

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA MARIA
CENTRO DE CIÊNCIAS NATURAIS E EXATAS
CURSO DE GRADUAÇÃO EM FÍSICA BACHARELADO**

**DESENVOLVIMENTO DE UM MAGNETÔMETRO
DE TORQUE**

MONOGRAFIA DE GRADUAÇÃO

Elói Alberto Grellmann

**Santa Maria, RS, Brasil
2007**

DESENVOLVIMENTO DE UM MAGNETÔMETRO DE TORQUE

por

Elói Alberto Grellmann

Monografia apresentada ao Curso de Graduação em Física
Bacharelado, área de concentração em Física da Matéria Condensada,
da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM, RS), como requisito
parcial para obtenção do grau de
Bacharel em Física.

Orientador: Dr. Marcos A. Carara

Santa Maria, RS, Brasil

2007

©2007

Todos os direitos reservados a Elói Alberto Grellmann. A reprodução de partes ou do todo deste trabalho só poderá ser feita com autorização por escrito do autor.

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

Fone: (55)3220-8618; e-mail: eloi.grellmann@gmail.com

**Universidade Federal de Santa Maria
Centro de Ciências Naturais e Exatas
Curso de Graduação em Física Bacharelado**

A Comissão Examinadora, abaixo assinada,
aprova a Monografia de Graduação

**DESENVOLVIMENTO DE UM MAGNETÔMETRO
DE TORQUE**

elaborada por
Elói Alberto Grellmann

como requisito parcial para obtenção do grau de
Bacharel em Física

COMISSÃO EXAMINADORA:

Marcos A. Carara, Dr.
(Presidente/Orientador)

Marcio Assolin Corrêa, Prof. (UNIPAMPA/UFPel)

Felipe Bohn, Prof. (UFSM)

João Carlos Denardin, Prof. (UFSM)

Santa Maria, 27 de fevereiro de 2007.

AGRADECIMENTOS

Ao professor Marcos pela orientação, incentivo e amizade durante o decorrer deste trabalho.

Aos professores Schelp e Aguinaldo que me acolheram como membro do LMMM e me ajudaram em vários momentos.

Aos colegas do laboratório: Claudiosir, Marcio, Ricardo, João, Matheus, Callegari, Kelly, Antônio, Fábio, Thiago e Josué, que apesar de pouco tempo de LMMM, fiz grandes amizades e aprendi muito com vocês.

Agradeço ao Felipe pela amizade, discussões e pelas amostras que foram fundamentais para a realização deste trabalho.

Ao Marcelo, pela amizade e pelo auxílio técnico na montagem do equipamento.

E especialmente a Ane, pelo amor e afeição.

RESUMO

Monografia de Graduação
Curso de Graduação em Física Bacharelado
Universidade Federal de Santa Maria

DESENVOLVIMENTO DE UM MAGNETÔMETRO DE TORQUE

Autor: Elói Alberto Grellmann

Orientador: Marcos A. Carara

Data e Local da Defesa: Santa Maria, 27 de fevereiro de 2007.

Neste trabalho desenvolveu-se um magnetômetro de torque para o estudo da anisotropia magnética de materiais magnéticos. O sistema que compõe o magnetômetro de torque é constituído basicamente por um pêndulo de torção com um sensor de posição angular. O experimento consiste em suspender uma amostra com magnetização \vec{M} em um campo magnético \vec{H} , gerando um torque sobre a amostra. Isto faz com que a amostra gire de tal maneira que sua magnetização tenda a se alinhar numa direção determinada pela resultante entre \vec{H} e o eixo de anisotropia. A compreensão dos princípios que regem a anisotropia magnética é fundamental para que possamos entender o comportamento de várias outras propriedades que dependem dela ou da física que a rege.

Palavras – chave: física; matéria condensada; materiais magnéticos

ABSTRACT

Monografia de Graduação
Curso de Graduação em Física Bacharelado
Universidade Federal de Santa Maria

DEVELOPMENT OF A TORQUE MAGNETOMETER

Autor: Elói Alberto Grellmann

Orientador: Marcos A. Carara

Data e Local da Defesa: Santa Maria, 27 de fevereiro de 2007.

In this work a torque magnetometer was developed for the study of the magnetic anisotropy on magnetic materials. The system which composes the torque magnetometer is constituted basically by a torsional pendulum with an angular position sensor. The experiment consists of suspending a sample with magnetization \vec{M} in a magnetic field \vec{H} , generating a torque on the sample. This makes the sample turns in such way that its magnetization tries to line up in a direction determined for the resultant between \vec{H} and the anisotropy axis. The understanding of the principles that govern the magnetic anisotropy is fundamental so that we can understand the behavior of several other properties that depend on it or of the physics that conduct it.

Keywords: physics; condensed matter; magnetic materials

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	9
2	O MAGNETISMO	11
2.1	A origem do magnetismo	11
2.2	A magnetização	12
2.3	Interação de troca, ordens magnéticas e Efeito Zeeman	13
2.3.1	Ferromagnetismo.....	13
2.3.2	Antiferromagnetismo	18
2.3.3	Diamagnetismo.....	18
2.3.4	Paramagnetismo	19
2.3.5	Efeito Zeeman	19
3	ANISOTROPIAS MAGNÉTICAS.....	20
3.1	Definição	20
3.2	Manifestações de anisotropias.....	21
3.2.1	Energia de anisotropia magnetocristalina	21
3.2.2	Energia de anisotropia magnetostática.....	21
3.3	FILMES FINOS (Sistemas 2D)	22
3.3.1	Conceitos fundamentais	22
3.3.2	Desenvolvimento de filmes finos.....	23
4	APARATO EXPERIMENTAL	24
4.1	Desenvolvimento do magnetômetro de torque.....	24
4.1.1	Porta amostras	25
4.1.2	A bobina de Helmholtz	26
4.1.3	A espira	26
4.1.4	Sensor de posição	28
5	PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS.....	31
5.1	Métodos utilizados	31
5.2	Medidas de torque	31
5.3	Medidas da intensidade do campo externo	32
6	RESULTADOS	33
6.1	Curvas de magnetização.....	33
6.2	Curvas de torque.....	34
7	CONCLUSÃO	40
8	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	41

1 INTRODUÇÃO

Nos materiais magnéticos a magnetização espontânea \vec{M} apresenta direções nas quais ela prefere ficar orientada. Ao aplicar um campo magnético externo \vec{H} fora deste eixo é realizado trabalho sobre o material, que fica armazenado na forma de energia potencial. Esta energia potencial armazenada é chamada de energia de anisotropia. Algumas manifestações destas anisotropias magnéticas são: energia magnetocristalina, troca, magnetoelástica e magnetostática.

Desenvolver um sistema capaz de caracterizar as amostras encontrando os valores destes termos de energias é um dos objetivos principais deste trabalho.

O aparato experimental desenvolvido é um magnetômetro de torque, comumente utilizado para este propósito. A idéia consiste em suspender a amostra num campo magnético \vec{H} , sendo possível variar o ângulo deste campo em torno da amostra. A amostra se encontra fixa a um porta amostras, sendo este suspenso por um fio condutor tensionado, o fio contorna o porta amostras formando uma espira.

A aplicação do campo sobre a amostra, força a magnetização interna a se alinhar com \vec{H} , a amostra sente esse torque e gira causando um alinhamento entre a magnetização e o campo \vec{H} .

As principais atividades desenvolvidas neste trabalho foram:

- a) A pesquisa bibliográfica em literaturas específicas do assunto estudado;
- b) O desenvolvimento do magnetômetro de torque;
- c) Obtenção de curvas de torque para as amostras estudadas;
- d) O ajuste das curvas experimentais, e a análise relacionando os resultados experimentais com a teoria.

Esta monografia está organizada da seguinte forma: No capítulo 2 tem-se uma breve revisão sobre o magnetismo.

No capítulo 3 há uma revisão teórica sobre os termos de anisotropia magnética, dando-se ênfase as energias que foram consideradas nos ajustes das curvas de torque dos dados experimentais e também se faz uma abordagem sobre o desenvolvimento de filmes finos. No capítulo 4 é apresentado o sistema que compõe o magnetômetro de torque. No capítulo 5 os procedimentos experimentais utilizados estão descritos. São apresentados no capítulo 6 os resultados e faz-se

uma análise e discussão destes. Finalmente no capítulo 7 as conclusões sobre o trabalho são apresentadas.

2 O MAGNETISMO

2.1 A origem do magnetismo

A origem do magnetismo está ligada à ocupação de estados orbitais específicos pelos elétrons em um átomo e ao momento magnético de spin do próprio elétron. Também há o momento magnético associado ao núcleo atômico, mas esta contribuição é muito pequena comparada à eletrônica.

Em um átomo os elétrons ocupam os estados de energia seguindo as regras de Hund. A diferença entre o número de elétrons nos estados de “spin up” e o número de elétrons nos estados de “spin down” resultará no momento magnético de spin associado ao átomo. A densidade de magnetização do material devido aos spins é dada por

$$M_S = -\mu_S(n_+ - n_-), \quad (1)$$

onde μ_S é o momento magnético de spin de um elétron, n_+ e n_- são densidades de elétrons no estado “up” e “down” respectivamente. O momento magnético total será a contribuição orbital, também descrito pela regra de Hund, mais a contribuição de spin. A relação entre os momentos magnéticos de spin e o momento angular de spin para um elétron é dado por,

$$\vec{\mu}_S = -\frac{g_S \mu_B}{\hbar} \vec{S}, \quad (2)$$

onde g_S é o fator giromagnético de spin, e o magneton de Bohr é dado pela seguinte relação,

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9,27 \times 10^{-24} \text{ J/T}. \quad (3)$$

O momento magnético orbital está relacionado ao momento orbital angular \vec{L} é dado por,

$$\vec{\mu}_L = -\frac{g_L \mu_B}{\hbar} \vec{L}. \quad (4)$$

Nas expressões acima \vec{L} e \vec{S} são a soma vetorial de todos os momentos do átomo:

$$\vec{S} = \vec{S}_1 + \vec{S}_2 + \vec{S}_3 + \dots \quad (5)$$

e

$$\vec{L} = \vec{L}_1 + \vec{L}_2 + \vec{L}_3 + \dots, \quad (6)$$

de modo que o momento magnético total será:

$$\vec{\mu} = -\frac{g_L \mu_B}{\hbar} \vec{L} - \frac{g_S \mu_B}{\hbar} \vec{S}. \quad (7)$$

Os valores dos fatores giromagnéticos são $g_L = 1$ e $g_S = 2$. O momento magnético total em termos do momento angular total \vec{J} , é dado por,

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}, \quad (8)$$

assim obtém-se o momento magnético total

$$\vec{\mu} = -g \mu_B \vec{J}. \quad (9)$$

O fator g é dado pela equação de Landé

$$g = \frac{3}{2} + \frac{1}{2} \frac{S(S+1) - L(L+1)}{J(J+1)}. \quad (10)$$

O fator giromagnético g terá o valor igual a 1 se o momento angular total tiver contribuição somente do momento angular, e valor 2 se a contribuição for somente de spin. Estas considerações são válidas para átomos isolados e no estado fundamental.

2.2 A magnetização

Os sólidos podem ter momentos de dipolo magnéticos induzidos pela aplicação de um campo magnético externo. Ao ser aplicado este campo, os dipolos magnéticos elementares, tanto permanentes quanto induzidos, reagirão de forma a produzir um campo de indução próprio, que irá modificar o campo original.

Os momentos de dipolo magnético, que podem ser considerados induzidos por correntes microscópicas (por exemplo, nos átomos), são fontes de indução magnética \vec{B} , exatamente como as correntes macroscópicas (por exemplo, no enrolamento de um eletroímã). A indução magnética é dada por

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{M}, \quad (11)$$

onde \vec{M} é a magnetização, ou a densidade volumétrica de momentos de dipólo magnéticos $\vec{M} = \vec{\mu}/V$ e \vec{H} chamado de intensidade do campo magnético externo.

Observa-se experimentalmente que a magnetização \vec{M} é proporcional a \vec{H} . Assim pode se escrever

$$\vec{M} = \chi \vec{H}, \quad (12)$$

sendo que χ é uma grandeza adimensional chamada susceptibilidade magnética [1].

2.3 Interação de troca, ordens magnéticas e Efeito Zeeman

2.3.1 Ferromagnetismo

Alguns elementos do grupo de transição, como o ferro, níquel e cobalto puro ou em ligas com outros elementos, apresentam uma alta magnetização espontânea abaixo da temperatura de Curie (T_c), ou seja, possui momento magnético espontâneo – mesmo num campo magnético nulo.

Essa alta magnetização nos materiais ferromagnéticos está relacionada ao fato de possuírem momentos de dipolo magnético intrínsecos altamente interagentes que se alinham paralelamente entre si. O módulo da magnetização em materiais ferromagnéticos é várias ordens de grandeza maior do que em materiais paramagnéticos e diamagnéticos, e a sua relação com o campo \vec{H} é não linear.

Na figura 2-1, vemos o comportamento de \vec{M} em função de \vec{H} em um material magnético.

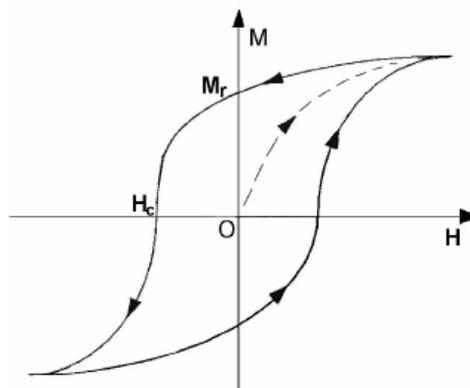


Figura 2-1 – O gráfico mostra o comportamento da magnetização em função do campo aplicado [2].

a) Aplicando-se um campo ao material inicialmente desmagnetizado, este seguirá a curva pontilhada até atingir um patamar constante chamado de magnetização de saturação (M_s), a qual não se altera para aumentos adicionais do campo externo. Isto ocorre porque os momentos magnéticos já se encontram alinhados na direção do campo magnético. Diminuindo o campo a partir deste valor, M decresce seguindo o sentido dado pela seta na figura 2-1, até um valor residual da magnetização para um campo nulo, chamado de magnetização remanescente (M_r). Nessa condição o material permanece magnetizado sem aplicação de campo como os ímãs permanentes. Invertendo o sentido do campo a magnetização segue no mesmo sentido da curva para valores de M menores que M_r , até que a magnetização se anule para um determinado valor de campo chamado de campo coercivo (H_c). O campo coercivo é o campo magnético necessário para inverter o sentido de magnetização da amostra. Assim se continuarmos a variar o módulo do campo a magnetização chegará novamente a uma região de saturação. Repetindo o ciclo no sentido inverso obtemos uma curva fechada que é o chamado ciclo de histerese.

A figura 2-2 mostra os processos de magnetização que ocorrem ao longo da curva de magnetização.

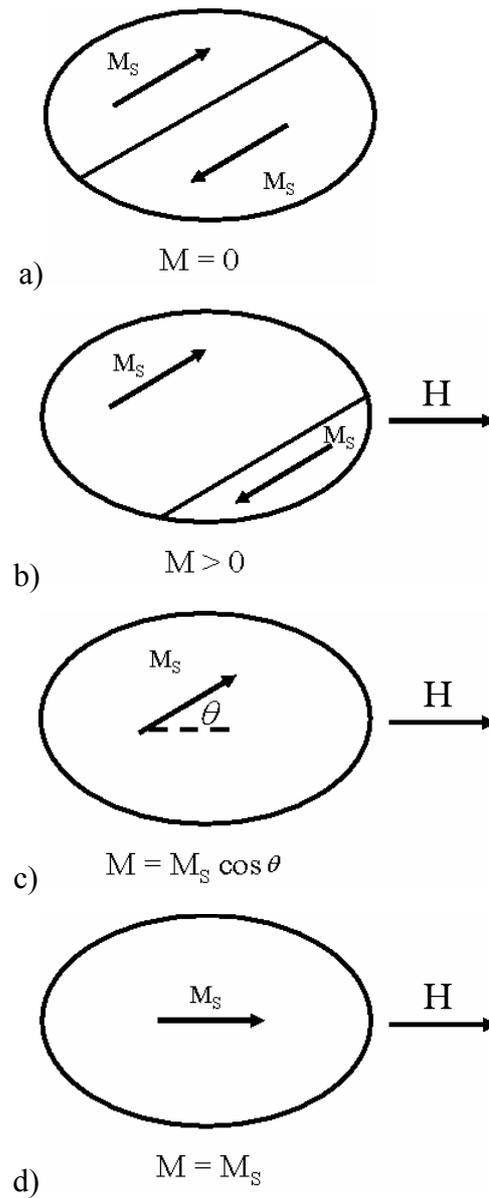


Figura 2-2 – Processos de magnetização que ocorrem ao longo da curva de magnetização: a) Amostra desmagnetizada; b) Movimento de paredes de domínio; c) Magnetização se direciona ao longo dos eixos de fácil magnetização ocorrendo, a partir daí, rotação da magnetização; d) A magnetização se orienta na direção de \vec{H} [7].

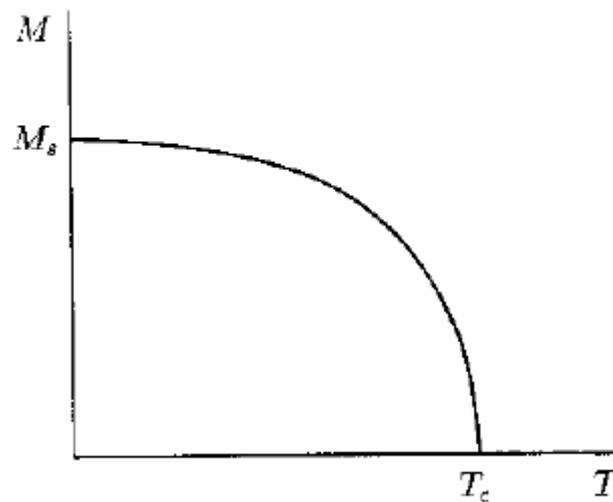


Figura 2-3 – O gráfico mostra a magnetização em função da temperatura [3].

A magnetização diminui com o aumento da temperatura e anula-se acima de T_c (temperatura Curie), conforme a figura 2-3. A primeira explicação do ferromagnetismo foi dada em 1907 por Pierre Weiss. Ele propôs que um campo efetivo (também chamado de campo molecular) que atua sobre cada átomo deveria considerar a interação entre os momentos de dipolo magnético dos outros átomos, sendo assim proporcional à magnetização.

A natureza do campo interno só foi entendida com o advento da mecânica quântica, quando foi proposta uma explicação por Heisenberg em 1927 que obteve grande êxito. Se for olhado microscopicamente o ferromagnetismo é em grande parte devido ao spin dos elétrons, ou melhor, da interação entre estes (interação de troca).

Para $T \leq T_c$, embora exista interação entre os spins, esta interação é suprimida pela agitação térmica e assim não se comportam cooperativamente, aparentando que não existe interação entre os spins, dando origem ao paramagnetismo de Curie-Weiss. Sendo assim, um pedaço de ferro não poderia estar aparentemente desmagnetizado à temperatura ambiente. Para explicar este fato, Weiss considerou que, abaixo da temperatura de Curie, as amostras reais sejam formadas por pequenas regiões e que cada região esteja magnetizada em uma dada direção de modo que a magnetização resultante seja zero. Este é o conceito de estrutura de domínios magnéticos. A figura 2-4 mostra dois exemplos de magnetização resultante igual a zero.

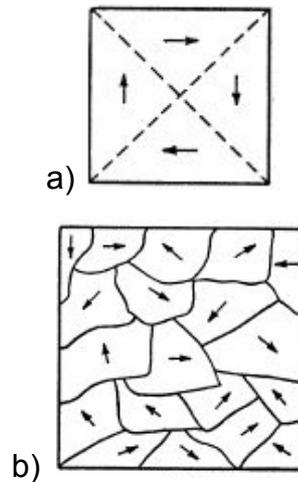


Figura 2-4 – Esquema de arranjo de domínios para a magnetização resultante igual a zero em a) cristal e b) amostra policristalina [4].

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

Se abaixarmos a temperatura, a interação entre os spins passa a ser cada vez mais relevante, e para $T \leq T_c$ os efeitos da agitação térmica são pequenos em relação às forças de interação entre os momentos magnéticos e os spins se alinharão (aumentando as forças de interação e assim o campo interno).

Este alinhamento faz com que exista um campo interno sem a presença de um campo externo que é, por exemplo, a magnetização espontânea dos ímãs permanentes. Assim o fator que determina a magnitude da magnetização é o número de spins eletrônicos por unidade de volume da substância que somados contribuem para a magnetização resultante.

2.3.2 Antiferromagnetismo

O antiferromagnetismo, como o ferromagnetismo é originado pela interação entre os spins, mas esta tende a alinhar os momentos magnéticos em direções opostas, assim os momentos vizinhos se cancelam mutuamente. O comportamento da magnetização em função do campo ($M(H)$) é semelhante à de um paramagneto, mas as origens deste comportamento para um antiferromagneto são totalmente diferentes, pois este é um estado ordenado de longo alcance, enquanto o paramagnetismo é um estado desordenado. Os momentos magnéticos são alinhados em uma configuração alternada, como mostra a figura 2-5.

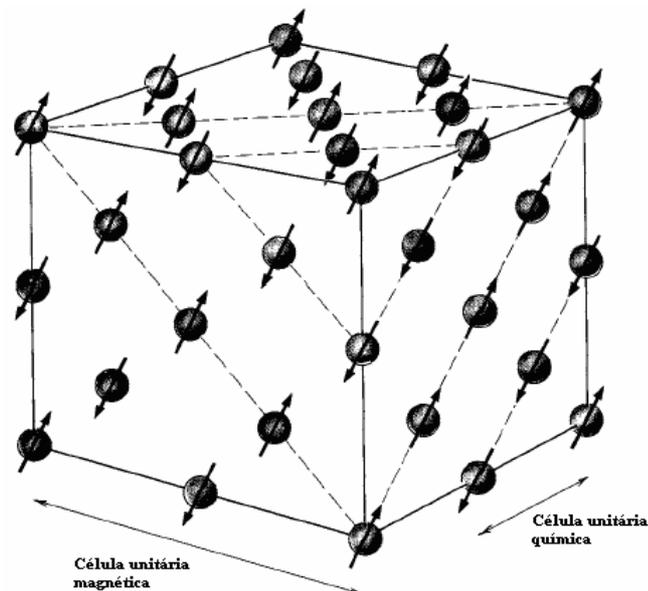


Figura 2-5 – Ordenamento dos momentos de dipolo magnéticos em um antiferromagneto [5].

2.3.3 Diamagnetismo

Esta é uma propriedade que todos os materiais que possuem cargas em movimento apresentam quando sujeitas a um campo externo. É caracterizada por uma pequena susceptibilidade magnética negativa e independente da temperatura, ou seja, a magnetização induzida por um campo externo é contrária e proporcional ao campo.

Pode-se resumir esta resposta como devido à reação das cargas em movimento de tal modo a procurar cancelar qualquer variação do fluxo magnético (lei de Lenz) em algum caminho fechado qualquer, e isto ocorre a nível atômico

como um rearranjo das funções de onda de modo a aumentar a área efetiva percorrida pelas órbitas atômicas e também por correntes induzidas na superfície macroscópica da amostra principalmente em materiais metálicos e supercondutores.

2.3.4 Paramagnetismo

Caracteriza-se por uma pequena susceptibilidade positiva e pequena, e dependendo de sua origem tem uma forte dependência com a temperatura. Se for independente da temperatura, podemos ter o paramagnetismo de Pauli, que ocorre sempre nos metais (resposta magnética do gás de elétrons) ou o paramagnetismo de Van Vleck, que ocorre em isolantes devido à mistura do estado fundamental com níveis excitados do campo cristalino próximos ao fundamental.

Em geral este comportamento é desprezado por ser independente da temperatura e ter um valor pequeno. O paramagnetismo pressupõe a existência de momentos magnéticos nos materiais. Estes momentos magnéticos podem ser de origem atômica ou molecular ($\vec{\mu}_j$) ou nuclear ($\vec{\mu}_I$) (neste caso muito menor). Em cada átomo estes momentos se adicionam formando o momento angular total atômico $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ (quando o campo magnético aplicado é pequeno).

2.3.5 Efeito Zeeman

Ao submetermos o momento de dipolo magnético do átomo a ser submetido a um campo externo \vec{H} terá a energia potencial de orientação dada por,

$$E = \vec{\mu} \cdot \vec{H} . \quad (13)$$

Nota-se que o valor de E está associado a diferentes orientações de $\vec{\mu}$ em relação a \vec{H} , assim pode-se escrever uma expressão para a energia em função da orientações relativa entre $\vec{\mu}$ e \vec{H} , assim ,

$$E = \mu \cdot H \cdot \cos \theta . \quad (14)$$

Deve-se lembrar que a derivada desta expressão resulta no torque sofrido pela amostra em um campo externo \vec{H} .

3 ANISOTROPIAS MAGNÉTICAS

3.1 Definição

A anisotropia magnética é um dos parâmetros mais importantes a que a engenharia magnética pode utilizar para melhorar o desempenho de seus materiais. As curvas de magnetização podem mudar drasticamente segundo a direção do campo magnético aplicado. Na figura 3-1 observa-se as curvas de magnetização para o ferro, com o campo aplicado em direções diferentes em relação a uma amostra monocristalina massiva. Para saturar a amostra na direção [100] um campo menor que 100 Oe é suficiente. Mas nas direções [110] e [111] a amostra satura com um campo próximo de 400 Oe. Logo, para o ferro a direção [100] é usualmente chamada de “eixo fácil” por chegar à saturação magnética com um campo aplicado de menor intensidade. O trabalho realizado pelo campo magnético externo ao mudar a direção dos momentos magnéticos locais, é armazenado pelo material na forma de energia potencial.

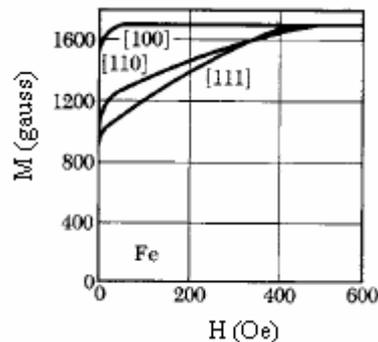


Figura 3-1 – Dependência da magnetização com a direção escolhida em uma amostra [6].

Esta anisotropia decorre de diversos fatores: como estrutura cristalina, forma da amostra, tensões internas, temperatura entre outros fatores. O controle de anisotropia tem grande importância tecnológica, desde dispositivos simples como motores elétricos, até outros mais sofisticados como meios para gravação magnética de informações.

3.2 Manifestações de anisotropias

Serão apresentados nessa seção as principais manifestações de energias de anisotropias magnéticas que possam descrever as curvas de torque obtidas neste experimento.

3.2.1 Energia de anisotropia magnetocristalina

A anisotropia magnetocristalina está relacionada com as propriedades cristalográficas dos materiais. Esta energia é descrita em termos dos vetores de magnetização locais em relação aos eixos cristalográficos. Para um cristal cúbico ela toma a forma

$$E = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2(\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2) + \dots, \quad (15)$$

onde K_1 e K_2 são as constantes de anisotropia e α_i ($i = 1, 2, 3$) são os co-senos diretores da magnetização de um domínio em relação aos eixos cristalinos. Quando o cristal tem apenas um eixo de fácil magnetização ela é também chamada de energia de anisotropia uniaxial. Esse é o caso do *Co* cuja estrutura cristalina é hexagonal.

3.2.2 Energia de anisotropia magnetostática

Este termo de anisotropia origina-se de um campo antiparalelo à magnetização, chamado campo desmagnetizante (\vec{H}_d). Este campo é gerado pelos pólos livres magnéticos do próprio material, ou seja, pela formação de pólos magnéticos nas superfícies opostas da amostra. A figura 3-2 representa uma amostra constituída por momentos magnéticos, representados por pequenos ímãs.

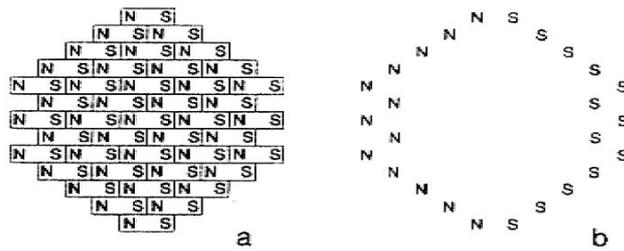


Figura 3-2 – a) Representação da Interação dos dipolos de um material ferromagnético; b) pólos livres do ferromagnético [7].

O campo de indução é dado por,

$$\vec{B} = -\vec{H}_d + 4\pi\vec{M}, \quad (16)$$

e o campo \vec{H}_d que depende somente da magnetização da amostra e da sua geometria, é dado por,

$$\vec{H}_d = N_d\vec{M}, \quad (17)$$

onde N_d é o fator de desmagnetização. Este fator de magnetização se deve a forma da amostra. Por exemplo, para uma amostra esférica $N = 1/3$, de modo geral $H_d \propto 1/d$ onde d é a separação entre os pólos. Assim pode-se dizer, considerando apenas a anisotropia magnetostática, que é mais fácil magnetizar um material ao longo de sua maior dimensão. No capítulo 6 é feito uma análise desta anisotropia nos filmes finos utilizados neste trabalho.

3.3 FILMES FINOS (Sistemas 2D)

3.3.1 Conceitos fundamentais

Um filme fino é formado pela deposição de átomos sobre um meio sólido, denominado substrato, formando uma camada muito fina. O desenvolvimento de um filme fino inicia pelo desprendimento de um único ou um grupo de átomos do material a ser depositado e o seu transporte até uma superfície aonde ocorre à condensação destes átomos. Após condensarem no substrato os átomos aglutinam-se em um processo de nucleação formando grãos que podem evoluir em tamanho.

As propriedades destas ilhas como a densidade e tamanho médio, dependem de certos parâmetros como a energia dos átomos incidentes, da taxa de incidência, energia de ativação de absorção, difusão térmica, temperatura, topografia e natureza química do substrato.

Após certo tempo de deposição as ilhas se interligam. Pode-se desenvolver estruturas multicamadas pela deposição de dois ou mais materiais [8].

3.3.2 Desenvolvimento de filmes finos

As amostras utilizadas neste trabalho foram crescidas por magnetron sputtering. Nesse processo faz-se incidir sobre o material a ser depositado, chamado alvo, um plasma de átomos inertes como Argônio, por exemplo. Estes átomos na forma de íons são então acelerados no sentido do alvo. Ao colidirem com o alvo arrancam pedaços que se depositam no substrato. Um grupo de átomos é ejetado, em geral neutro e sua energia depende da energia dos íons incidentes. A quantidade de partículas arrancadas depende do material do alvo e da energia dos íons, que é dada pela corrente iônica (um dos parâmetros do processo de formação dos íons) e pela saturação da emissão para energia muito grande dos íons incidentes.

4 APARATO EXPERIMENTAL

4.1 Desenvolvimento do magnetômetro de torque

Neste capítulo será discutido o desenvolvimento do Magnetômetro de Torque baseado em um pêndulo de torção. Este método será utilizado na determinação da anisotropia em materiais magnéticos, e aplicável tanto em filmes finos como para materiais volumosos.

O Magnetômetro de Torque desenvolvido é baseado em um pêndulo de torção. É um experimento interessante, que exige um bom ajuste e muita sensibilidade por ser aplicada em materiais de fraca magnetização. Também exige estudo da física clássica a mecânica quântica.

O experimento inicia com a aplicação de um campo magnético, que exerce um torque sobre a amostra, que está fixa ao pêndulo de torção, contrabalançado pela constante de torção do fio que suspende o pêndulo. O torque será medido aplicando-se um torque em sentido contrário àquele da amostra fazendo com que ela volte à posição original, sem campo. O contra-torque será produzido por uma espira pela qual se faz passar uma corrente elétrica. Conhecendo-se a área da espira, a corrente o ângulo entre a espira e campo, além da intensidade do campo, pode-se determinar o torque. Na figura 4-1 está representado o sistema que compõe o Magnetômetro de Torque.

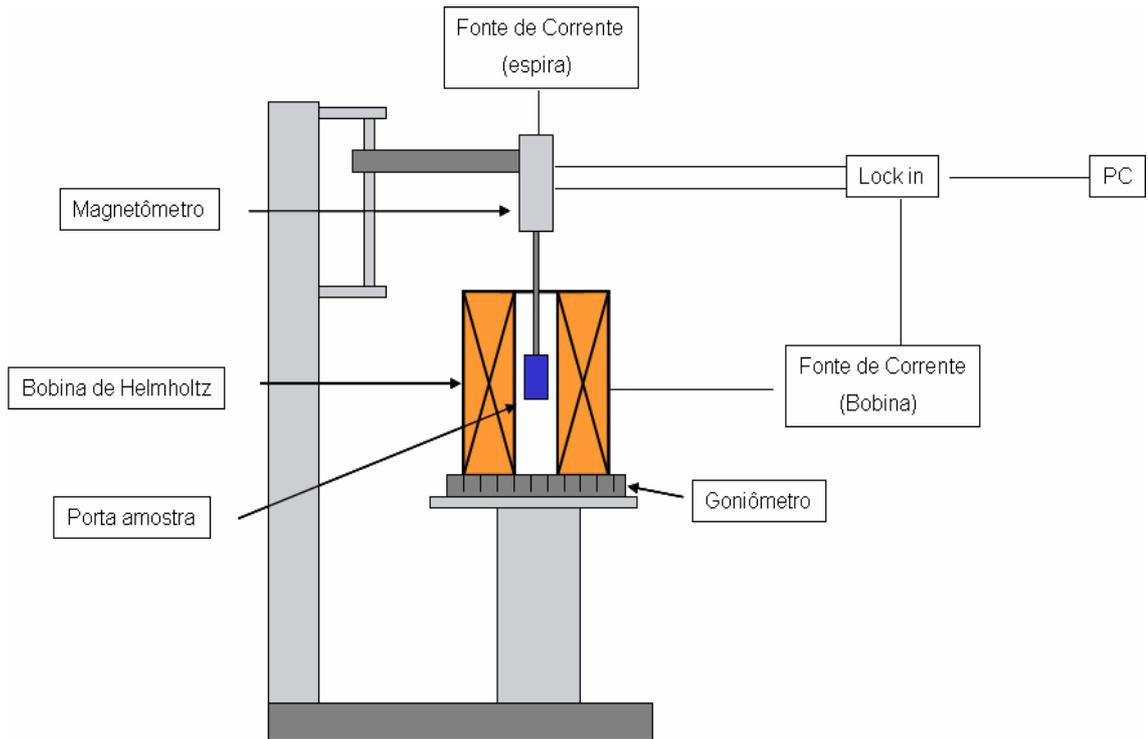


Figura 4-1 – O sistema que compõe o magnetômetro de torque.

4.1.1 Porta amostras

O porta amostras é feito de acrílico, um material mais leve e não interage como o campo \vec{H} . Tem uma área de $143\text{mm}^2 \pm 0,5\text{mm}^2$. No centro existe um orifício onde é fixada a amostra, como mostra a figura 4-2, lembrando que é importante que a amostra seja bem fixa ao porta amostras, a fim de que o torque seja transmitido ao sensor angular.

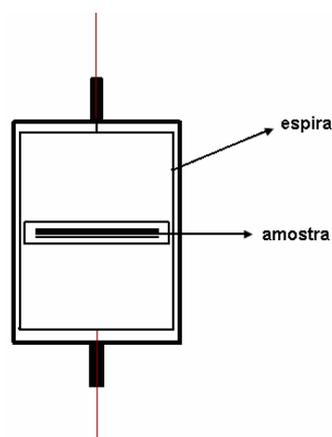


Figura 4-2 – Um fio condutor contorna o porta amostras formando a espira.

A posição da amostra no porta amostras é tal que o campo \vec{H} fica paralelo ao plano da amostra. Um fio condutor contorna o porta amostras, que formará a espira responsável pelo contra torque.

4.1.2 A bobina de Helmholtz

Para cumprir a tarefa de gerar um campo magnético utilizamos um par de bobinas Helmholtz, a qual consiste de duas bobinas circulares, planas, com correntes fluindo no mesmo sentido e separadas por uma distância igual ao raio R , comum a ambas. A bobina está fixa sobre um goniômetro que a permite girar, veja a figura 4-3, variando o ângulo de atuação do campo sobre a amostra. Este conjunto é capaz de produzir um campo homogêneo em uma região entre elas.

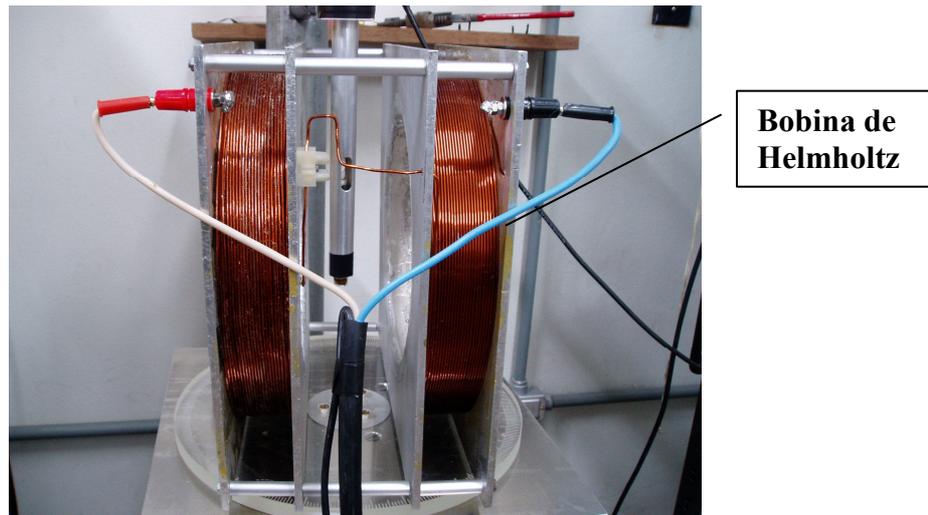


Figura 4-3 – A Bobina sobre o suporte giratório, facilitando a variação do sentido do campo externo.

4.1.3 A espira

Após o porta amostras sofrer um torque devido o campo magnético externo sobre a magnetização da amostra, deve-se que medir este torque. Para isso utiliza-se a espira. A espira ao ser percorrida por uma corrente elétrica I e imersa em um campo magnético uniforme, estará sujeita a forças sobre cada parte do fio. Essa força é igual à soma das forças magnéticas exercidas sobre as partículas carregadas em movimento no interior do fio, está força é dada por

$$\vec{F} = I\vec{l} \times \vec{H}, \quad (18)$$

onde \vec{l} é um vetor cujo módulo é o comprimento do fio e cuja direção é paralela a corrente I e H é o campo externo, lembramos que este campo é homogêneo. As forças magnéticas provocam um torque sobre o fio, este torque tende a alinhar a espira de forma que sua área fique perpendicular ao campo externo. O lado 2 é a parte superior da espira, veja na figura 4-4. Lembramos que a força $F4$, que atua sobre um dos lados da bobina tem o mesmo módulo que $F2$, mas aponta no sentido oposto, logo não podem ocasionar qualquer movimento na bobina. Para os lados $F1$ e $F3$, estas forças não possuem a mesma linha de ação de modo que elas tendem a girar a bobina.

O torque resultante tende a girar a bobina de modo a alinhar seu vetor normal \vec{n} com a direção do campo magnético H , o braço de alavanca deste torque é $\left(\frac{b}{2}\right) \sin\theta$.

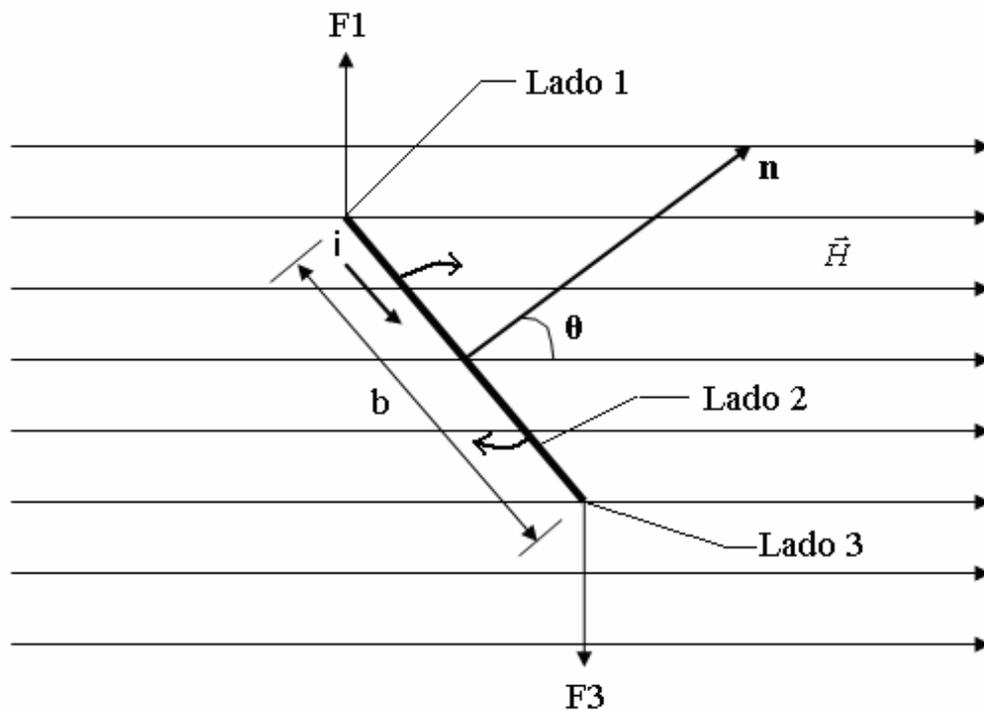


Figura 4-4 – Uma vista do lado superior da bobina, o lado 2.

O módulo τ' do torque devido às forças $F1$ e $F3$ é

$$\begin{aligned}\tau' &= (iabH)(\text{sen}\theta) + (iaH)(b/2)(\text{sen}\theta) \\ &= iabH \text{sen}\theta\end{aligned}\quad , \quad (19)$$

este é o torque sobre cada volta da espira. Havendo N voltas, o torque total é dado por,

$$\tau = N\tau' = NiabH \text{sen}\theta = (NiA)H \text{sen}\theta. \quad (20)$$

Assim, expressão para o torque sofrido pela bobina é

$$\tau = N i A H \text{sen}\theta, \quad (21)$$

onde $A (= ab)$ é a área delimitada pela bobina, esta equação é válida para todas as bobinas planas, independente de suas formas. Qualquer espira possuindo momentos magnéticos e quando imersa em um campo magnético \vec{H} ficará sujeita a um torque, assim os momentos magnéticos associados a espira podem ser escritos como $\vec{\mu} = NiA$, e a equação para o torque pode ser escrita como,

$$\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{H} \quad (22)$$

4.1.4 Sensor de posição

Para efetuar as medidas da variação angular produzidas pelo torque, utilizou-se um transdutor capacitivo giratório. A figura 4-5 apresenta o sensor capacitivo, as regiões cinza são áreas metálicas e as demais são isolantes, de modo que a superposição das placas forma uma ponte capacitiva. O sensor é formado por três placas circulares e paralelas espaçadas por uma pequena distância, sendo duas delas fixas e a central móvel, solidária com o porta amostras. O conjunto placa móvel e porta amostras deve girar livremente, sem o contato com as outras placas e com as paredes internas do magnetômetro. Assim um torque exercido sobre a amostra produz um movimento rotativo na placa central, o que produz um desbalanço na ponte capacitiva.

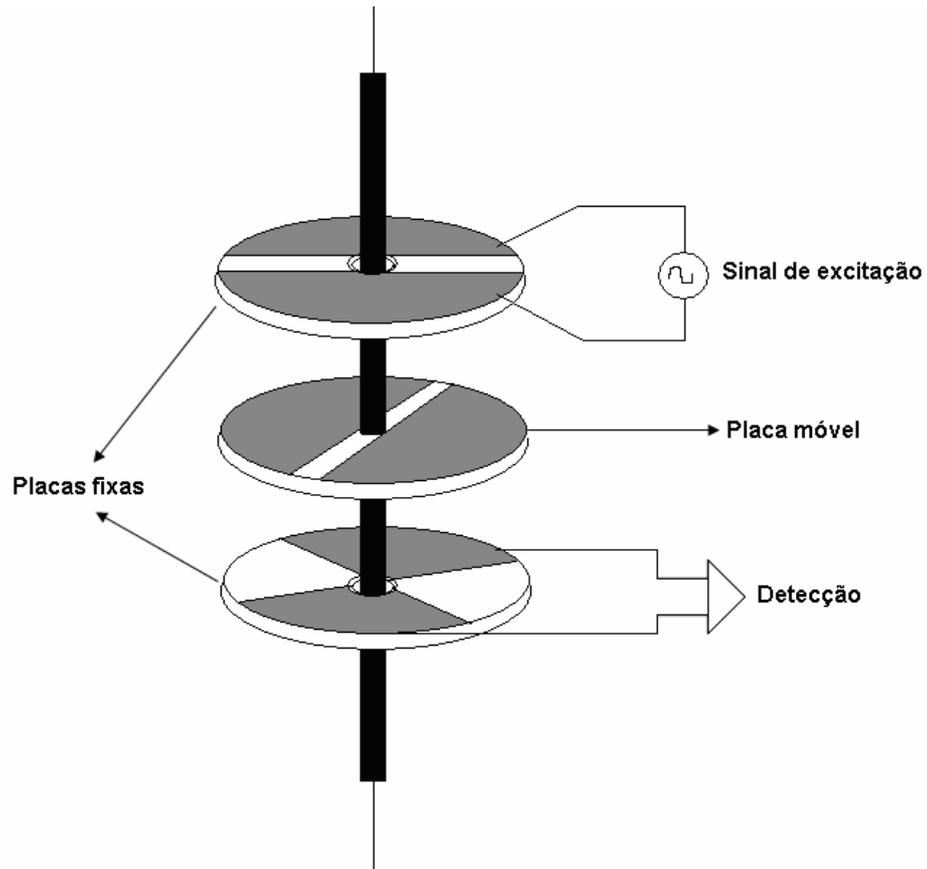


Figura 4-5 – Representação do sistema de detecção capacitiva.

O valor da capacitância é determinado pela área de superposição das placas sob a móvel. Um capacitor de placas paralelas de área A separadas por uma distância d tem sua capacitância dada por

$$C = \frac{\epsilon_0 A}{d}, \quad (23)$$

no caso de haver vácuo entre as placas. A figura 4-6 mostra que a área das placas dos capacitores do detector é a área de um setor de um círculo de raio R .

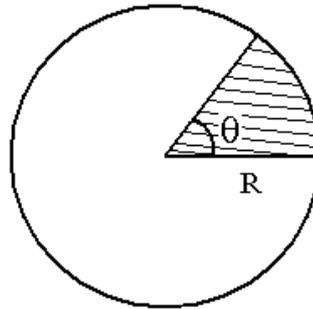


Figura 4-6 – Representação da área de um setor de um círculo de raio R do capacitor.

$$A = \frac{\theta^2 R}{2} \quad (24)$$

Um pequeno deslocamento angular $\Delta\theta$, a partir da posição de equilíbrio resultará na variação da capacitância [9].

O diagrama elétrico equivalente do sensor é aquele de uma ponte de Wheatstone capacitiva, como mostrado na figura 4-7.

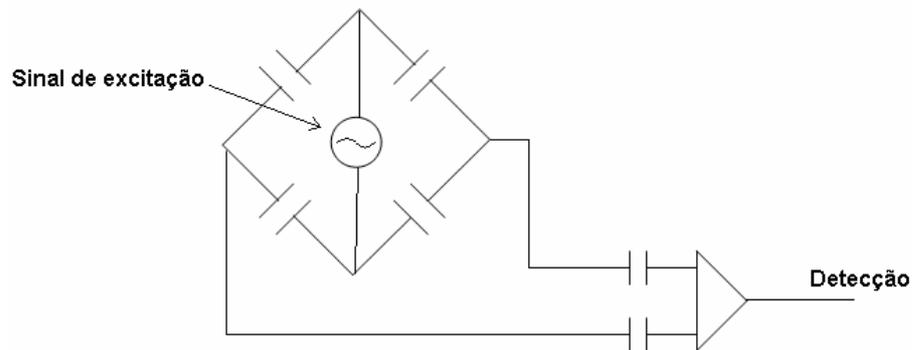


Figura 4-7 – Diagrama elétrico do sensor capacitivo.

5 PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS

5.1 Métodos utilizados

Neste capítulo são descritos os métodos utilizados com o magnetômetro de torque na aquisição das curvas de torque. As amostras caracterizadas são filmes de FINEMET, produzidas por magnetron sputtering, sobre um substrato de vidro. A composição nominal delas é $Fe_{73.5}Si_{13.5}Cu_1Nb_3B_9$. Foram utilizadas amostras com diferentes dimensões, para analisarmos as diferentes respostas quando um campo magnético externo aplicado.

5.2 Medidas de torque

Primeiramente é observado se o fio que sustenta o porta amostras conectado com o capacitor central esteja girando livremente. O fio deve estar tensionado, e devidamente soldado nas extremidades, para garantir resistência mecânica ao sistema móvel e à passagem de corrente elétrica.

A seguir é feito o ajuste do pêndulo, é aplicado o campo \vec{H} sem a presença da amostra. O objetivo é alinhar a espira com o campo \vec{H} . Após é colocado cuidadosamente a amostra, que deve ser devidamente fixa. O sistema leva algum tempo para entrar em equilíbrio devido a oscilações do pêndulo. O ponto de equilíbrio é alcançado no momento em que cessa a variação da tensão do detector angular, na posição $\theta = 0$. A partir daí é variado o ângulo de aplicação do campo, sempre esperando o sistema entrar em equilíbrio. Ao entrar em equilíbrio aplica-se uma corrente na espira, utilizando uma fonte corrente, aumentando a corrente até que o porta amostras retorne a posição inicial. O processo é repetido até que seja variado um ângulo de aproximadamente 360° . Com os valores das correntes aplicadas à espira, o campo e o ângulo, são construídos os gráficos de torque. A curva de torque deve ser ajustada para que se tente descrever quais as energias de anisotropias estão presentes no material.

5.3 Medidas da intensidade do campo externo

A intensidade média do campo magnético no centro da bobina é dado por [6],

$$H = \frac{0,899 n i}{R} \quad (25)$$

Como exemplo, se aplicarmos uma corrente $i = 1 A$, $n = 529$ o número de voltas e $R = 0,12 m$ o raio. Teremos,

$$H = \frac{0,899 \times 529 \times 1 A}{0,12} = 3963 A/m, \quad (26)$$

6 RESULTADOS

Neste capítulo são apresentados e discutidos os resultados das medidas de magnetização e de torque de filmes FINEMET com composição nominal $Fe_{73.5}Si_{13.5}Cu_1Nb_3B_9$, com diferentes dimensões, mas com espessura iguais a 1000 \AA . Utilizando-se para isso o magnetômetro de torque e o magnetômetro de amostra vibrante - VSM. O campo externo produzido pela bobina é mantido constante nas medidas de torque.

6.1 Curvas de magnetização

Na figura 6-1 é apresentada uma curva de magnetização em função do campo aplicado, utilizando-se o VSM. Nota-se que ao aplicar o campo externo a 0° em relação ao movimento durante o processo de deposição, chega-se mais facilmente a uma magnetização de saturação da amostra (linha preta), ou seja, é necessário uma menor intensidade do campo para saturar a amostra. Isto caracteriza que este é o eixo de fácil magnetização. E quando o campo externo é aplicado a um ângulo de 90° , a magnetização de saturação não é alcançada tão facilmente, indicando a direção de difícil magnetização.

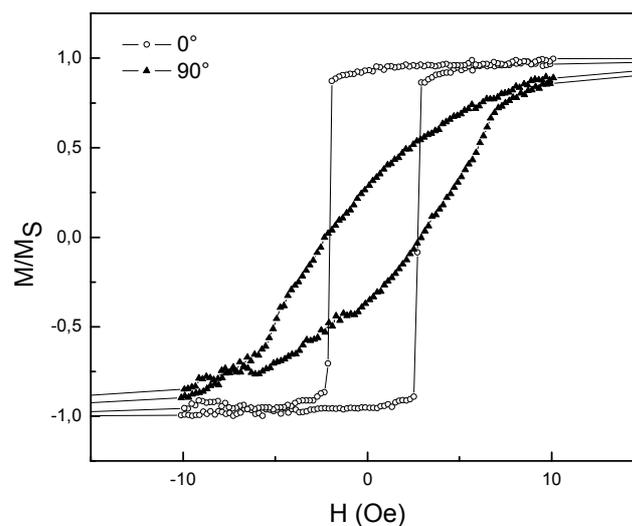


Figura 6-1 – Curvas de magnetização, os círculos indicam a curva de magnetização adquirida com o campo externo aplicado com um ângulo de 0° e os triângulos é a curva de magnetização adquirida com um campo externo de 90° .

A figura 6-2 apresenta a diferença da energia utilizada para magnetizar a amostra nos dois diferentes ângulos. A diferença entre as áreas das curvas é a energia de anisotropia uniaxial, que é de aproximadamente,

$$E_U = 2,8 \times 10^2 \text{ J/m}^3. \quad (27)$$

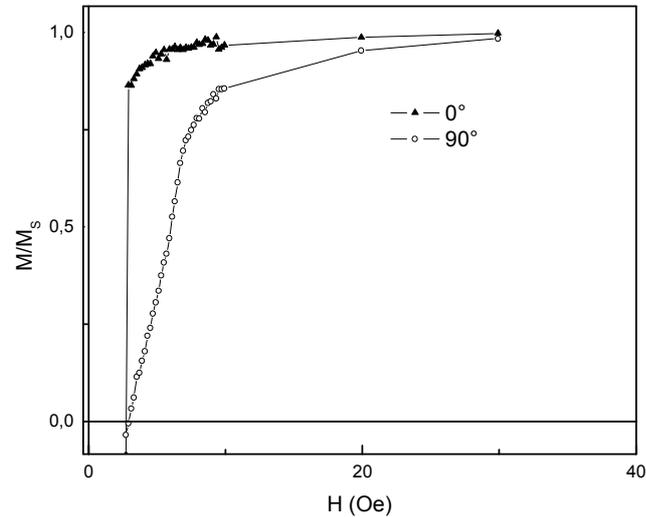


Figura 6-2 – A área entre as duas curvas é a diferença entre a energia para magnetizar nas direções.

6.2 Curvas de torque

Inicialmente na figura 6-3 é apresentada uma curva da corrente em função do ângulo de aplicação do campo externo \vec{H} . Lembrando que ao variar o ângulo do campo \vec{H} em relação a espira é aumentada ou diminuída a corrente na espira, sempre fazendo com que ela retorne à posição inicialmente determinada.

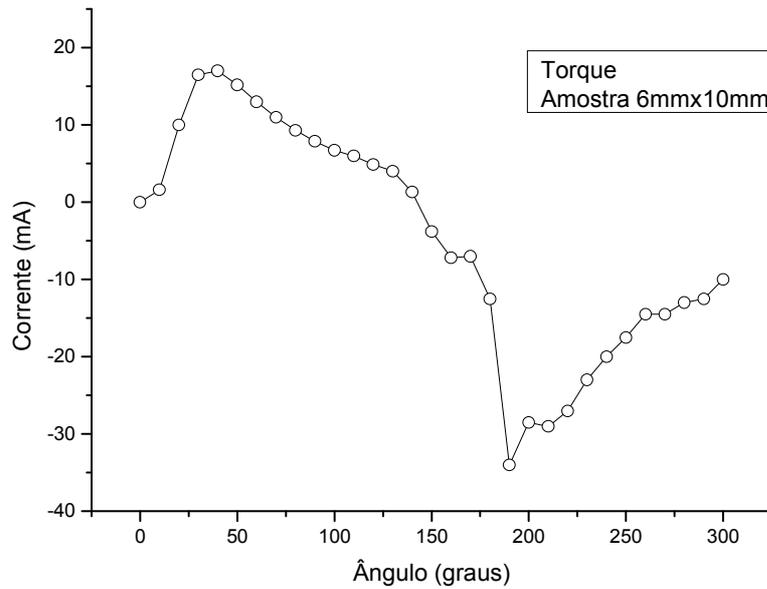


Figura 6-3 – Curva de corrente na espira em função do ângulo.

Tendo em mãos os dados da corrente, do ângulo, da intensidade do campo, a área da espira, o número de voltas e utilizando a equação (21), é gerada uma nova curva, do torque em função do ângulo.

A seguir é realizada a análise da curva de torque, fazendo o ajuste da mesma com as equações de energia de anisotropias escritas como:

a) A equação que descreve a energia de forma é dada por

$$E_F = K_F \text{sen}^2(2\theta), \quad (28)$$

para o caso de amostras retangulares.

b) A equação que descreve a energia magnetostática, que é dada por

$$E_{M_S} = (2\pi M_S^2 \text{sen} \delta) \text{sen}^2 \theta, \quad (29)$$

devido à um eventual desalinhamento entre o plano da amostra e o campo.

c) A equação que descreve a energia uniaxial, dada por,

$$E_U = K_U \text{sen}^2 \theta. \quad (30)$$

d) E a equação que representa a energia Zeeman, cuja deriva resulta na equação (21), é dada por,

$$E_H = -MH_S \cos \theta. \quad (31)$$

A direção da magnetização da amostra vai ser determinada pelo mínimo desta energia total, assim somando todos os termos das energias de anisotropia e a energia Zeeman apresentadas acima, teremos a seguinte equação,

$$E = E_H + E_F + E_{M_S} + E_U , \quad (32)$$

derivando (32) em função de θ

$$\tau = \frac{dE}{d\theta}, \quad (33)$$

teremos a seguinte expressão para o torque

$$\tau = (2\pi M_S \text{sen} \delta) \text{sen}(2\theta + F_{M_S}) + 2K_F \text{sen}(4\theta + F_f) + K_U \text{sen}(2\theta + F_U) + c . \quad (34)$$

Quando o campo \vec{H} aplicado é baixo, aproximadamente $20Oe$ (o suficiente para saturar a amostra) o primeiro termo da equação (35) é zero, assim a expressão para o torque torna-se

$$\tau = 2K_F \text{sen}(4\theta + F_f) + K_U \text{sen}(2\theta + F_U) + c . \quad (35)$$

As fases adicionadas a cada ângulo servem para determinar as posições relativas entre os termos de torque.

Considerando apenas a anisotropia de forma, quando aplica-se o campo \vec{H} fora da direção K_F , a magnetização tende a alinhar-se com \vec{H} (veja figura 6-4), isso demanda certa energia, a energia de anisotropia uniaxial.

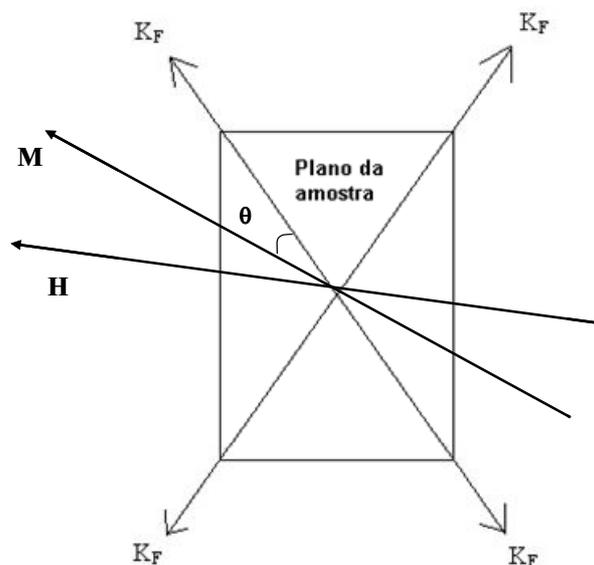


Figura 6-4 – Anisotropia de forma no plano da amostra.

A anisotropia de forma se repete 4 vezes, ao variar o ângulo de aplicação do campo \vec{H} em torno da amostra, isso gera o segundo termo da equação (35).

Novamente considerando apenas o termo de energia uniaxial ao aplicar o campo \vec{H} deslocado da direção de K_U (figura 6-5), a magnetização tende a alinhar-se com \vec{H} , isso demanda certa energia, a energia de anisotropia uniaxial.

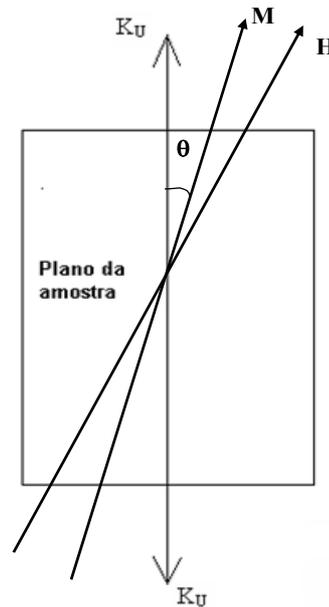


Figura 6-5 – Direção da anisotropia uniaxial no plano da amostra.

O termo de energia uniaxial repete-se 2 vezes variando o ângulo de aplicação do campo 360° em torno da amostra, gerando o terceiro termo da equação (35).

A figura 6-6 mostra a curva de torque obtida de uma amostra com formato retangular. Procurou-se iniciar a medida com um ângulo de aplicação do campo \vec{H} de 0° em relação a magnetização espontânea da amostra, direção conhecida pelas curvas de magnetização. Porém a curva mostra que a medida não iniciou nesta direção, ficando deslocada da direção da magnetização da amostra. Chegando a aproximadamente 160° em um torque mínimo, ou -20° da direção da magnetização da amostra. Pode-se atribuir este problema ao posicionamento da amostra no porta amostra, devido à direção de magnetização não coincidir com a direção do campo \vec{H} ou também ao corte realizado na amostra, não ter sido realizado na direção correta.

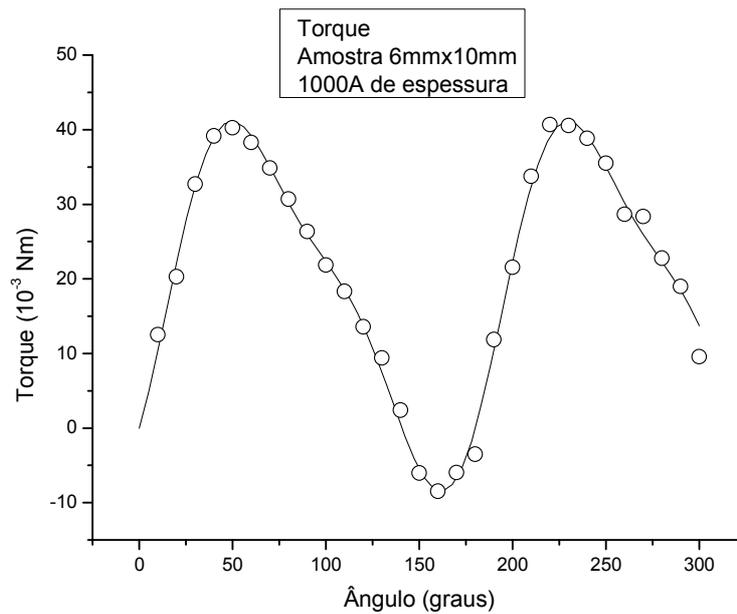


Figura 6-6 - Curva do torque gerada pela amostra retangular imersa em um campo.

A seguir na figura 6-7 é apresentada uma curva de torque de uma amostra circular, novamente a energia não é mínima ao iniciar a medida. A energia de anisotropia de forma ficou acima do esperado de valor zero, devido a forma circular da amostra, mas ficando menor que a energia de anisotropia uniaxial.

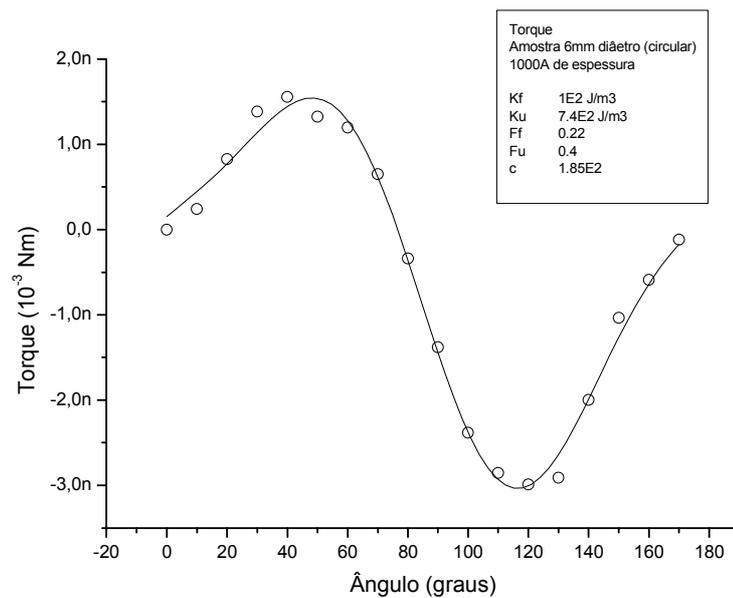


Figura 6-7 – Curva de torque de uma medida realizada de uma amostra de formato circular.

Os motivos que podem explicar o valor da anisotropia de forma não ser nula, pode ser atribuído a intensidade alta do campo \vec{H} aplicado. A partir disso procurou-se aplicar um campo de menor intensidade.

A figura 6-8 apresenta uma curva de torque obtida de uma amostra quadrada de 6mm x 6mm, com uma campo \vec{H} aplicado menor, assim a equação para o ajuste da curva de torque é regido pela equação (36).

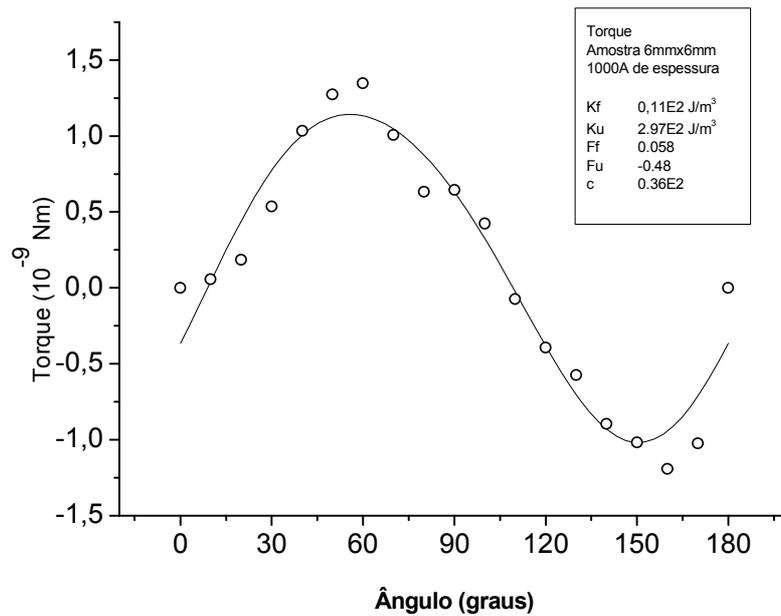


Figura 6-8 – Curva de torque obtida com uma amostra quadrada.

O resultado encontrado para anisotropia uniaxial $K_U = 2,97 \times 10^2 \text{ J/m}^3$ ficou muito próximo do valor $K_U = 2,8 \times 10^2 \text{ J/m}^3$ da curva de magnetização. Isto mostra que um campo \vec{H} de menor intensidade aplicada melhora muito as medidas realizadas, pois diminui o termo de anisotropia magnetostática.

7 CONCLUSÃO

O objetivo deste trabalho foi investigar experimentalmente e teoricamente anisotropia magnética em materiais magnéticos. Para isso foi desenvolvido o magnetômetro de torque baseado em um pêndulo de torção. As medidas realizadas com o magnetômetro de torque resultaram em dados muito interessantes, e importantes na caracterização de filmes finos, apesar da pouca quantidade de material magnético ser um fator limitante.

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

a) As medidas iniciais realizadas com o torquímetro mostram que ele tem sensibilidade suficiente para a aplicação em filmes finos, onde a pouca quantidade de material é um fator limitante.

b) Através das curvas de torque é relativamente fácil detectar os eixos de fácil e difícil magnetização de uma amostra.

c) As medidas realizadas com baixo campo externo \vec{H} mostrou-se a melhor opção, pois diminui o termo de energia de anisotropia magnetostática.

As atividades foram realizadas no Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos – LMMM e significam uma nova perspectiva em relação à Física estudada pelo acadêmico no curso de Física Bacharelado da UFSM, aplicando na prática os conhecimentos adquiridos no laboratório e na futura elaboração de artigos. As pesquisas realizadas na área de Física da Matéria Condensada mostram um lado essencialmente útil, pois a melhor compreensão das propriedades magnéticas dos materiais é de grande importância científica e econômica.

8 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

[1] Eisberg & Resnick, “Física Quântica – Átomos, Moléculas, Sólidos, Núcleos e Partículas”, Editora Campus.

[2] M. H. Nussenzveig, Física Básica V. 3, Ed. Edgar Blucher Ltda, 1997.

[3] S. M. Rezende, Física de Materiais e Dispositivos Eletrônicos, Ed. UFPE, 1996.

[4] C. Kittel, *Rev. Mod. Phys.*, 21(4), 541, (1949).

[5] M. A. Novak, Introdução ao Magnetismo, IF – Universidade Federal do Rio de Janeiro.

[6] B. D. Cullity, “Introduction to Magnetic Materials”, Addison-Wesley, New York, (1972).

[7] F. Bohn, Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Santa Maria (2005).

[8] A. D. C. Viegas, Dissertação de Mestrado, Universidade Federal do Rio Grande do Sul (1993).

[9] M. A. Carara, Dissertação de Mestrado, Universidade Federal do Rio Grande do Sul (1993).