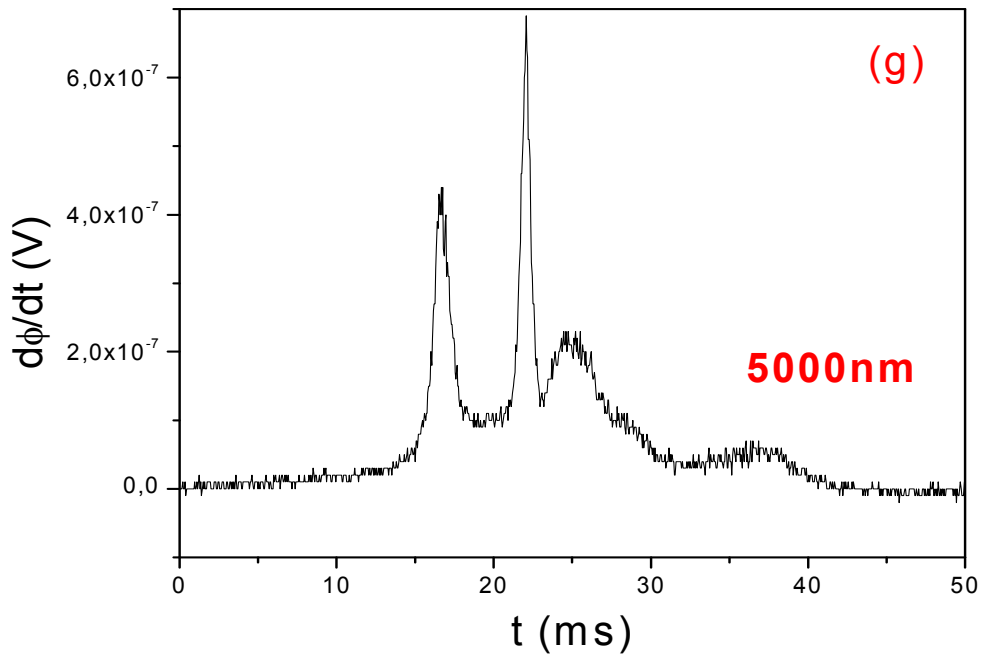


Figura 4.24 Medidas de ruído Barkhausen para amostra com composição $\text{Fe}_{73,5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13,5}\text{B}_9$ (g), para a amostra com espessura de 5000nm, adquirida a freqüência de 0.2 Hz.

4.5.1.b $\text{Fe}_{73,5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18,5}\text{B}_4$

Nas amostras com composição $\text{Fe}_{73,5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18,5}\text{B}_4$ pode ser observado um aumento do nível de ruído em função da espessura das amostras, isto é, a medida que aumenta a espessura da amostra, também aumenta o nível de ruído das mesmas, conforme mostrado na figura 4.25, há a influencia do aumento da espessura da amostra em relação ao aumento do nível de ruído.

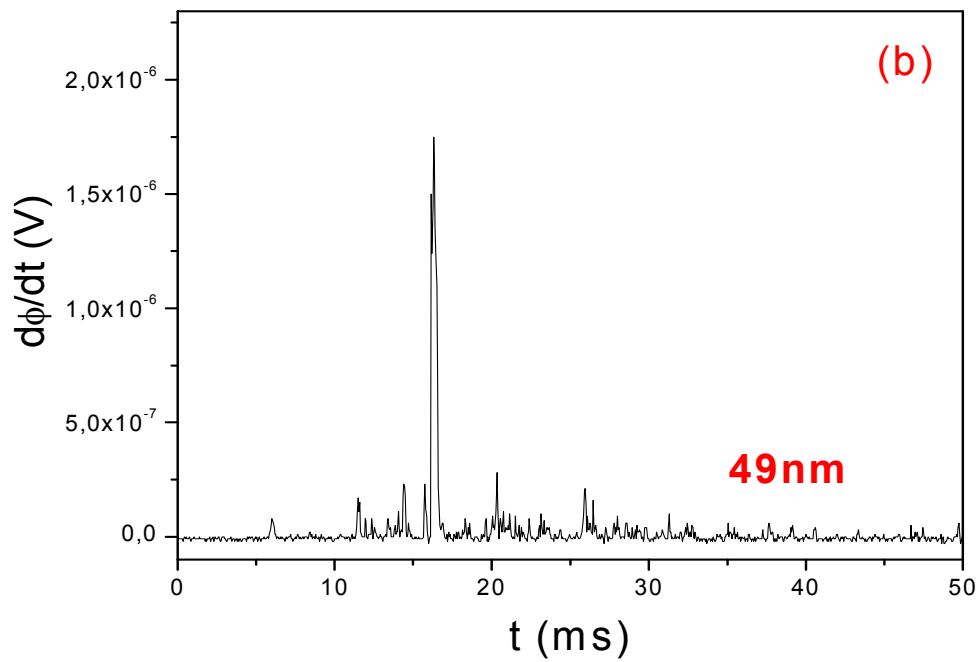
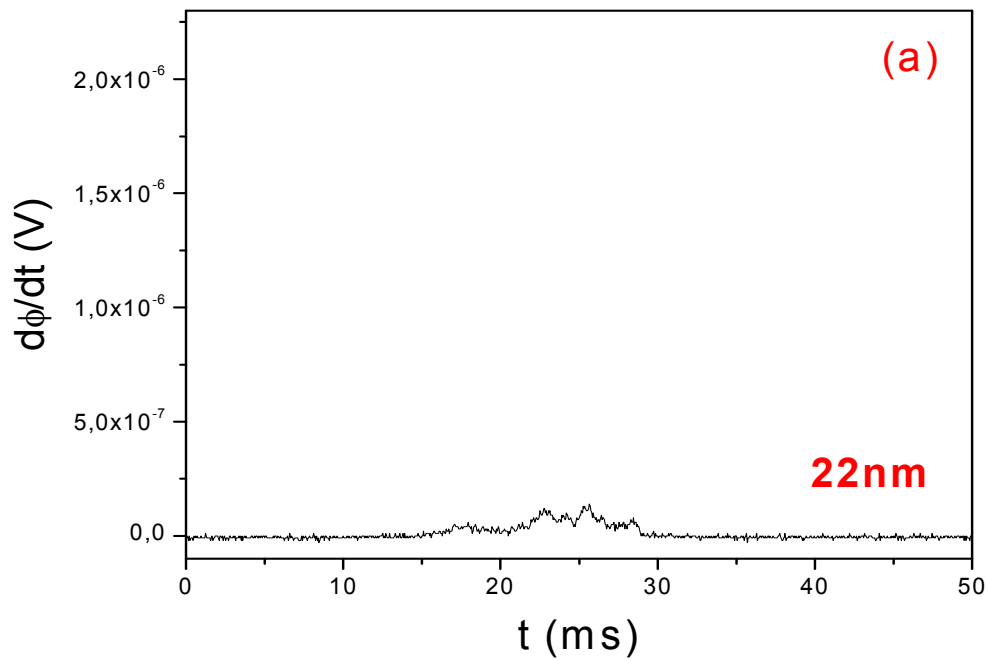


Figura 4.25 Medidas de ruído Barkhausen para as amostras com composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16.5}\text{B}_4$ (a, b), para as espessuras de 22nm e 49nm, adquiridas a frequência de 0.2 Hz.

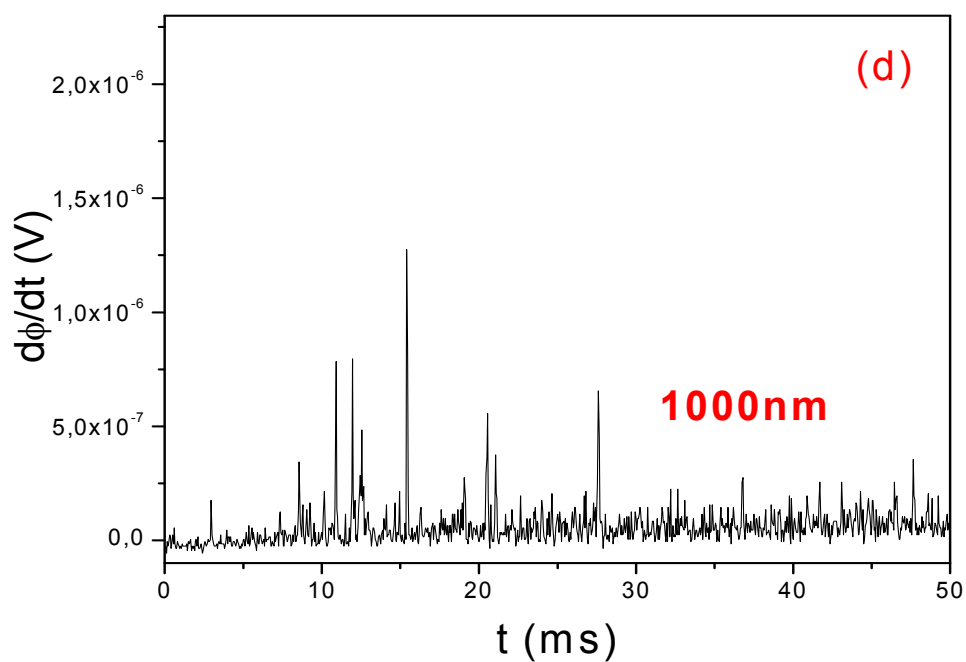
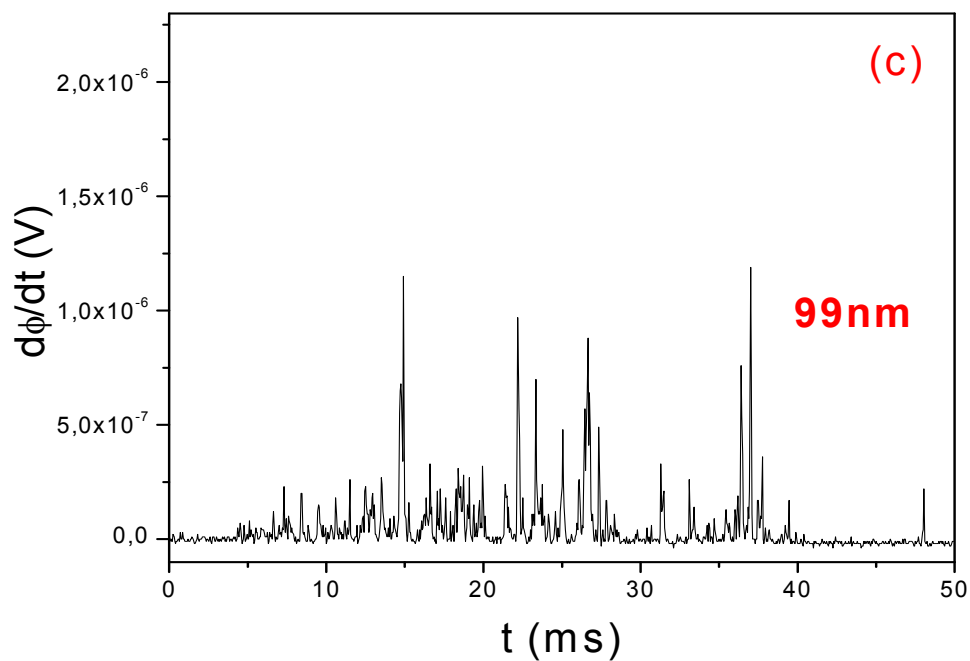


Figura 4.25 Medidas de ruído Barkhausen para as amostras com composição $\text{Fe}_{73,5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16,5}\text{B}_4$ (c, d), para as espessuras de 99nm e 1000nm, adquiridas a frequência de 0.2 Hz.

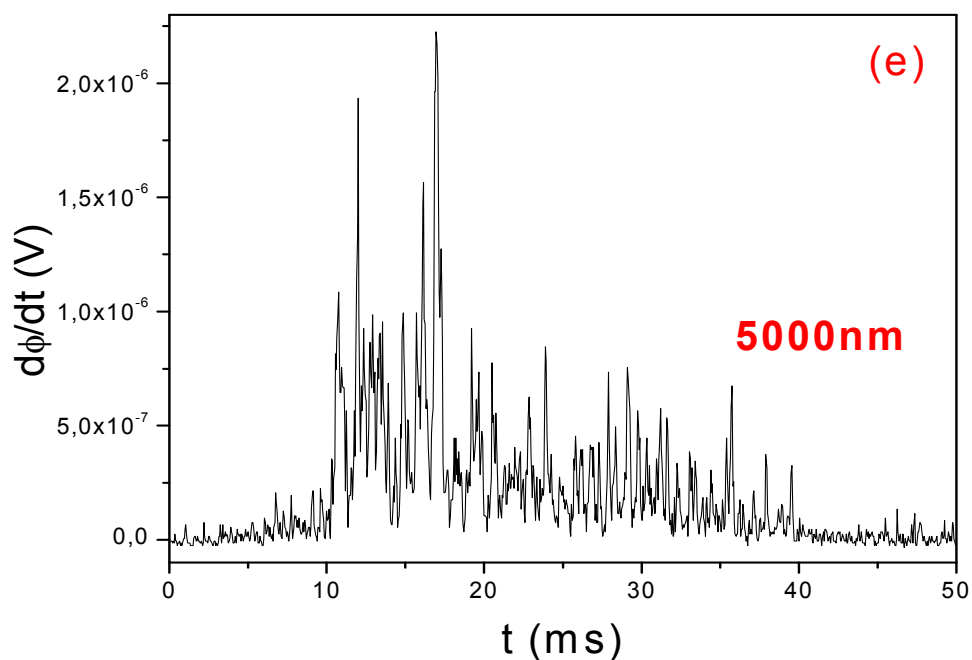


Figura 4.25 Medidas de ruído Barkhausen para a amostra com composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$ (e), para a espessura de 5000nm, adquirida a frequência de 0.2 Hz.

4.5.1.c $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$

Para as amostras com composição $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ pode ser observado o ruído somente nas amostras mais espessas, 1000nm e 5000nm, onde o nível de ruído aumenta em função do aumento da espessura das amostras, como é mostrado na figura 4.26 (a) e na figura 4.26(b), com uma frequência de aquisição de 0.2Hz, portanto existe uma relação do aumento da espessura da amostra em função do aumento do nível de ruído.

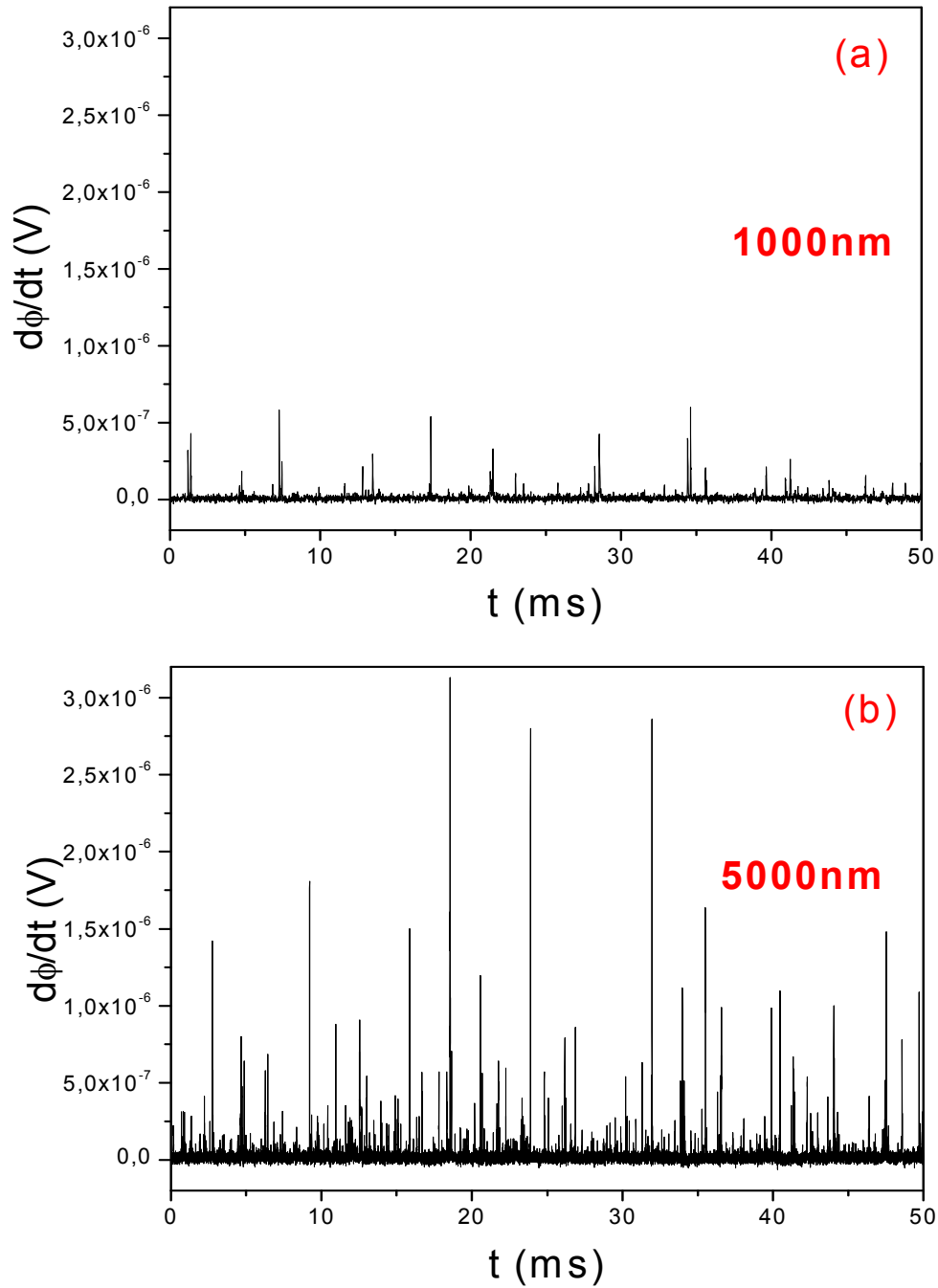


Figura 4.26 Medidas de ruído Barkhausen para amostra a base de Co, com composição $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$, para a amostra com espessura de 1000nm (a) e espessura 5000nm (b), com a mesma frequência de aquisição, 0.2Hz.

Nas figuras 4.27 para a amostra com composição de $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$, foi feito um estudo da espessuras de 1000nm em função da mudança da frequência de aquisição, onde pode ser observado que o nível de ruído aumenta (valor de $\frac{d\phi}{dt}$ (V) aumenta) em função do aumento da frequência de magnetização.

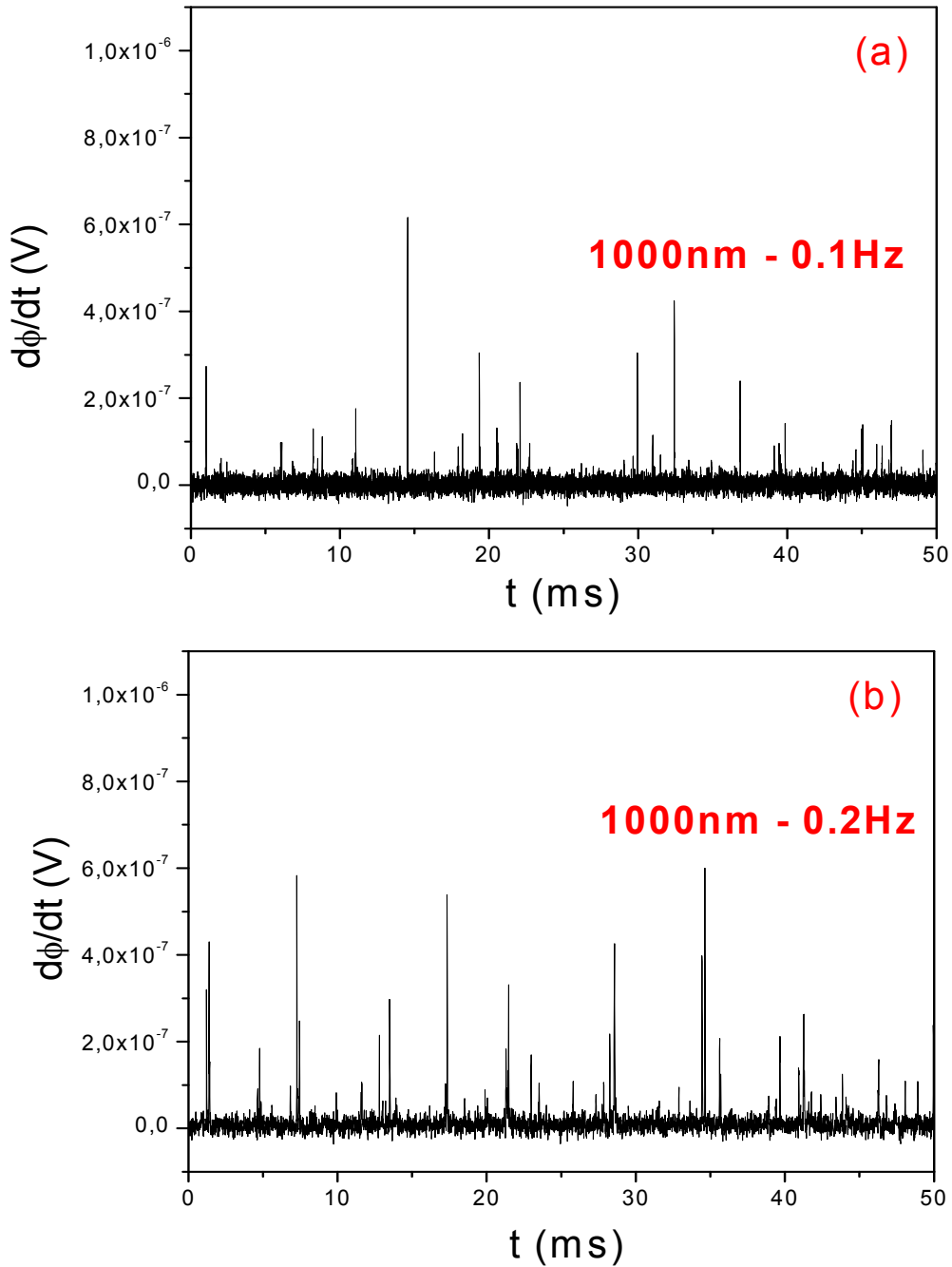


Figura 4.27 Medidas de ruído Barkhausen para amostra $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$, para a amostra com a mesma espessura, 1000nm, adquirida à diferentes frequências de 0.1Hz (a) e 0.2Hz (b).

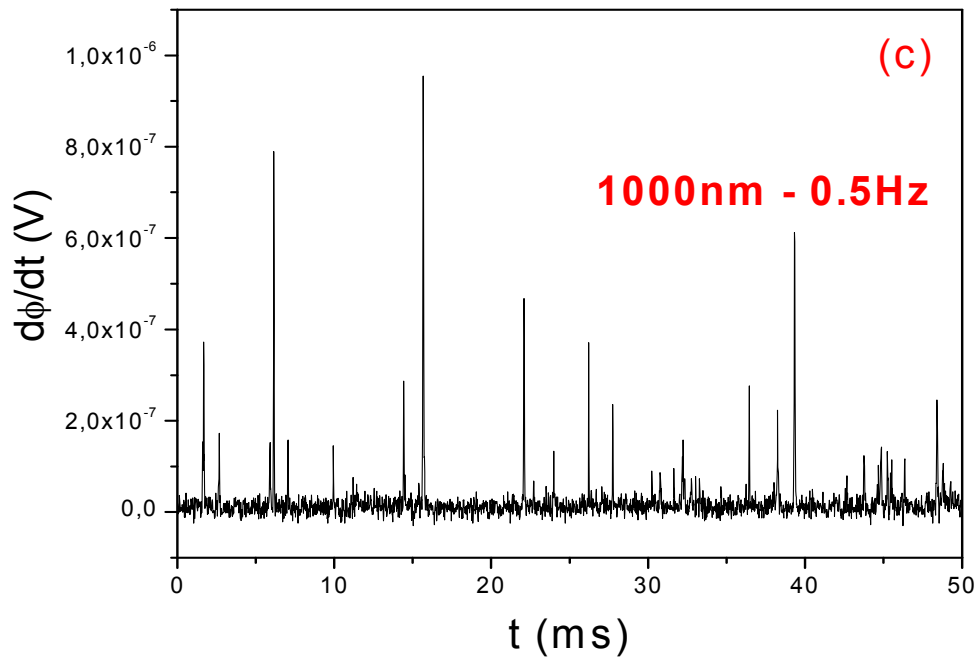


Figura 4.27 Medidas de ruído Barkhausen para amostra $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$, com espessura de 1000nm, adquirida à frequência de 0.5Hz (c).

Nas figuras 4.28 para a amostra com composição de $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$, foi feito um estudo da espessuras de 5000nm em função da mudança da frequência de aquisição, onde pode ser observado que o nível de ruído aumenta (valor de $\frac{d\phi}{dt}$ (V) aumenta) em função do aumento da frequência de magnetização.

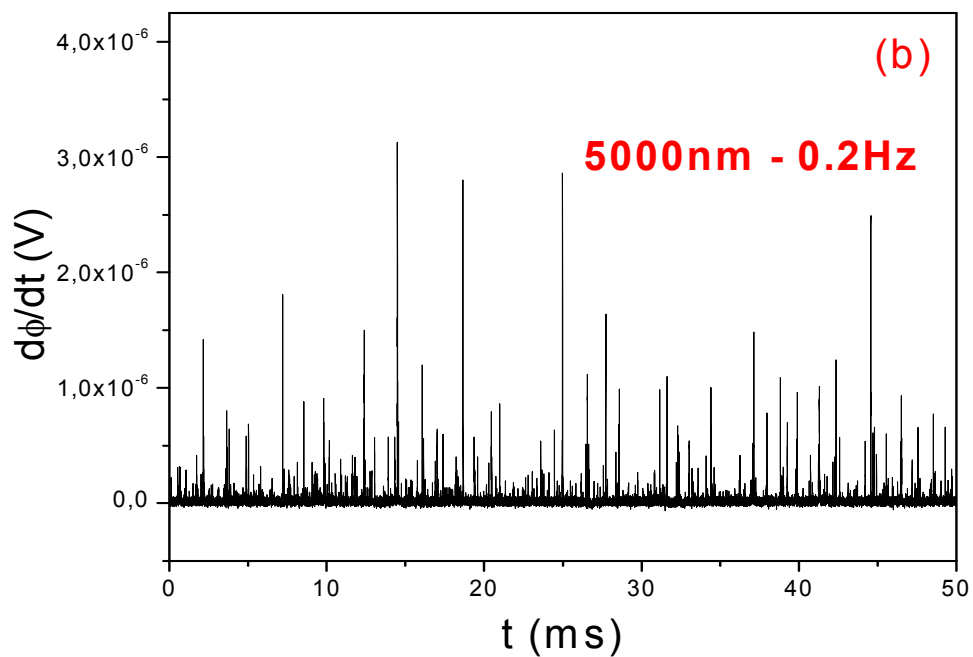
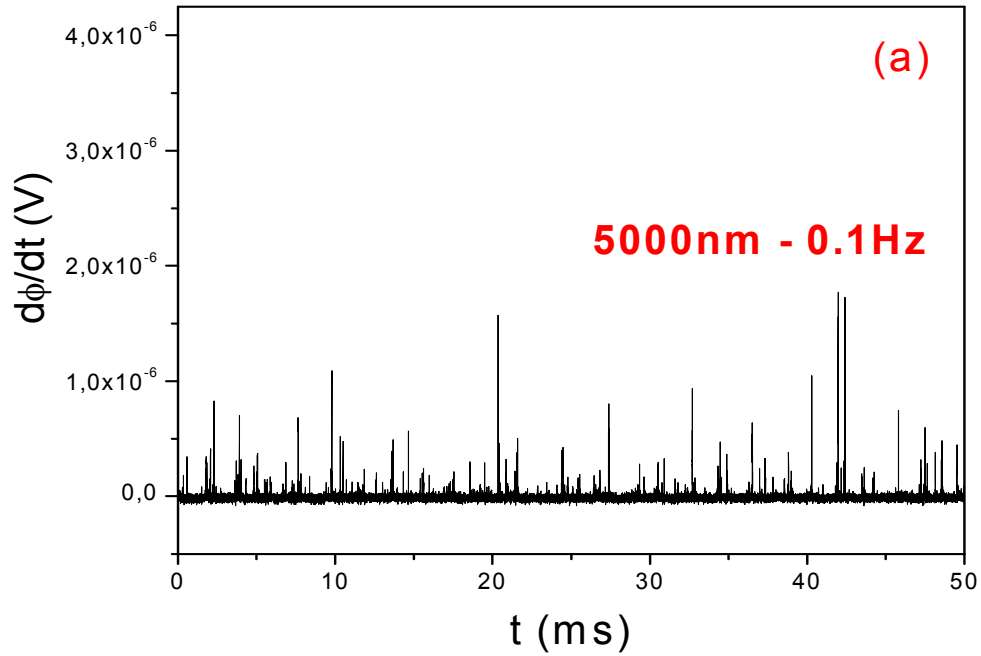


Figura 4.28 Medidas de ruído Barkhausen para amostra $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$, para a amostra com a mesma espessura, 5000nm, adquirida à diferentes frequências, 0.1Hz (a) e 0.2Hz (b).

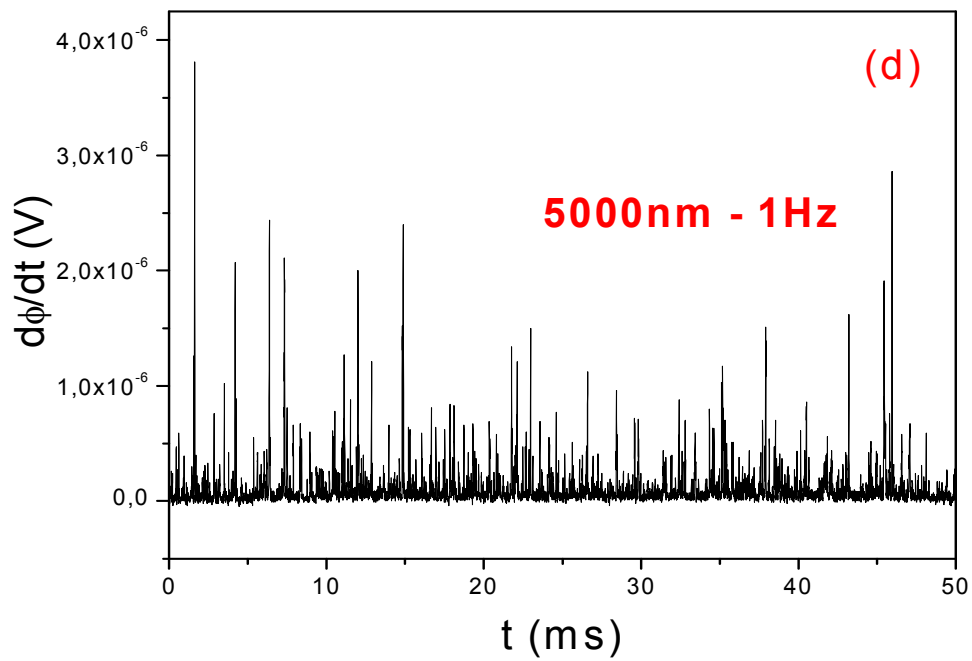
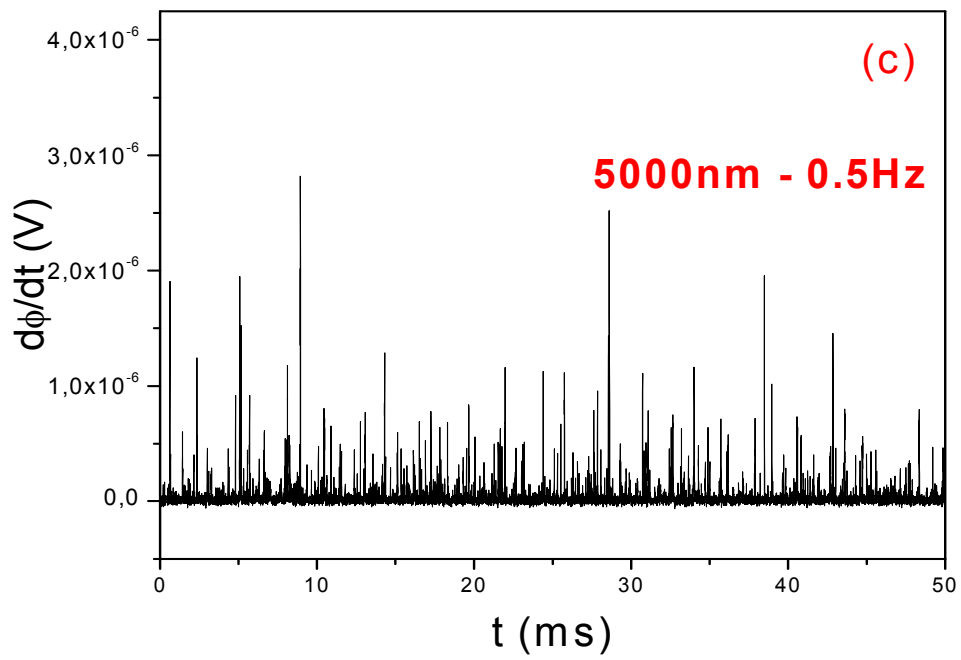


Figura 4.28 Medidas de ruído Barkhausen para amostra $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$, para a amostra com a mesma espessura, 5000nm, adquirida à diferentes frequências, 0.5Hz (c) e 1.0Hz (d).

4.5.2 Espectros de Potência

Para obter os espectros de potência foi implementada uma rotina que faz a aquisição a partir dos dados de ruído Barkhausen, mostrados anteriormente. O cálculo dos espectros de potência $S(f)$ faz uso de rotinas clássicas de “Fast Fourier Transform” (FFT). Ao aplicar este procedimento aos dados amostrados discretamente é fundamental que se leve em conta o teorema de amostragem, segundo o qual, se um conjunto de dados é amostrado com um intervalo Δn entre pontos consecutivos, a transformada de Fourier discreta deste conjunto de dados só tem significado físico dentro do intervalo de frequências dado por:

$$f < f_c,$$

onde $f_c \equiv \frac{1}{2\Delta n}$ é chamada de frequência crítica de Nyquist. Qualquer componente fora desse intervalo de frequências é falsamente transladado para dentro do mesmo, contribuindo com componentes indesejadas no espectro de potência.

Para satisfazer este critério e evitar os componentes indesejadas, é necessário filtrar as frequências maiores que a frequência de Nyquist. Isto é feito usando-se o filtro passa-baixas do pré-amplificador, que corta frequências maiores que a metade da frequência de amostragem.

Os espectros de potência referentes às amostras Finemet, com composições $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ e $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$ são mostrados nas figuras 4.29 e 4.30.

4.5.2.a $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$

Para a amostra $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ (como mostrado na figura 4.29), pode ser observado um aumento no valor máximo do espectro de potência, nas amostras de 21nm à 500nm de espessura, seguido de uma diminuição, em 1500nm e 2000nm, e após um aumento novamente, em 5000nm, do nível do espectro de potência em função do aumento da espessura do material, este comportamento é consistente com o comportamento das medidas de ruído Barkhausen destas amostras.

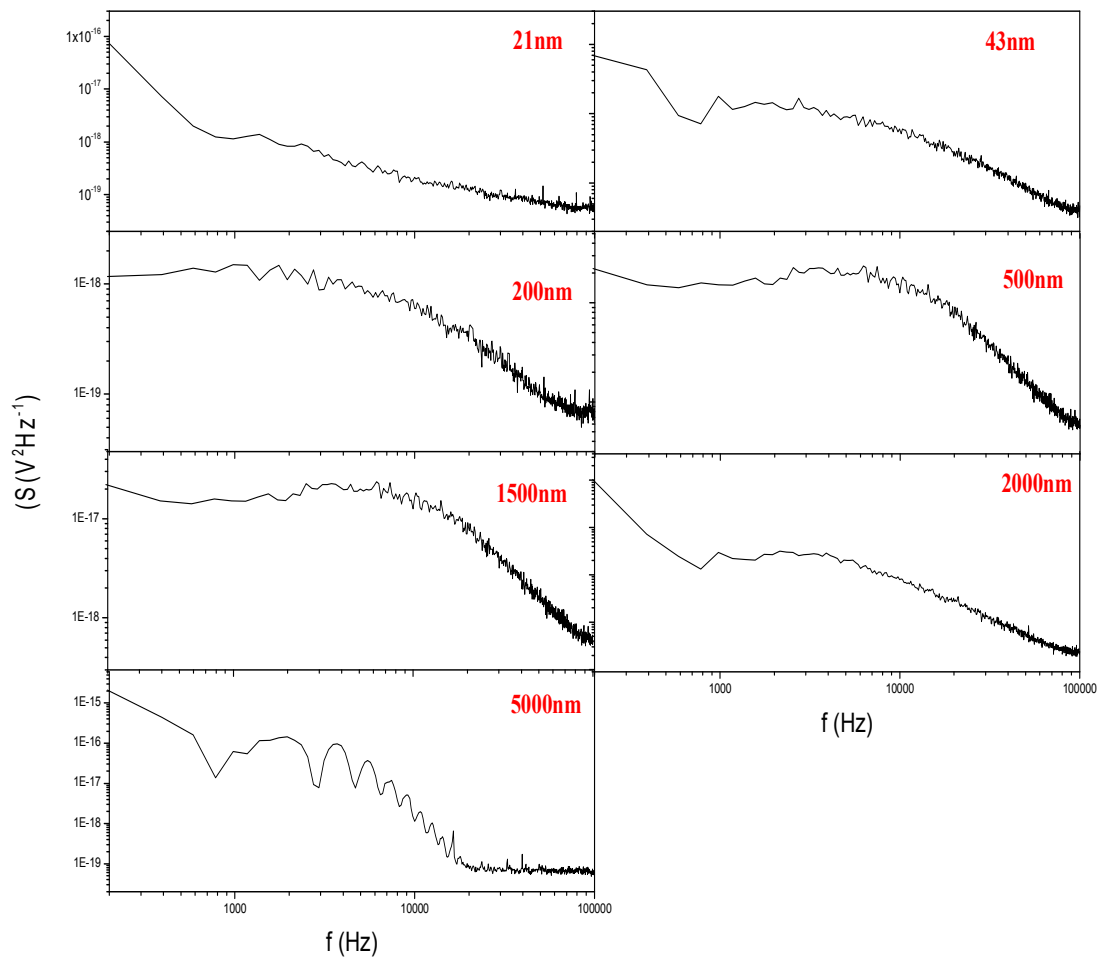


Figura 4.29 Espectros de potência da amostra Finemet, com composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$, para as várias espessuras.

4.5.2.b $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$

Para a amostra $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$ (como mostrado na figura 4.30), pode ser observado um aumento do espectro de potência em função da espessura das amostras, isto é, a medida que aumenta a espessura da amostra, também aumenta o espectro de potência das mesmas, este comportamento é consistente com o comportamento das medidas de ruído Barkhausen destas amostras.

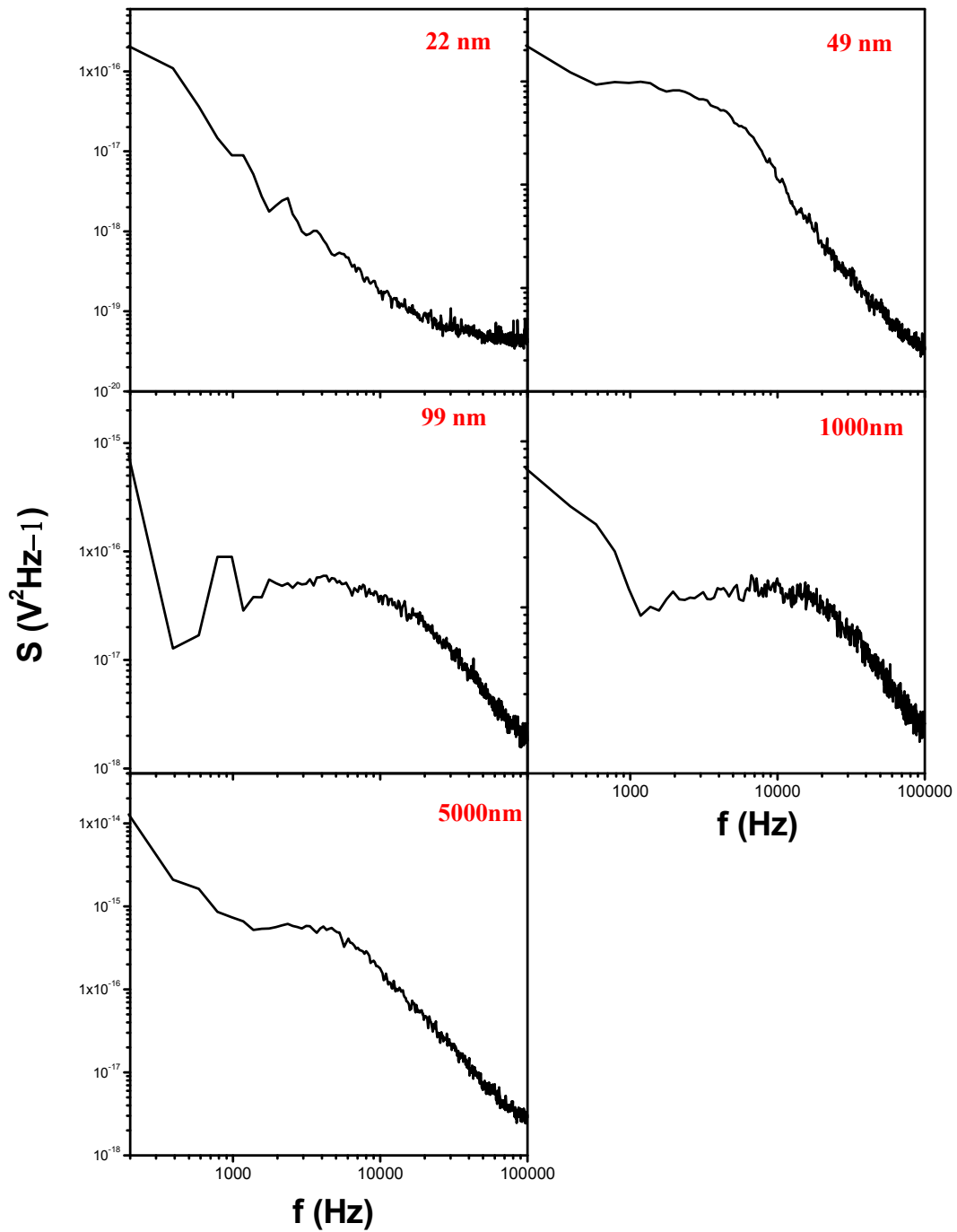


Figura 4.30 Espectros de potência da amostra Finemet, com composição $Fe_{73.5}Cu_1Nb_3Si_{18.5}B_4$, para as várias espessuras.

4.5.3 Distribuições de Amplitude, Área e Duração dos Saltos Barkhausen

Nesta seção são apresentados os resultados obtidos para as distribuições de amplitude, área e duração dos saltos Barkhausen, obtidos para as amostras estudadas neste trabalho, através de rotinas escritas em HPVee/Agilent VEE. Para cada conjunto de amostras foram obtidos e contados 100 séries correspondendo a cada medida de ruído Barkhausen.

4.5.3.a $\text{Fe}_{73,5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13,5}\text{B}_9$

A figura 4.31 mostra as distribuições de área dos saltos Barkhausen para a amostra com composição $\text{Fe}_{73,5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13,5}\text{B}_9$, ajustadas pela lei de potência, dada pela expressão $P(s) = s^{-\tau} f(s/s_0)$, onde s_0 é o valor de corte e τ é o expoente crítico, onde foi possível observar que elas decaem com esta lei de potência e a variação do ponto de corte s_0 para cada uma das distribuições é consistente com o comportamento observado diretamente nas séries temporais.

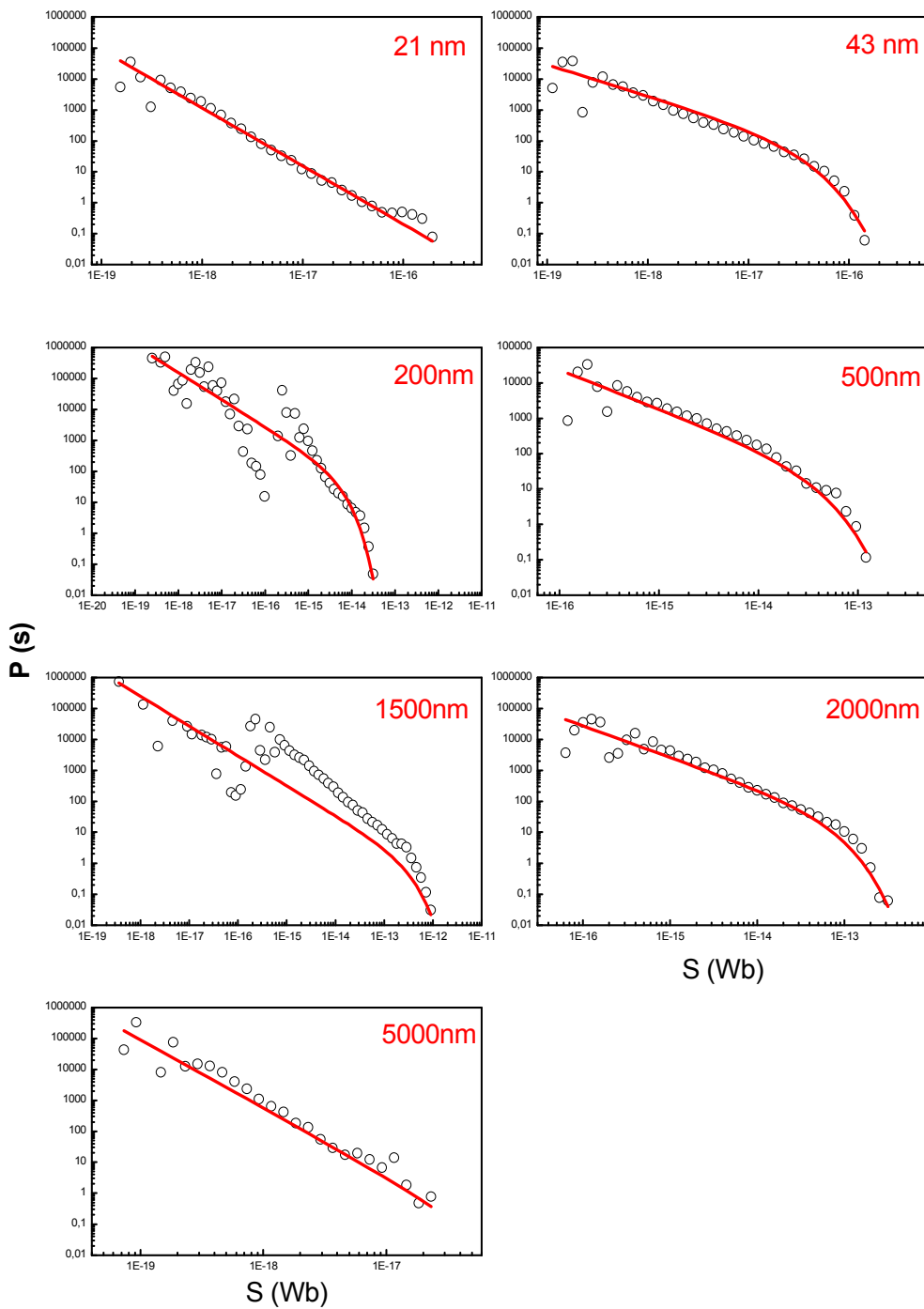


Figura 4.31 Ajustes da amostra com composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$, para encontrar os valores do expoente τ , para as várias espessuras.

4.5.2.b $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$

A figura 4.32 mostra as distribuições de área dos saltos Barkhausen para a amostra com composições $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$, ajustadas pela lei de potência, dada pela expressão $P(s) = s^{-\tau} f(s/s_0)$, onde s_0 é o valor de corte e τ é o expoente crítico.

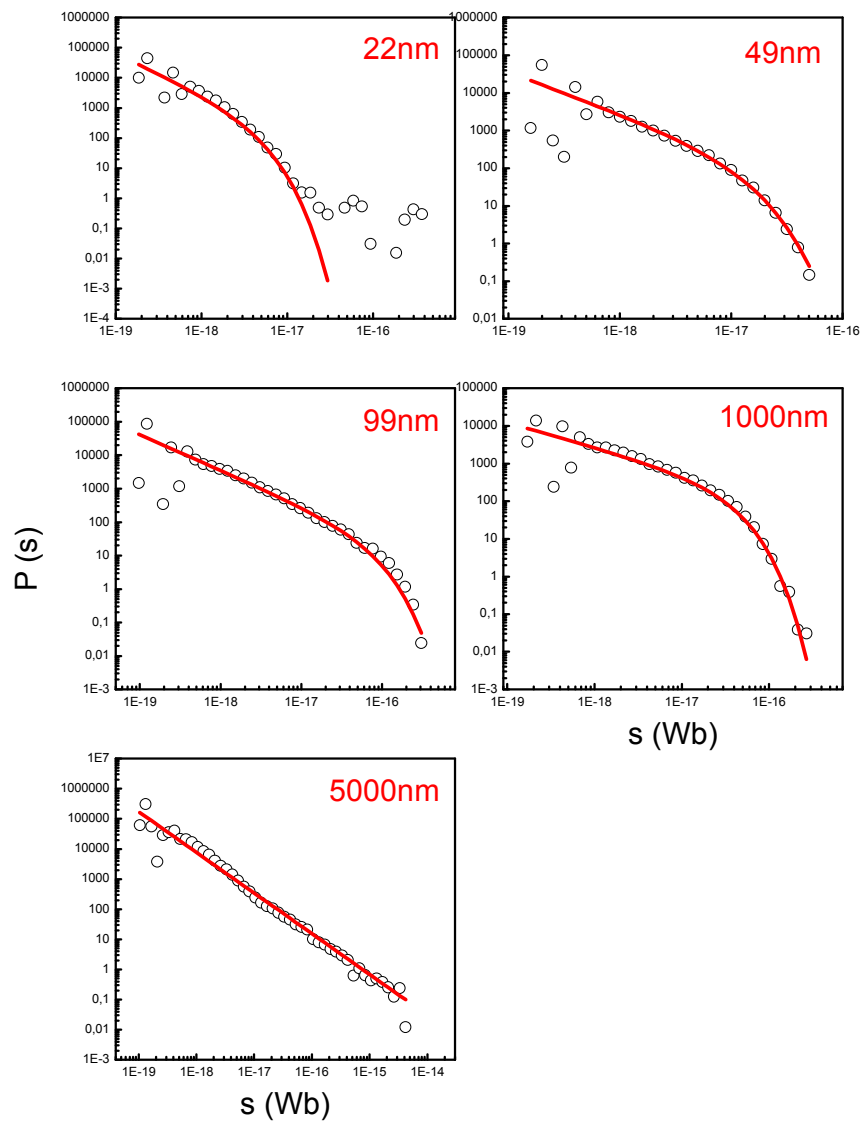


Figura 4.32 Ajustes da amostra com composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$, para encontrar os valores do expoente τ , para as várias espessuras.

É possível observar nas figuras 4.33 (a) e 4.33 (b), para as amostras com composições $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ e $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$, mediante os valores dos expoentes τ em função da espessura das amostras, que as mesmas pertencem a segunda classe proposta, que inclui ligas amorfas que podem ser relacionadas com interações de curto alcance.

O módulo do expoente τ aumenta com o aumento da espessura das amostras, para as distribuições de área, exibindo flutuações grandes à medida que a relação sinal/ruído aumenta nas séries temporais.

Nas figuras 4.33 (a) e (b) a barra vermelha indica o valor de $\tau = 1.27$, que representa a classe de universalidade dos materiais amorfos, segundo a proposta de Durin e colaboradores.

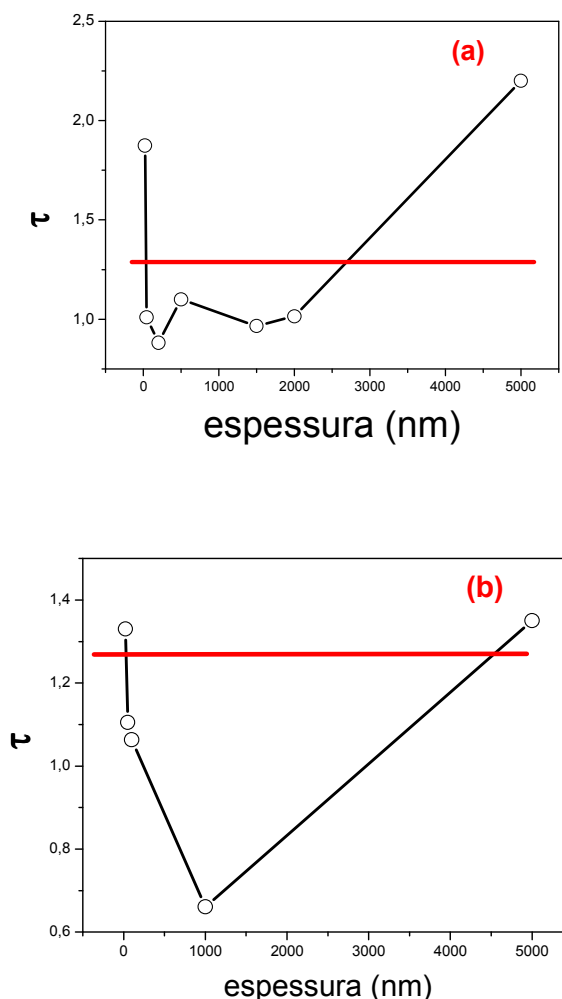


Figura 4.33 (a) Ajustes da amostra Finemet, com composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$, para encontrar os valores do expoente τ , para as várias espessuras. **(b)** Ajustes da amostra Finemet, com composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$, para encontrar os valores do expoente τ , para as várias espessuras.

4.5.2.c Co_{70.4}Fe_{4.6}Si₁₅B₁₀

Na figura 4.34, para a amostra com composição Co_{70.4}Fe_{4.6}Si₁₅B₁₀, espessuras de 1000nm e 5000nm, é mostrada as distribuições de área dos saltos Barkhausen, ajustadas pela lei de potência, dada pela expressão $P(s) = s^{-\tau} f(s/s_0)$, onde s_0 é o valor de corte e τ é o expoente crítico.

Para a amostra com 1000nm foram feitas os ajustes para várias frequências de aquisição, observando-se que o ajuste das mesmas tem um mesmo decaimento. Mediante os ajustes, para as amostras de 1000nm e 5000nm, é possível observar que as amostras pertencem a segunda classe proposta, que inclui ligas amorfas.

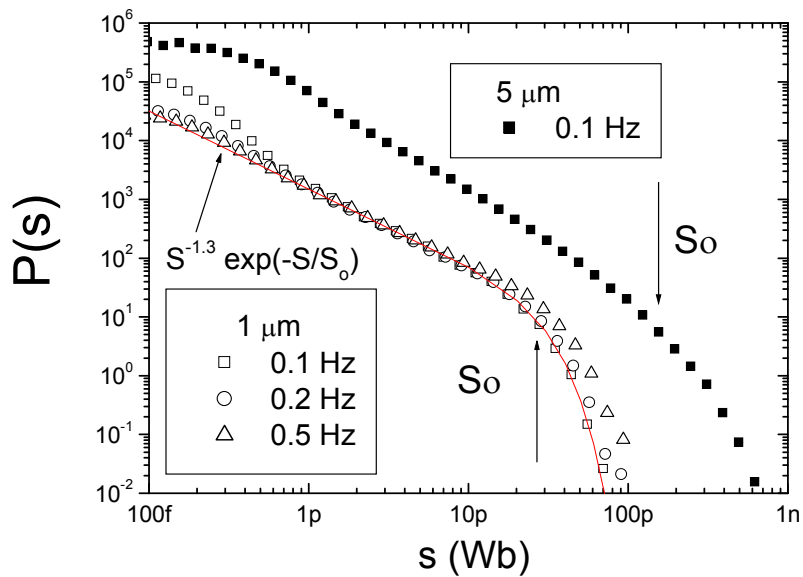


Figura 4.34 Ajustes da amostra CoFeSiB, para encontrar os valores do expoente τ , para as várias espessuras.

4.5.3.d Fe_{73.5}Cu₁Nb₃Si_{13.5}B₉

Na figura 4.35 é mostrado o ajuste para as distribuições de duração dos saltos Barkhausen, para a amostra com composição Fe_{73.5}Cu₁Nb₃Si_{13.5}B₉, os ajustes são feitos através da lei de potência $P(T) = T^{-\alpha} g(T/T_0)$, onde T_0 é o valor de corte.

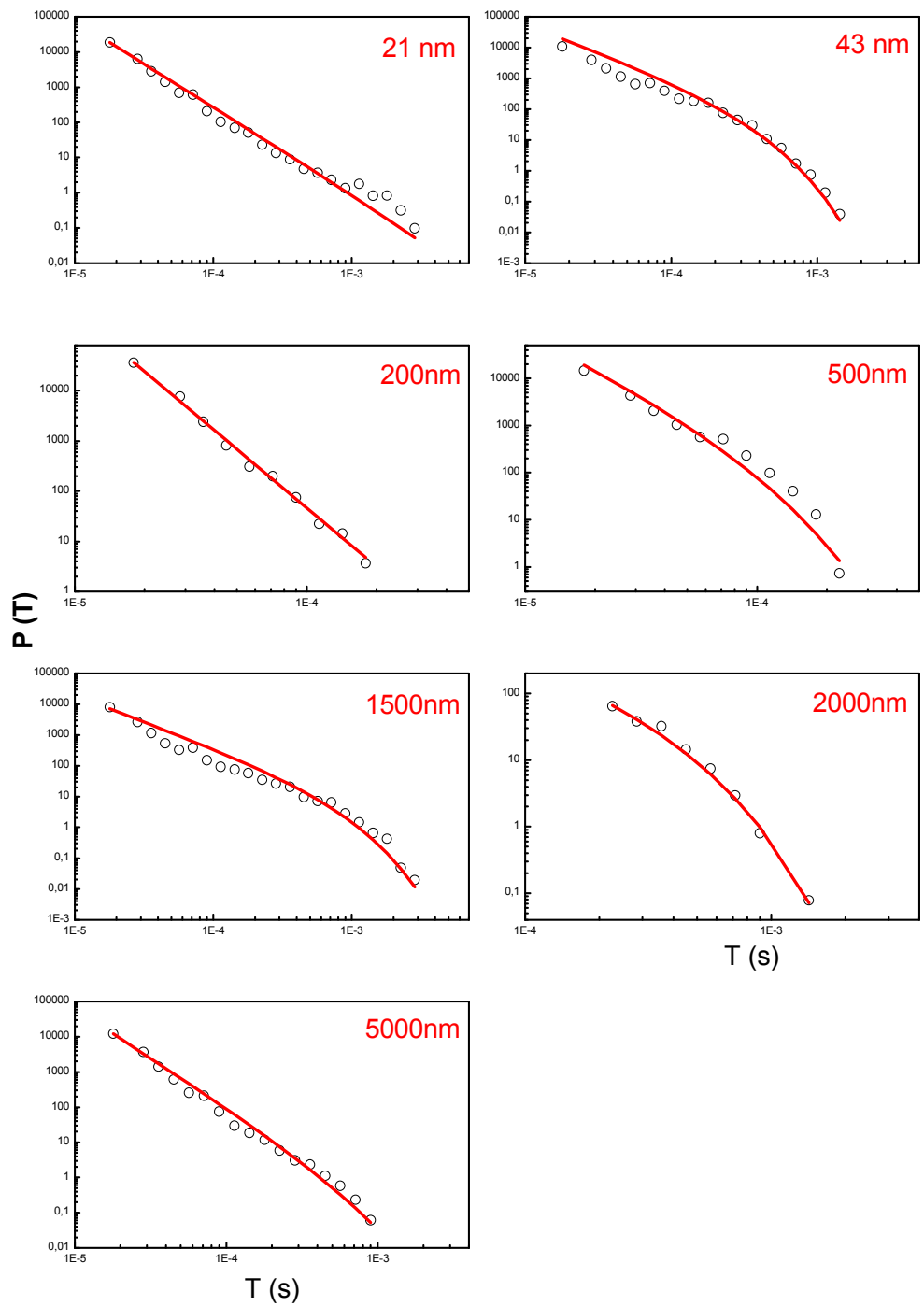


Figura 4.35 Ajustes da amostra com composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$, para encontrar os valores do expoente τ , para as várias espessuras.

4.5.3.e $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$

Na figura 4.36 é mostrado o ajuste para as distribuições de duração dos saltos Barkhausen, para a amostra com composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$, os ajustes são feitos através da lei de potência $P(T) = T^{-\alpha} g(T/T_0)$, onde T_0 é o valor de corte.

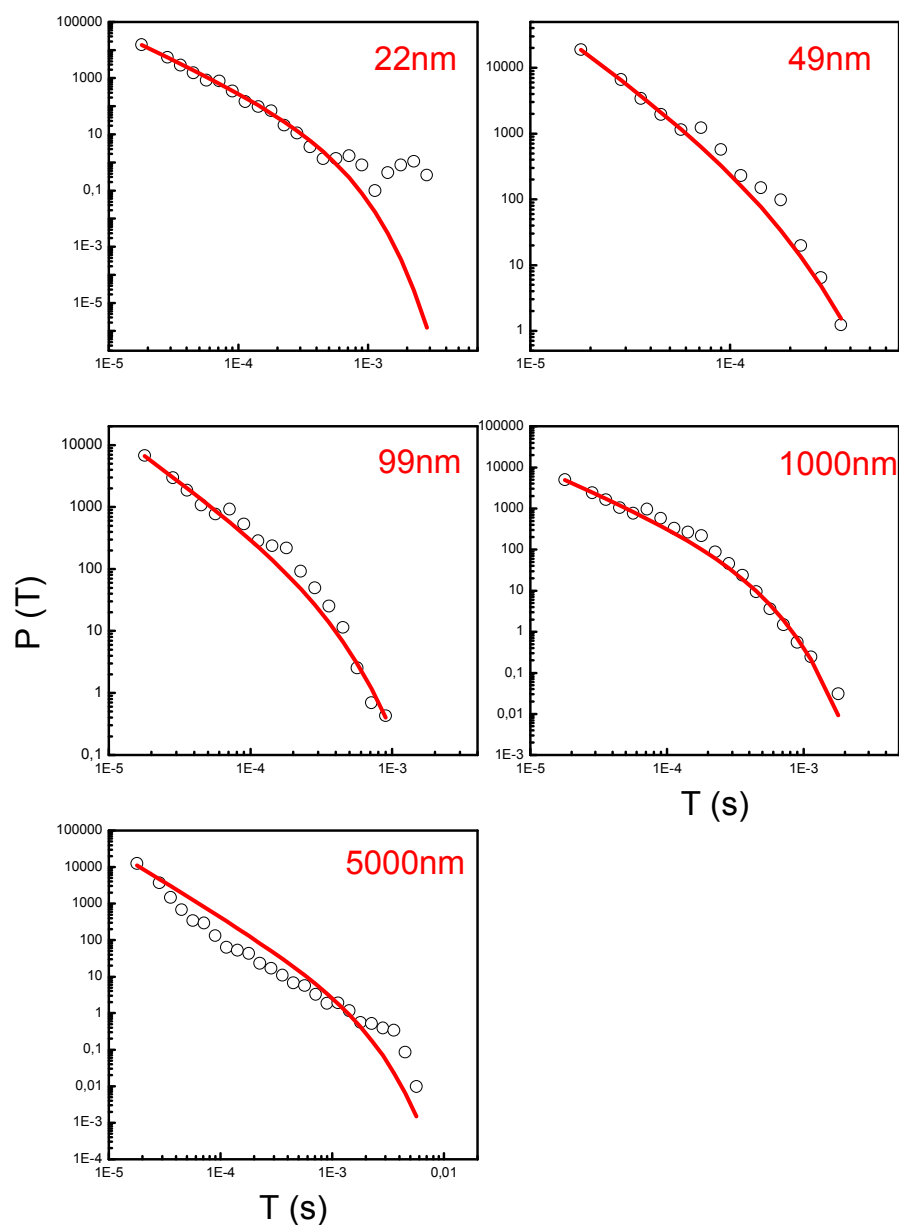


Figura 4.36 Ajustes da amostra com composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$, para encontrar os valores do expoente α , para as várias espessuras.

É possível observar nas figuras 4.37 (a) e 4.37 (b), para as amostras com composições $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ e $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$, mediante os valores dos expoentes α em função da espessura das amostras, que as mesmas pertencem a segunda classe proposta, que inclui ligas amorfas que podem ser relacionadas com interações de curto alcance.

Nas figuras 4.37 (a) e (b) a barra vermelha indica o valor de $\alpha = 1.5$, que representa a classe de universalidade dos materiais amorfos, segundo a proposta de Durin e colaboradores.

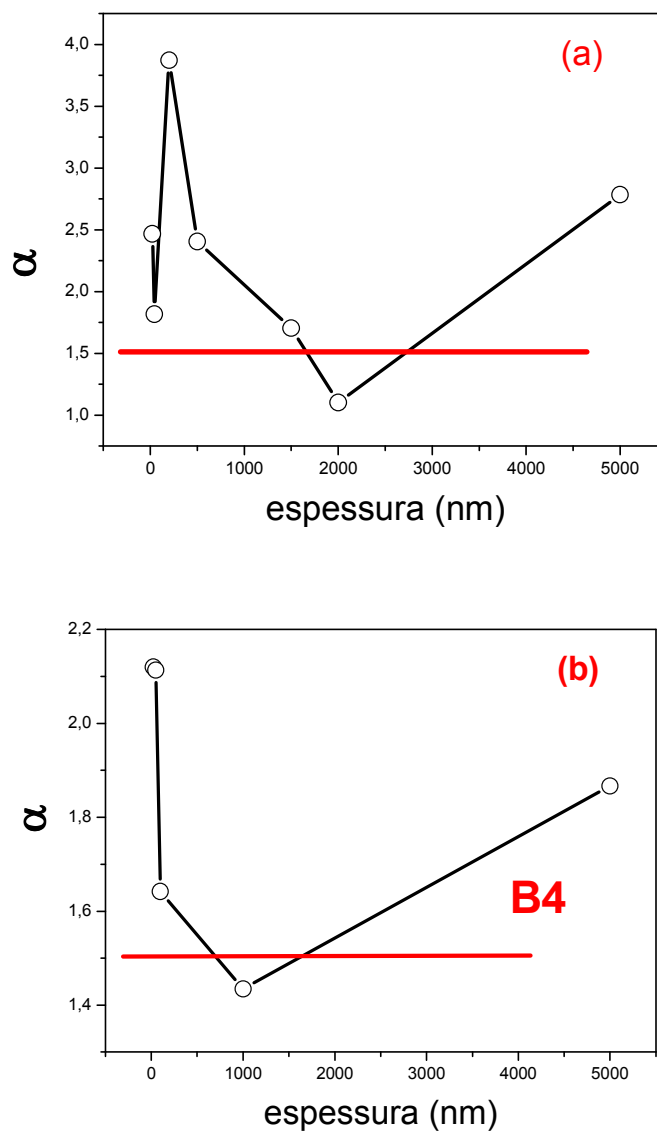


Figura 4.37 (a) Valores dos ajustes da amostra $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$, para encontrar os valores do expoente α , para as várias espessuras. **(b)** Valores dos ajustes da amostra $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_4$, para encontrar os valores do expoente α , para as várias espessuras.

4.5.3.e $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$

Na figura 4.38, para a amostra com composição $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$, espessuras de 1000nm e 5000nm, é mostrada as distribuições de duração do ruído Barkhausen, ajustadas pela lei de potência, dada pela expressão $P(T) = T^{-\alpha} g(T/T_0)$, onde T_0 é o valor de corte.

Para a amostra com 1000nm foram feitas os ajustes para várias frequências de aquisição, observando-se que o ajuste das mesmas tem um mesmo decaimento. Mediante os valores dos expoentes α , para as amostras de 1000nm e 5000nm, é possível observar que as amostras pertencem a segunda classe proposta, que inclui ligas amorfas.

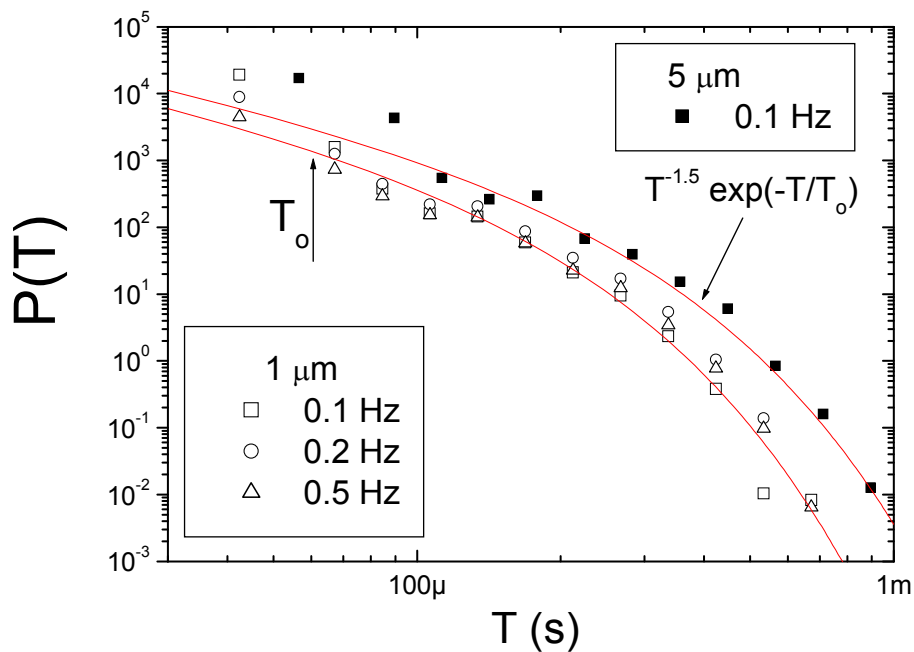


Figura 4.38 Ajustes para amostra com composição $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$, para encontrar os valores do expoente τ , para as várias espessuras.

5 Conclusões e Perspectivas de Trabalhos Futuros

Neste trabalho, realizou-se um estudo da dinâmica da magnetização e do ruído Barkhausen em filmes finos magnéticos com composições $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$, $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16.5}\text{B}_6$, $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$ e $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$, com espessuras que variaram de 20nm à 5000nm.

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

1. Observam-se, nas curvas de magnetização das amostras $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$, $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16.5}\text{B}_6$ e $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$, baixos valores dos campos coercivos. Além disto, o campo de saturação apresenta um aumento à medida que as amostras tornam-se mais espessas. Neste caso, o mesmo acontece para a amostra com composição $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$.
2. É importante citar que, abaixo de 100 nm de espessura, as amostras são extremamente macias e anisotrópicas no plano [66]. Porém, nas amostras com espessura acima de 100 nm, observa-se isotropia no plano e nota-se que o valor da magnetização remanente e do campo coercivo diminui gradualmente com o aumento da espessura do filme. No último caso, acredita-se, devido a uma contribuição magnetoelástica para a anisotropia, existente devido à tensões no filme e à magnetostricção não nula do material, que existem domínios orientados perpendicularmente ao plano do filme.
3. As imagens de domínios magnéticos foram observadas em valores próximos ao campo coercivo. Onde nestes pontos, ocorrem os saltos de magnetização, os chamados saltos Barkhausen, devido a ocorrência do ponto de “pinning”, onde varia a anisotropia efetiva e existem tensões armazenadas nos filmes.
4. No estudo da dinâmica da magnetização, os materiais analisados obedecem a leis simples de escala, conforme o modelo de “depinning” de paredes de domínio proposto por Bland e

colaboradores. Os expoentes críticos estudados, α e β , apresentam valores mais altos nos filmes menos espessos.

5. O ruído Barkhausen foi observado em todas as espessuras, nas amostras $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ e $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{18.5}\text{B}_4$. Além disto, observou-se um aumento do nível de ruído em função da espessura da amostra, isto é, a medida que aumenta a espessura da amostra, também aumenta o nível de ruído das mesmas.

6. Deve-se enfatizar que, mediante os resultados observados, foi possível observar o ruído Barkhausen em filmes finos com espessuras em torno dos 20nm, nunca antes observado na literatura.

7. Nas amostras $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16.5}\text{B}_6$, ruído Barkhausen não foi observado. Acredita-se que, estas amostras estão em uma fase próxima a fase nanocristalina, onde os níveis de ruído são baixos ou não existem.

8. No caso das amostras com composição $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$, só foi possível observar a existência de ruído Barkhausen para as amostras mais espessas, 1000nm e 5000nm, onde o nível de ruído aumenta em função do aumento das espessuras da amostra. Também, pode-se notar que, mudando a frequência de aquisição, o nível de ruído aumenta em função do aumento da frequência de magnetização.

9. Mediante as medidas de ruído Barkhausen obtidas, foram investigadas as classes de universalidade propostas por Durin et al. e foi possível confirmar a validade das mesmas, para a maioria das amostras, pois as mesmas entraram na segunda classe de universalidade, dos materiais amorfos, como feitos, pois as amostras não foram submetidas a tratamentos térmicos.

A continuidade do trabalho se dará de forma a:

1. Aprofundar a interpretação dos dados para as diferenças observadas nas curvas de magnetização dinâmicas medidas pelo método indutivo. A mesma será baseada na extensão do modelo de "depinning" de paredes de domínio já utilizado para explicar parte das características observadas nos experimentos. Este trabalho será desenvolvido em colaboração com o Prof. Stefano Zapperi do Centro de Mecânica Estatística e Complexidade da Università La Sapienza de Roma.

2. Prosseguir com o projeto de modificação microestrutural das amostras por tratamentos térmicos, para fins de aliviar tensões de fabricação da fase amorfa, bem como recristalizar parcialmente. As características da fase nanocristalina e a dinâmica de cristalização de filmes FINEMET produzidos por magnetron sputtering é uma questão aberta. Será estudada a dinâmica da magnetização nestes materiais, seja através do estudo das curvas de histerese dinâmica, seja através da técnica de ruído Barkhausen.

3. Prosseguir com o estudo da dinâmica da magnetização em outros materiais na geometria de filmes. Em particular, prosseguir com os estudos em filmes de permalloy ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) e em filmes à base de CoFeSiB com diversas concentrações de Co e Fe para controlar a magnetostricção das mesmas.

Referências

- [1] H. Barkhausen, *Phys. Zeits* **20**, 401 (1919).
- [2] S. Zapperi, G. Durin, *Comp. Mat. Sci.* **20**, 436 (2001).
- [3] G. Durin, S. Zapperi, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4705 (2000).
- [4] G. Durin and S. Zapperi, *J. Appl. Phys.* **87**, 7031 (2000).
- [5] G. Durin and S. Zapperi, *Cond-mat/0404512 v1* (2004).
- [6] I. Ruiz-Feal, T.A. Moore, L. Lopez-Diaz, J.A.C. Bland, *Phys. Rev.* **B65**, 054409, (2002).
- [7] B.C. Choi, W.Y. Lee, A. Samad, J.A.C. Bland, *Phys. Rev.* **B60**, 11906, (1999).
- [8] Q. Jiang, H. N. Yang, G.C.Wang, *Phys. Rev.* **B52**, 14911, (1995).
- [9] Y.L. He, G. .C.Wang, *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 2336, (1993).
- [10] L. Santi, R. L. Sommer, A. Magni, G. Durin, F. Colaiori, and S. Zapperi, *IEEE Transactions on Magnetism* **39**, numero 5 (2003).
- [11] L. Santi, L. S. Dorneles, R. L. Sommer, F. Colaiori, S. Zapperi, A. Magni and G. Durin, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **272-276**, Supplement 1, E913-E914 (2004).
- [12] G. Durin, C. Beatrice, C. Appino, V. Basso, and G. Bertotti, *J. Appl. Phys.* **87**, 4768 (2000).
- [13] G. Durin and S. Zapperi, *J. Appl. Phys.* **85**, 5196 (1999).
- [14] C. Appino, G. Durin, V. Basso, C. Beatrice, M. Pasquale, and G. Bertotti, *J. Appl. Phys.* **85**, 4412 (1999).
- [15] J.R. Petta, M.B. Weissman and G. Durin, *Phys. Rev.* **E57**, 6363 (1998).
- [16] S. Zapperi, P. Cizeau, G. Durin and H.E. Stanley, *Phys. Rev.* **B58**, 6353 (1998).
- [17] G. Durin, S. Zapperi, P. Cizeau and H.E. Stanley, *J. Phys. IV France* **8**, 312-319 (1998).
- [18] S. Zapperi, P. Cizeau, G. Durin and H.E. Stanley, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 4669 (1997).
- [19] J.R.Petta, M.B. Weissman and G. Durin, *Phys. Rev* **E56**, 2776 (1997).
- [20] B. Alessandro, C Beatrice, G. Bertotti e A. Montorsi, *J. Appl. Phys.* **64**, 5355 (1988).
- [21] G. Bertotti, F. Fiorillo, M. P. Sassi, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **23**, 136, (1981).
- [22] R. L. Sommer, F: P. Livi, *Physica Status Solidi A*, **120**, 609, (1990).
- [23] R. L. Sommer, *Tese de Doutorado, UFRGS*, (1992).
- [24] R. L. Sommer, A. Gomes, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **97**, 305, (1991).

- [25] R. L. Sommer, J. E. Schmidt, A. Gomes, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **103**, 25, (1992).
- [26] R. L. Sommer, J. E. Schmidt, A. Gomes, *J. Appl. Phys.*, **73(10)**, 5497, (1993).
- [27] K. P. O'Brien, M. B. Weissman, *Phys. Rev. E*, **50(5)**, 3446 (1994).
- [28] M. Bahiana, B. Koiller, S. L. de Queiroz, J. C. Denardin, R. L. Sommer, *Phys. Rev. E*, **59(4)**, 3884, (1999).
- [29] L. Santi, J. C. Denardin, M. E. R. Dotto, R. L. Sommer, *Physica B*, **320**, 217 (2002).
- [30] L. Santi, A. D. C. Viegas, A. M. H. de Andrade, R. L. Sommer, R. Grössinger, R. S. Turtelli, *J. Magn. Magn. Mat.* **226**, 1484 (2001).
- [31] L. Santi, J. C. Denardin, M. R. Dotto, L. F. Schelp and R. L. Sommer, *J. Appl. Phys.* **91**, 8201 (2002).
- [32] G. Bertotti and F. Fiorillo, *Proc. SMM 7 Conf.*, p. 59, University College Cardiff (1985).
- [33] G. Bertotti, *Proc. 3rd Int. Conf. Phys. Magn. Mat. Szczyrk-Bila (Polônia)* ed. W. Gorzkowski, p. 489; Singapore, World Scientific (1986).
- [34] B. Alessandro, G. Bertotti e F. Fiorillo, *SMM 8 (Austria)*, 1987. *Phys. Scripta* **39**, 256 (1989).
- [35] B. Alessandro, C Beatrice, G. Bertotti e A. Montorsi, *J. Appl. Phys.* **64**, 5355 (1988).
- [36] B. Alessandro, C Beatrice, G. Bertotti e A. Montorsi, *J. Appl. Phys.* **68**, 2901 (1990).
- [37] B. Alessandro, C Beatrice, G. Bertotti e A. Montorsi, *J. Appl. Phys.* **68**, 2908 (1990).
- [38] C. Kittel, J. K. Galt, *Ferromagnetic domain theory*. In: SEITZ, F., TURNBULL, D. (Eds.) **Solid state physics**. New York: Academic Press, v. **3**, 437-564 (1956).
- [39] S. Chikazumi, "*Physics of Magnetism*", New York, Krieger, (1964).
- [40] F. E. Luborsky, "*Ferromagnetic Materials*" (vol 1), Amsterdam, North Holland, 451 (1980).
- [41] R. Grössinger, R. S. Turtelli, V. H. Duong, Ch. Kuß, Ch. Polak e G. Herzer, *Mater. Sci. Forum* **307**, 135 (1999).
- [42] G. Herzer, *J. Magn. Magn. Mat.* **112**, 258 (1992).
- [43] Y. Yoshizawa, K. Yamuchi, *Mater. Sci. Engin*, **A133**, 176 (1991).
- [44] N. Murillo, J. González e J. M. Blanco, *J. Appl. Phys.* **74**, 3323 (1993).
- [45] M. Knobel, R. S. Turtelli e R. H. Rechenberg, *J. Appl. Phys.* **71**, 6008 (1992).
- [46] G. Herzer, *Mater. Sci. Engin*. **A133**, 1 (1991).
- [47] P. Allia, M. Baricco, P. Tiberto and F. Vinai, *J. Appl. Phys.* **74**, 3137n(1993).

- [48] Y. Yoshizawa e K. Yamauchi, *Mater. Trans.* **31**, 307 (1990).
- [49] G. Herzer, *IEEE Trans. Magn.* **25**, 3327 (1989).
- [50] M. Vázquez, P. Marin, F. Leccabue, B. E. Watts, A. Derruí, D. Negri, G. Bocelli, *IEEE Trans. Magn.* **29**, 2685 (1993).
- [51] Y. Yoshizawa e K. Yamauchi, *IEEE Trans. Magn.* **5**, 1070 (1990).
- [52] L. Kraus, K. Záveta, O. Heczho, P. Duhaj, G. Vlasák e J. Schneider, *J. Magn. Magn. Mater.* **112**, 277 (1992).
- [53] G. Hampel, A. Pundt, J. Hesse, *J.Phys.: Condensed Matter.*, **4**, 3195 (1992).
- [54] B. A. Lilley, *Phil. Mag.* **41**, 792 (1950).
- [55] C. C. Tsuei e P. Duwes, *J. Appl. Phys.* **37**, 435 (1966).
- [56] C. W. Gardiner, "*Handbook on Stochastic Methods*", Berlin, Springer, (1985).
- [57] A. Papoulis, "*Probability, Random Variables and Stochastic Processes*", New York, McGraw-Hill, (1965).
- [58] R. Vergne, J. C. Cotillard, J. L. Porteseil, Quelques aspects statistiques des processus d'aimantation dans les corps ferromagnétiques. Cas du déplacement d'une seule paroi de Bloch à 180° dans un milieu monocristallin aléatoirement perturbé. *Rev. Phys. Appl., Les Ulis*, (1981).
- [59] H. Weinstock, T. Erber, M. Nisenoff, Threshold of Barkhausen emission and onset of hysteresis in iron. *Phys. Rev.*, Woodbury, (1985).
- [60] G. Durin, C. Beatrice, C. Appino, V. Basso, and G. Bertotti, *J. Appl. Phys.* **87**, 4768 (2000).
- [61] L. Santi, F. Bohn, A. D. C. Viegas, R. L. Sommer – aceito para publicação na revista *Physica B*.
- [62] F. Zhong, *Phys. Rev. B*, **66**, 060401 (2002).
- [63] I. F. Lyuksyutov, T. Nattermann, and V. Pokrovsky, *Phys. Rev. B*, **59**, 42-60-4272 (1999).
- [64] B. K. Chakrabarti and M. A. Acharyya, *Rev. Mod. Phys.*, **71**, 847-859 (1999).
- [65] W. Y. Lee, B. C. Choi, Y. B. Xu and J. A. C. Bland, *Phys. Rev. B*, **60**, 10216 (1999).
- [66] A. D. C. Viegas, L. Santi, M. A. Correa, R. B. da Silva, M. A. Carara, R. L. Sommer, submetido para o *Journal Appl. Phys.*