



**UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO NORTE
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E DA TERRA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA TEÓRICA E EXPERIMENTAL
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA**

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**MONTAGEM E CONSTRUÇÃO DE UM MAGNETÔMETRO A
EFEITO KERR MAGNETO-ÓPTICO**

por

Charlie Salvador Gonçalves

Natal RN, Brasil

Março de 2006

Livros Grátis

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.

**UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO
NORTE
CENTRO DE CIENCIAS EXATAS E DA TERRA**

**MONTAGEN E CONSTRUÇÃO DE UM
MAGNETÔMETRO A EFEITO KERR MAGNETO-
ÓPTICO**

Charlie Salvador Gonçalves

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-graduação em Física do Departamento de Física Teórica e Experimental da Universidade Federal do Rio Grande do Norte como parte dos pré-requisitos para a obtenção do título de mestre em física.

Orientador: Prof. Carlos Chesman de A. Feitosa

**Natal RN, Brasil
Março de 2006**

**Para
minhas queridas
meninas Ikaline e Celline!**

Agradecimentos

Ao final deste caminho que acabo de trilhar, olho em volta e vejo aqueles que me acompanharam na jornada encorajando e dando forças para finalizar a caminhada. Quero aqui expressar meus sinceros agradecimentos a todas as pessoas que trilharam comigo, e que de alguma forma, fizeram parte da minha formação acadêmica e pessoal.

Agradeço primeiramente ao amigo, professor e orientador Carlos Chesman, pela confiança depositada em minha pessoa desde minha graduação, em especial pela orientação deste trabalho. A você o meu sincero obrigado.

Aos professores deste departamento que fizeram seu precioso trabalho de ensinar não só física, mas acima de tudo, formar um profissional: Prof. Cabral, Prof. Thomas Dumellow, Prof. José Wilson, Prof. Eudenilson, Prof. Fernando Nobre, Prof. Paulo Fulco, Prof. Claudionor, Prof. Bonelli, Prof. Gilvan e Prof. Ferreira.

Ao Prof. Antonio Azevedo do Departamento de Física da UFPE por conceder a maioria das amostras usadas nesta dissertação.

Meu obrigado ao Prof. Marcos Lucena, que em pouco tempo ajudou muito com sua experiência em óptica experimental e nas discussões sobre magnetismo.

Aos funcionários deste departamento: Dona Benícia, Dona Lindalva, Silvestre, Ricardo, Jacira, Celina, Carlos dos Anjos, Antonio Vicente, Jalmir e George.

Aos amigos do curso, em especial aos amigos do laboratório: Carlos César Costa, Neymar Pereira, Marcio Valério, Thatyara Freire e aos que sempre estão nos visitando por lá: Fábio Ferreira, Sânzia Alves e Eliene.

Um obrigado especial a minha esposa Ikaline pela paciência e “compreensão” que teve nas horas que me afastei, principalmente pela dedicação que tem com nossa filha Celine”.

Agradeço aos meus pais Cláudio Salvador e Maria Ferreira, que sempre apontaram a direção do melhor caminho dando o melhor que tinham para minha formação. Aos meus irmãos Charton, Charlon e Cristino pelas horas que passamos nos divertindo. A todos vocês, meu sincero obrigado!

Finalizando, agradeço ao CnPQ pelo apoio financeiro.

Sumário

Resumo.....	viii
Abstract.....	ix
Lista de Figuras.....	x
Capítulo 1 CONSTRUÇÃO DE UM ELETROÍMÃ	1
1.1 Introdução.....	1
1.2 O Eletroímã.....	2
1.3 O Núcleo Ferromagnético.....	4
1.4 O Circuito Magnético	7
1.5 Correntes de Foucault	11
1.6 O Projeto.....	15
1.7 O Sistema de Arrefecimento.....	19
1.8 Cálculos do Projeto.....	22
1.9 Cálculo do Número de Ampère-Espiras.....	23
1.10 A Estrutura das Bobinas	28
1.11 Analisando a Conicidade dos Pólos	30
1.12 Fotos da Montagem Final	36
1.13 Resultado dos Testes	38
1.14 Referências.....	46
Capítulo 2 REVISÃO TEÓRICA: MAGNETISMO.....	47
2.1 Introdução.....	47
2.2 O Magnetismo na Matéria.....	48
2.3 Processo de Magnetização.....	51
2.5 Energias Magnéticas	57
2.5.1 A Energia Zeeman	57
2.5.2 Anisotropia de Forma.....	60

2.5.3 Anisotropia de Superfície	61
2.5.4 Anisotropias Magneto-cristalina	61
2.5.5 A Anisotropia Uniaxial	62
2.5.6..Anisotropia Cúbica	64
2.5.7 Acoplamento de troca	65
2.5.8 Acoplamento Bilinear	66
2.7 Referências.....	70
Capítulo 3 EFEITOS MAGNETO-ÓPTICOS	71
3.1 Introdução.....	71
3.2 Os Efeitos Magneto-Ópticos	72
3.3 O Efeito Kerr	73
3.4- Determinação do Tensor Permissividade Dielétrica	74
3.5 Configurações de Efeito Kerr.....	85
3.6 Os Coeficientes de Fresnel.....	94
3.7 Surface Magneto-Optical Kerr Effect (SMOKE)	98
3.8 Referências.....	102
Capítulo 4 O MAGNETÔMETRO	104
4.1 Introdução.....	104
4.2 O Magnetômetro de Efeito Kerr Magneto-Óptico.....	104
4.3 Os Filmes Investigados.....	110
4.4 O Processo de Medida	111
4.5 Resultados Experimentais	114
4.6 Referências.....	129
Capítulo 5 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	130

Resumo

Nesta dissertação de mestrado foi montado um magnetômetro de efeito Kerr Magneto-Óptico para fazer caracterização de amostras tipo filme fino e ultrafino, amostras estas que serão crescidas após a implementação da técnica de *Sputtering* no laboratório de magnetismo deste departamento. Neste trabalho também foi construído um eletroímã arrefecido a água e que atinge valores próximos a 10 kOe com um gap de 22 mm abrangendo uma região de campo uniforme de 25 mm de diâmetro. O primeiro capítulo trata da construção deste eletroímã desde o seu dimensionamento até os testes de operação que envolvem medidas de campo máximo alcançado e temperatura das bobinas quando operando durante 1 hora. O capítulo 2 é dedicado a uma revisão do magnetismo e dos processos de magnetização bem como apresenta uma base teórica a respeito das energias magnéticas encontradas em filmes e multicamadas magnéticas. Na seqüência, o terceiro capítulo, é dedicado a descrição dos efeitos magneto ópticos em especial o efeito kerr nas configurações longitudinal, transversal e polar, utilizando para tanto somente a abordagem clássica do eletromagnetismo e os coeficientes de Fresnel. Distinguindo em seguida, as duas regiões de observação do efeito referentes a espessura do filme. Os aspectos construtivos do aparato experimental bem como os detalhes de sua operação são explanados no quarto capítulo, apresentando também os resultados preliminares das medidas efetuadas em uma serie de filmes de Permalloy e finalizando com os resultados da caracterização dos primeiros filmes de ferro e Permalloy crescidos aqui no departamento de física teórica e experimental da UFRN.

Abstract

In this master's dissertation a Kerr Magneto Optic's magnetometer effect was set up to do characterization of samples type films fine and ultra thin, these samples will be grown after the implementation of the sputtering technique at the magnetism laboratory of of this department. In this work a cooled electromagnet was also built the water and that it reaches close values to 10kOe with a gap of 22 mm including an area of uniform field of 25mm of diameter. The first chapter treats of the construction of this electromagnet from its dimensioning to the operation tests that involve measures of reached maximum field and temperature of the reels when operated during one hour. The second chapter is dedicated to the revision of the magnetism and the magnetization processes as well as it presents a theoretical base regarding the magnetic energies found in films and magnetic multilayer. In the sequence, the third chapter, is especially dedicated the description of the effects magneto opticians the effect kerr in the longitudinal, traverse and polar configurations, using for so much only the classic approach of the electromagnetism and the coefficients of Fresnel. Distinguished the two areas of observation of the effect regarding thickness of the film. The constructive aspects of the experimental apparatus as well as the details of its operation are explained at the room surrender, also presenting the preliminary results of the measures made in one serializes of permalloy films and concluding with the results of the characterization of the first films of iron and permalloy grown here at the theoretical and experimental physics department at UFRN.

Lista de Figuras

Figura 1.1 - Linhas de campo magnético atravessando um material ferromagnético.	4
Figura 1.2 - Configuração final das linhas de campo magnético atravessando um material ferromagnético.....	5
Figura 1.3 - Em A, material ferromagnético comum; em B, material com tratamento especial, usado como núcleo de motores e transformadores; e em C material para ímãs permanentes.....	7
Figura 1.4 - Condutor enrolado em um núcleo de ferrite.....	8
Figura 1.5 – Exemplo de um Toróide.	9
Figura 1.6 - Diferentes formatos para o núcleo de transformadores de alta potência.....	11
Figura 1.7 - Lâminas de FeSi espalhadas pertencentes ao núcleo do eletroímã.(com 0,3 mm de espessura).....	13
Figura 1.8 - Gráfica mostrando a otimização dos materiais que constituem o núcleo do transformador. A liga de FeSi está entre o máximo de eficiência. .	14
Figura 1.9 – Transformador semelhante ao utilizado no projeto	15
Figura 1.10 - Representação da disposição das bobinas primária e secundária do transformado.	16
Figura 1.11- Representação das ligações entre as bobinas do primário: Ligação em delta.	16
Figura 1.12- Representação das ligações entre as bobinas do secundário: Ligação estrela.	17
Figura 1.13 - Figura do núcleo na sua configuração atual. Todas as medidas estão em mm.	17
Figura 1.14 - Foto do núcleo na sua configuração atual.	18

Figura 1.15 – Dimensões dos conjuntos de pólos.....	19
Figura 1.16 – Esquema da serpentina em formato de espiral.....	20
Figura 1.17 - Foto da serpentina em formato de espiral colocada entre as bobinas	20
Figura 1.18 - Fotos da montagem das bobinas.....	21
Figura 1.19 - Disposição das bobinas do eletroímã	28
Figura 1.20 Fotos das bobinas montadas e do carretel de fibra. O carretel preto trouxe o fio enrolado	30
Figura 1.21 - Foto dos pólos do eletroímã. No detalhe as presilhas que seguram as lâminas.....	31
Figura 1.22 - Interface entre dois meios diferentes	31
Figura 1.23 - No detalhe: Uma linha de campo sai obliquamente de um dos pólos do eletroímã.	34
Figura 1.24 - Representação das linhas de campo magnético nos pólos do eletroímã.	35
Figura 1.25 - O eletroímã de frente. Aparece aqui o conector principal da fonte e as janelas de convecção.....	36
Figura 1.26 - O eletroímã de perfil. Aparecem aqui os terminais elétricos de cada bobina e conexões para o sistema de arrefecimento.....	37
Figura 1.27 – Conexões do circuito de arrefecimento ligado no sistema.	37
Figura 1.28 - Estrutura de suporte. Sob a estrutura estão o eletroímã e a fonte de corrente.....	38
Figura 1.29 - Gráfico representando o comportamento linear do campo magnético em função da corrente elétrica para um “gap” de 8,0 mm. A equação de ajuste também é mostrada	39

Figura 1.30 - Gráfico representando o comportamento do campo magnético em função da corrente elétrica para um “gap” de 15,0 mm. A equação de ajuste também é mostrada no gráfico.....	40
Figura 1.31 - Gráfico representando o comportamento linear do campo magnético em função da corrente elétrica para um “gap” de 22,0 mm. A equação de ajuste é mostrada no gráfico.....	41
Figura 1.32 - Gráfico mostrando o comportamento do campo magnético em função do tempo. O valor do campo foi ajustado em 10,0 kOe e a medida foi executada durante uma hora. No detalhe o comportamento da magnitude do campo magnético. Para estabilizar o valor do campo magnético deste eletroímã em menos de 1,0 % de variação, antes de sua utilização, é necessário deixá-lo ligado por pelo menos meia hora.	42
Figura 1.33 - Gráfico mostrando o comportamento da temperatura em diferentes partes do eletroímã em função do tempo. Em vermelho as medidas feitas em cima de cada bobina. Em azul, medida feita no núcleo, em rosa e verde as temperaturas medidas na entrada e saída de água. A medida foi executada com o valor do campo magnético ajustado em 10,0 kOe , operando durante uma hora e com “gap” de 8,0 mm.	44
Figura 2.1 – Em A, domínios magnéticos e respectivas orientações da magnetização. Em B, domínios magnéticos se orientando com o campo externo aplicado. Amostra em saturação.....	49
Figura 2.2- A Figura representa o fenômeno da divisão do material em regiões chamadas domínios. Uma amostra ferromagnética é composta por domínios que apontam em determinadas direções. No ultimo arranjo a energia magnética é minimizada.....	50
Figura 2.3 - Representação de movimento de uma parede de domínio	52
Figura 2.4 - Curva de magnetização de um material ferromagnético.....	53

Figura 2.5 - Sistema de referência adotado no presente trabalho.....	58
Figura 2.6 - Representação dos co-senos diretores.....	63
Figura 2.7a- Acoplamentos ferromagnético	67
Figura 2.8- Acoplamentos antiferromagnético.....	67
Figura 3.1 - Configuração do efeito Kerr longitudinal.	88
Figura 3.2 - Configuração do efeito Kerr transversal.....	89
Figura 3.3 - Configuração do efeito Kerr polar.	90
Figura 3.4 - Representação das duas rotações sofridas pelo sistema de referência para alinhar sua direção com a direção do vetor magnetização do filme. A Figura também mostra as projeções da magnetização no novo sistema	91
Figura 3.5 - Superfície de separação de meios.....	95
Figura 3.6 - Reflexão da luz no substrato em um único filme ultrafino.....	99
Figura 4.1 - Configuração mínima para observar o efeito Kerr.....	105
Figura 4.2 - Configuração do aparato experimental para medidas de Efeito Kerr Magneto-Óptico em filmes finos.....	109
Figura 4.3 – Fotografia da montagem do MOKE.....	110
Figura 4.4 – Representação dos planos de polarização da luz.....	113
Figura 4.5 - Primeira curva obtida no magnetômetro MOKE do DFTE. Curva característica do eixo fácil do filme. A configuração utilizada não fez uso do “lock-in”.	115
Figura 4.6 - Curva de histerese obtida por efeito Kerr em uma bicamada Cu(40,0 Å)/Py(97,2 Å).....	117
Figura 4.7 - Curva de histerese obtida por efeito Kerr em uma bicamada Cu(40,0 Å)/Py(97,2 Å).....	118
Figura 4.8 - Curva de histerese obtida por efeito Kerr em uma bicamada Cu(40,0 Å)/Py(97,2 Å).....	119

Figura 4.9 - Curva de histerese obtida por efeito Kerr em uma bicamada Cu(40,0 Å)/Py(97 Å).....	120
Figura 4.10 - Curva de histerese obtida por efeito Kerr em uma bicamada Cu(40,0 Å)/Py(48,6 Å).....	121
Figura 4.11- Esquema da espessuras dos filmes de Cu/Permalloy..	122
Figura 4.12 - Curva de histerese obtida por efeito Kerr em uma bicamada Cu(20,0)/Py(80,0).....	123
Figura 4.13 - Curva de histerese obtida por efeito Kerr em uma bicamada Cu(50,0 Å)/Py(50,0 Å).....	124
Figura 4.14 - Curva de histerese obtida por efeito Kerr em uma bicamada Cu(60,0 Å)/Py(40,0 Å).....	125
Figura 4.15 - Curva de histerese obtida por efeito kerr em uma bicamada Cu(80 Å)/Py(20 Å).....	126
Figura 4.16 - Medida efetuada na tricamada Fe/Cr/Fe mostrando o acoplamento antiferromagnético dos filmes de ferro.	128
Figura 5.1 - Medida efetuada no primeiro filme de Ferro crescido no DFTE – UFRN.	132
Figura 5.1 - Medida efetuada no primeiro filme de Ferro crescido no DFTE – UFRN.	132
Figura 5.2 - Medida efetuada no primeiro filme de Permalloy crescido no DFTE – UFRN	133

Capítulo 1

CONSTRUÇÃO DE UM ELETROÍMÃ

1.1 Introdução

Neste capítulo será descrita a construção de um eletroímã projetado para gerar um campo magnético de 10.000,0 oersted (Oe) quando acionado por uma fonte de corrente HP que pode fornecer até 50,0 ampères de corrente contínua em regime de 12,0 volts.

A produção de campo magnético uniforme numa região do espaço é de suma importância dentro de um laboratório de magnetismo. Muitos cientistas fizeram e fazem grandes descobertas com este aparato. Desde a experiência de Oersted em 1820, na qual foi observado que a corrente elétrica que atravessa um condutor podia orientar uma bússola, passaram-se exatamente 186 anos e, neste aspecto, ainda há grande interesse neste incrível equipamento chamado eletroímã.

Seja para acionar válvulas de solenóide, freios de transportes ferroviários, içar ferro-velho ou fazer caracterização magnética no laboratório, o princípio de funcionamento continua baseado na lei de Ampère.

Porém, para que se possa caracterizar uma amostra magnética, é necessário ter um controle preciso do valor deste campo, bem como sua direção,

o que não tem tanta importância nas outras aplicações citadas anteriormente. Seja em medidas de amostras tipo “bulk”, ou em amostras tipo filmes, os valores deste campo magnético devem ser suficientes para orientar os momentos magnéticos em sua direção. Este é o chamado campo de saturação da amostra, que por motivos óbvios, varia consideravelmente entre os diversos materiais estudados. Assim, tão importante quanto o eletroímã, é a fonte de corrente elétrica que fornece a energia necessária a produção deste campo, pois o controle e eficiência estão intimamente ligados com a precisão e a estabilidade deste fornecimento. Juntamente com estes fatores, a eficiência do sistema de refrigeração do eletroímã também é de elevada importância.

É conhecido experimentalmente que os limites tecnológicos dos materiais impedem que eletroímãs com espaçamento entre pólos da ordem de centímetros, e com bobinas arrefecidas ou refrigeradas a água, alcancem valores muito superiores a um campo de 10,0 kOe. A magnitude do efeito joule envolvido num sistema destes é capaz de destruir o isolamento dos condutores que compõem a bobina. Porém isto não impede que se construam magnetos cada vez mais potentes acionados por correntes pulsadas de valores muito altos, chegando a milhares de ampères em bobinas supercondutoras.

1.2 O Eletroímã

O projeto original deste eletroímã nasceu com o desenvolvimento das técnicas de caracterização magnética de filmes finos e ultrafinos no Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos deste departamento. O magnetômetro de Efeito Kerr Magneto-Óptico (MOKE- Magneto-Optical Kerr Effect) e o aparato experimental de medidas de Magnetoresistência Anisotrópica recém construídos

funcionaram inicialmente com um eletroímã de pequeno porte do laboratório de instrumentação. Este produzia um campo magnético máximo de 3,0 kOe no limite dos 4 ampères de corrente elétrica que podia suportar.

Algumas amostras necessitavam de valores maiores de campo magnético para atingirem o estado saturado, como o caso das amostras de $\text{CuGa}_{0,9}\text{Mn}_{0,1}\text{Te}_2$ com campo magnético de saturação em torno de 5,0 kOe e da tricamada Fe/Cr/Fe acopladas anti-ferromagneticamente com $H_{\text{sat}} = 4,0$ kOe.

Assim, para suprir esta necessidade, foi desenvolvido o projeto de construção de um eletromagneto que produz o campo magnético uniforme com valores próximos de 10,0 kOe. Os pólos possuem diâmetro de 25,0 mm e podem ser distanciados em até 22,0 mm. Esta distância foi determinada pelas dimensões do porta-amostra destinado a medidas de magnetoresistência anisotrópica. E ainda proporciona uma flexibilidade nas diferentes configurações deste tipo de medida, nas quais pode-se variar a direção de aplicação de corrente em relação à direção do campo magnético.

O eletroímã foi alimentado inicialmente por uma fonte de corrente elétrica fabricada no Laboratório Nacional de Luz Síncrotron (LNLS) que é capaz de fornecer 10,0 ampères de corrente em regime normal de trabalho com tensão de 15,0 volts em sua saída. Porém, para se atingir 10,0 kOe substituiu-se a fonte por uma fonte HP que atinge 50,0 ampères sob tensão de 12,0 volts. O controle foi feito através de interface conversora analógica / digital modelo CAD12/36 da Lynxtec e o *software* de controle está escrito em linguagem pascal.

Deste ponto em diante será descrito todo o processo de fabricação do eletroímã, começando com a base teórica de eletromagnetismo, comentando sobre alguns materiais usados, passando pelo cálculo do campo magnético produzido por um solenóide e a inserção do núcleo ferromagnético, calculando o número de espiras e finalizando com os resultados dos primeiros testes efetuados.

Detalhes da construção no que se refere à estrutura de sustentação, a troca de pólos e ao sistema de arrefecimento serão abordados no final desta seção.

1.3 O Núcleo Ferromagnético

Introduzindo um material ferromagnético num campo magnético, este material pode magnetizar-se criando um campo próprio que somado com o inicial, constitui um campo resultante maior em intensidade, cujos efeitos serão mais acentuados quando comparados com os valores do campo inicial. Desta forma, o campo magnético gerado por eletroímãs pode ser ampliado consideravelmente pela introdução de um núcleo ferromagnético.

Imagine-se imergir num campo magnético de intensidade H , um núcleo de Ferro (observe na Figura 1.1, o núcleo de cor amarela). Sob a ação do campo magnetizante em que está imerso, o núcleo se magnetiza com as polaridades indicadas na figura:

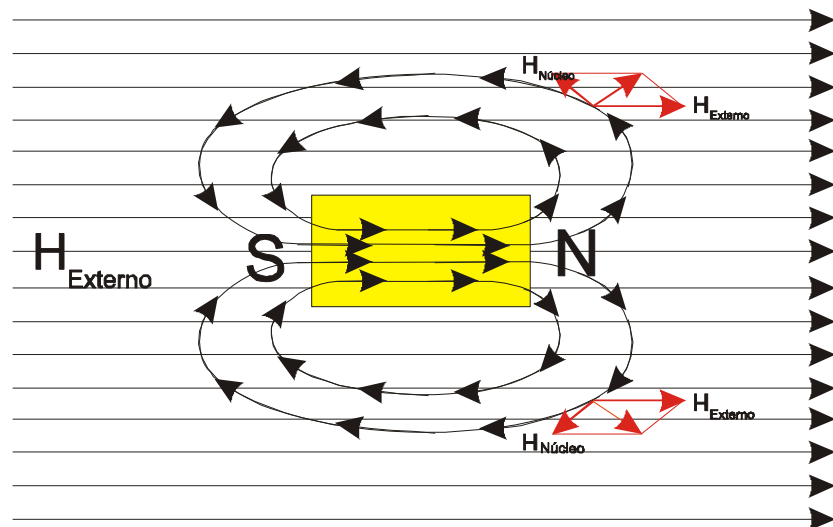


Figura 1.1 - Linhas de campo magnético atravessando um material ferromagnético.

Da sobreposição dos campos magnéticos surge um campo resultante no qual as linhas de força adquirem a disposição mostrada na figura 1.2.

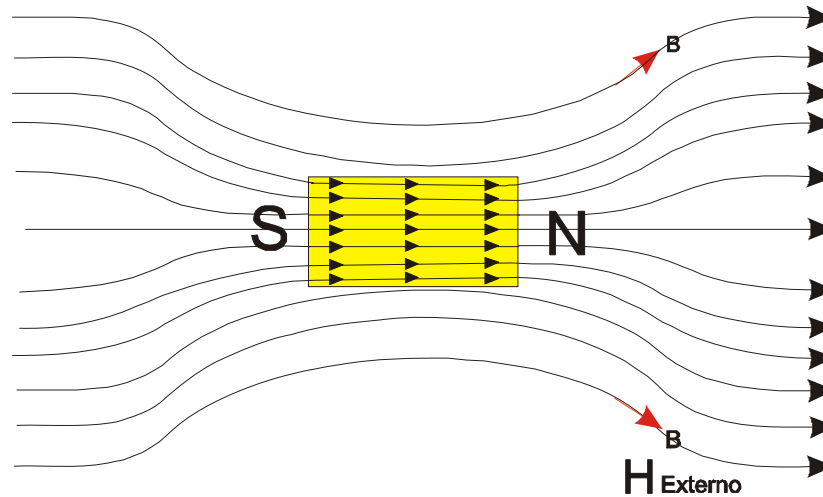


Figura 1.2 - Configuração final das linhas de campo magnético atravessando um material ferromagnético.

O comportamento dos materiais magnéticos em um campo magnético externo é determinado pela origem de seus dipolos magnéticos e pela natureza da interação entre eles. Os dipolos magnéticos têm origem no momento angular orbital e no spin dos elétrons dos íons ou átomos que compõem a matéria, portanto dependem da distribuição eletrônica destes átomos.

A grandeza macroscópica que representa o estado magnético do material é o vetor magnetização, representado por:

$$\vec{M} = \sum_i \frac{d\vec{m}_i}{dV} \quad (1.1)$$

onde $d\vec{m}$ é o vetor momento infinitesimal de dipolo magnético e dV o volume infinitesimal de matéria.

Os fenômenos magnéticos podem ser expressos por duas grandezas: vetor indução magnética \vec{B} e o vetor intensidade de campo magnético \vec{H} . Enquanto \vec{H} está relacionado com a corrente que cria o campo externo, \vec{B} está relacionado com a resposta magnética do material. A relação que envolve estas duas grandezas é:

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}), \quad (1.2)$$

sendo μ_0 a permeabilidade magnética do vácuo .

A resposta a um campo magnético aplicado \vec{H} caracteriza-se pelo comportamento de \vec{M} e é representado pela susceptibilidade magnética χ do meio material, que para meios de resposta linear, homogêneos e isotrópicos, não depende de \vec{H} .

Então

$$\vec{M} = \chi\vec{H}. \quad (1.3)$$

Mas,

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) = \mu_0(1 + \chi)\vec{H}, \quad (1.4)$$

fazendo

$$\mu_0(1 + \chi) = \mu \quad (1.5)$$

chega-se a

$$\vec{B} = \mu\vec{H}. \quad (1.6)$$

Pode-se estudar o comportamento dos diversos materiais magnéticos através da curva de magnetização. Esta curva não depende somente do material, mas também do tratamento térmico e do campo magnético a que foi submetido. Costuma-se dizer que os materiais ferromagnéticos possuem memória e

respondem diferentemente a um mesmo estímulo. Assim, o gráfico deste comportamento definirá a aplicação tecnológica desse material.

Algumas curvas de magnetização típicas são mostradas na Figura 1.3.



Figura 1.3 - Em A, material ferromagnético comum; em B, material com tratamento especial, usado como núcleo de motores e transformadores; e em C material para ímãs permanentes.

Desta forma, um material bom para ser usado em transformadores, por exemplo, deve possuir uma curva de pequena largura, apresentando assim uma resposta rápida a variação do fluxo magnético. No entanto, uma curva bem larga, representa um bom material para produção de ímãs permanentes, pois tirado o campo externo este se conserva magnetizado com o valor remanente próximo à saturação.

1.4 O Circuito Magnético

Sabe-se que pela lei de Ampère: que um fio condutor atravessado por uma corrente elétrica, gera em torno de si, um campo magnético cujo sentido é dado pela regra da mão direita. Se este condutor agora for enrolado em torno de um material ferromagnético formando espiras por onde passa uma corrente elétrica i , obtém-se um solenóide, como está representado na figura 1.4.

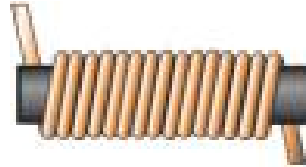


Figura 1.4 - Conductor enrolado em um núcleo de ferrite.

O campo magnético gerado se desenvolve parte no núcleo e parte no ar. Porém, as linhas de força se concentram de maneira muito bem definida dentro do núcleo. Chama-se de circuito magnético o espaço em que se desenvolve o conjunto de linhas de força de um campo magnético.

Para se determinar o valor do fluxo relativo ao circuito magnético acima, deve-se escolher uma seção do mesmo em que tanto o campo como a área, sejam facilmente mensuráveis, como por exemplo, o ponto médio deste solenóide. O fluxo é então definido como:

$$\phi = \vec{B} \cdot \vec{S}, \quad (1.7)$$

onde \vec{B} é o vetor indução magnética e \vec{S} a área e sua unidade é o maxwell.

O circuito magnético perfeito no qual o campo magnético gerado se desenvolve totalmente em seu interior é o de um solenóide em forma de anel, enrolado sobre um material ferromagnético de mesmo formato como mostrado na Figura 1.5.



Figura 1.5 – Exemplo de um Toróide.

A corrente que circula neste toróide, gera um determinado campo magnetizante \vec{H} dado em módulo por:

$$H = \frac{4\pi Ni}{10 L}, \quad (1.8)$$

onde L é o comprimento do circuito magnético, N o número de espiras e i a corrente que circula a bobina.

Sob a ação deste campo, o meio envolvido pelo solenóide magnetiza-se e, em seu interior estabelece-se um campo induzido \vec{B} cuja intensidade e dada por

$$B = \mu H = \mu \frac{4\pi Ni}{10 L}. \quad (1.9)$$

Considerando B e L constantes em todo o percurso, o fluxo de indução que atravessa o anel é dado por:

$$Ni = \phi \frac{10 L}{4\pi \mu S}, \quad (1.10)$$

onde Ni representa a equação do circuito magnético perfeito, conhecida também como a Lei Hopkinson [1.2].

No caso em que o anel sobre o qual está enrolado o solenóide seja composto de pedaços distintos de diferentes materiais, com diferentes comprimentos e com diferentes permeabilidades, a equação toma a forma [1.1],

$$Ni = \phi \frac{10}{4\pi} \sum \frac{\Delta L}{\mu \Delta S} . \quad (1.11)$$

O produto $\frac{10}{4\pi} \sum \frac{\Delta L}{\mu \Delta S}$ é chamado de relutância do circuito e será indicada por R . A equação do circuito fica então,

$$Ni = \phi R \quad (1.12)$$

O produto Ni nesta equação representa a causa primária geradora do campo magnético e, portanto, do fluxo de indução em cada circuito magnético. Por esta razão é chamada de força magnetomotriz (f.m.m.).

Esta equação possui a estrutura formal completamente análoga à Lei de Ohm para circuitos elétricos. Justamente por isso denomina-se circuito magnético, força magnetomotriz e relutância. Os circuitos magnéticos práticos para transformadores de potência podem assumir as seguintes configurações [1.2]. Estes formatos facilitam o enrolamento dos condutores e a manutenção de todo o sistema.

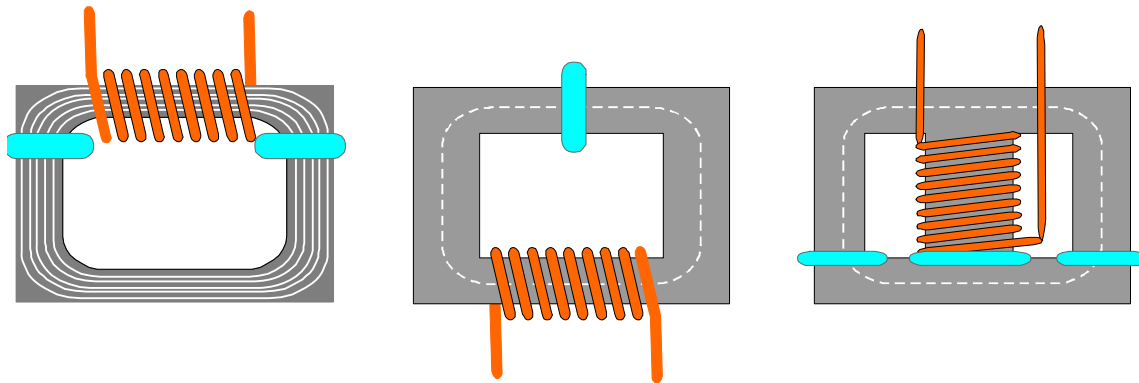


Figura 1.6 - Diferentes formatos para o núcleo de transformadores de alta potência.

Na Figura 1.6 as regiões em cinza representam o núcleo ferromagnético e as azuis representam a região na qual o fluxo magnético atravessa somente o ar, esta parte é chamada de entreferro.

Sobre o núcleo estão colocadas as bobinas magnetizantes, as quais não precisam ser estendidas por todo o núcleo. Pois, uma vez percorrida por uma corrente elétrica magnetiza não só a parte do núcleo que está enrolada, mas todo o circuito magnético.

Embora a maioria das linhas de campo fiquem confinadas ao núcleo, uma parte destas linhas fecha-se no ar ao redor das bobinas. O fluxo disperso é, em geral, difícil de ser avaliado e sua compensação é feita multiplicando-se o fluxo a ser gerado por fatores oportunos chamados coeficientes de dispersão, que variam de 1 a 1,25 [1.1].

1.5 Correntes de Foucault

Como foi visto acima, a inserção de um núcleo ferromagnético gera um aumento do campo magnético induzido devido ao alinhamento dos dipolos magnéticos constituintes deste núcleo. Porém, este mesmo núcleo estará sujeito a

uma variação de fluxo magnético quando as bobinas que estão envolvendo-o forem acionadas. Como em um condutor elétrico que sofre uma variação de fluxo magnético, gera-se no mesmo uma força eletromotriz induzida (f.e.m). Da mesma forma, nesta massa metálica condutora, será gerada uma f.e.m. Dependendo da homogeneidade da estrutura deste núcleo ferromagnético, uma corrente poderá fluir por caminho circundantes de impurezas ou falhas encontradas no percurso das linhas de força. A estas correntes dá-se o nome de correntes de Foucault, e dependem explicitamente da resistência elétrica do material, da magnitude do campo magnético no caso de excitação com corrente contínua e da frequência de oscilação deste campo, no caso de excitação alternada.

As correntes de Foucault contribuem para geração de calor por efeito Joule, representando uma perda de potência considerável numa grande classe de máquinas elétricas como motores, geradores e transformadores (nesta última classe se encontram os eletroímãs). Quando estas correntes aparecem em um sistema eletromecânico, gerando perda de potência indesejável, são chamadas de correntes parasitas. Quando este fenômeno é a base de um dispositivo eletromecânico, como por exemplo os freios eletromagnéticos, as correntes são chamadas apenas de correntes de Foucault .

A fim de minimizar as perdas de potência geradas pelas correntes parasitas, costuma-se fabricar o núcleo das máquinas elétricas, sujeitos à variação de fluxo, com lâminas finas (veja a Figura 1.7), empilhadas e isoladas umas das outras. Este isolamento pode ser feito por meio de espaçadores de papel embebido em óleo isolante, por meio de uma camada de óxido de ferro, ou ainda por uma película de verniz ou óleo isolante. Outra forma de reduzir o aparecimento das correntes parasitas é fazer o núcleo com uma resistência elétrica mais elevada, isto pode ser conseguido adicionando na liga que compõe o núcleo, uma

porcentagem de silício de 3 a 4 %, dependendo da qualidade que se deseja no produto final. [1.1] veja na Figura 1.8 o rendimento das varias ligas.



Figura 1.7 - Lâminas de FeSi espalhadas pertencentes ao núcleo do eletroímã.(com 0,3 mm de espessura)

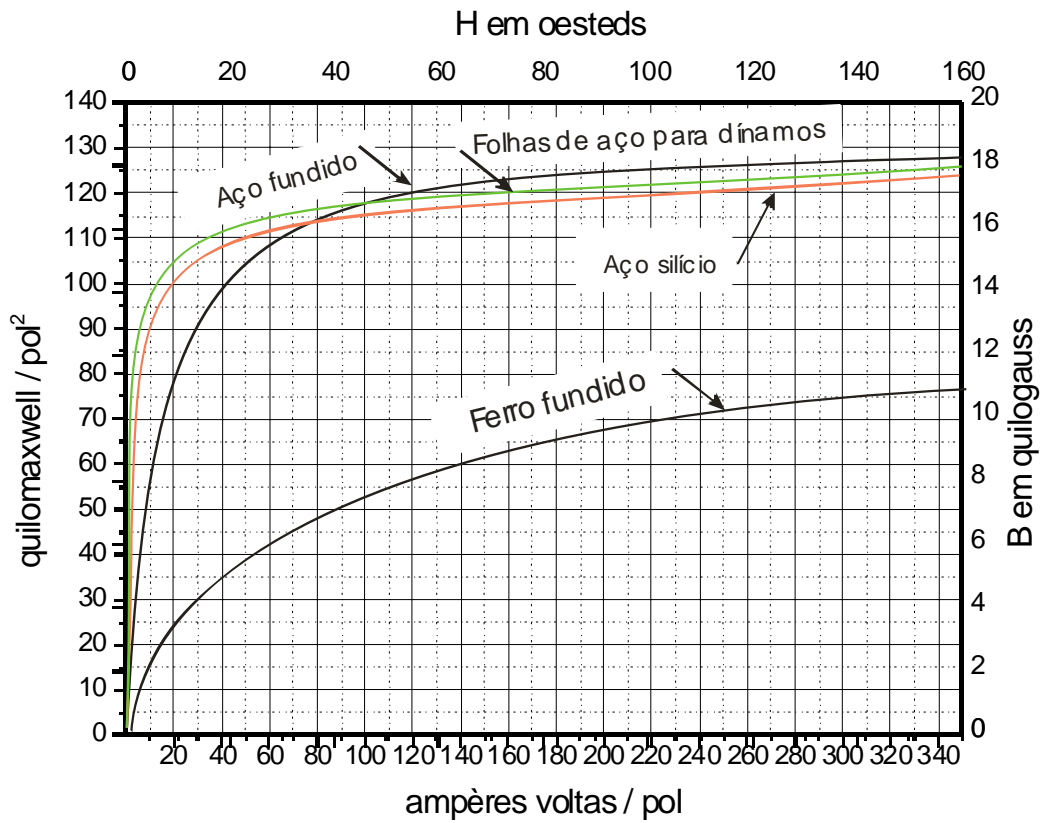


Figura 1.8 - Gráfico mostrando a otimização dos materiais que constituem o núcleo do transformador. A liga de FeSi está entre o máximo de eficiência.

1.6 O Projeto

O projeto de construção do eletroímã incluía também a conformação e montagem do núcleo ferromagnético. Para o núcleo, foi usado o circuito magnético de um transformador de 7,0 kVA de potência, no qual foram feitas algumas adaptações para a configuração do eletroímã, o que reduziu o custo financeiro do projeto bem como garantiu a eficiência do circuito magnético, no que se refere à laminação e composição da liga constituinte, características que foram otimizadas outrora para aplicação no transformador.



Figura 1.9 – Transformador semelhante ao utilizado no projeto .

Esse núcleo é composto por 285 lâminas de 0,3 mm de espessura empilhadas e isoladas com óleo utilizado para refrigeração de motores de geladeiras, o qual é um composto próximo ao utilizado na refrigeração e isolamento do transformador original. A arquitetura original esta mostrada na Figura 1.10:

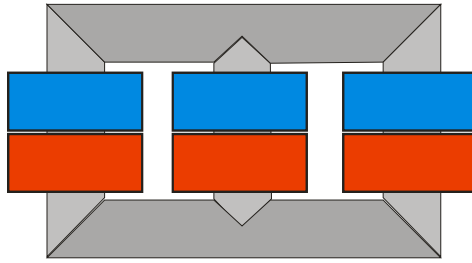


Figura 1.10 - Representação da disposição das bobinas primária e secundária do transformado.

A bobina vermelha simboliza o primário do transformador, já as bobinas em azul simbolizam o secundário e estavam acopladas eletricamente como mostram as figuras 1.11 e 1.12.

A Figura 1.11 representa a configuração conhecida como ligação em delta e a Figura 1.12, a ligação em estrela.

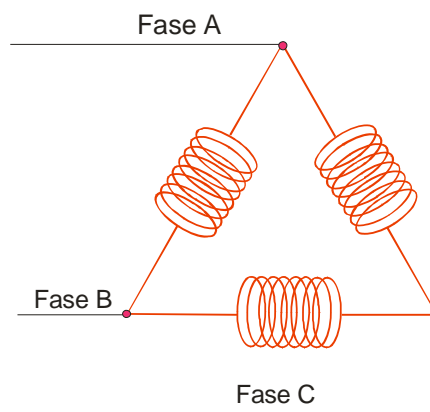


Figura 1.11- Representação das ligações entre as bobinas do primário: Ligação em delta.

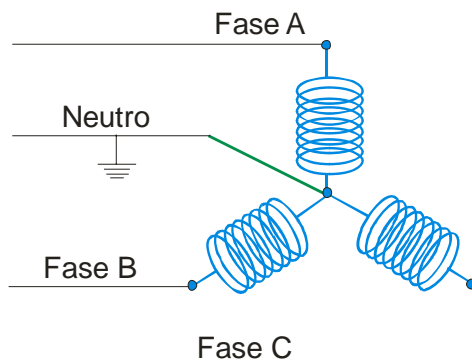


Figura 1.12- Representação das ligações entre as bobinas do secundário: Ligação estrela.

Este era um transformador abaixador de tensão usado numa pequena indústria e fazia a conversão dos 13.800 volts da rede elétrica alternada de alta tensão para 380 volts medidos entre fases ou 220 volts medidos entre fase e neutro. A configuração atual do núcleo do eletroímã é mostrada na Figura 1.13.

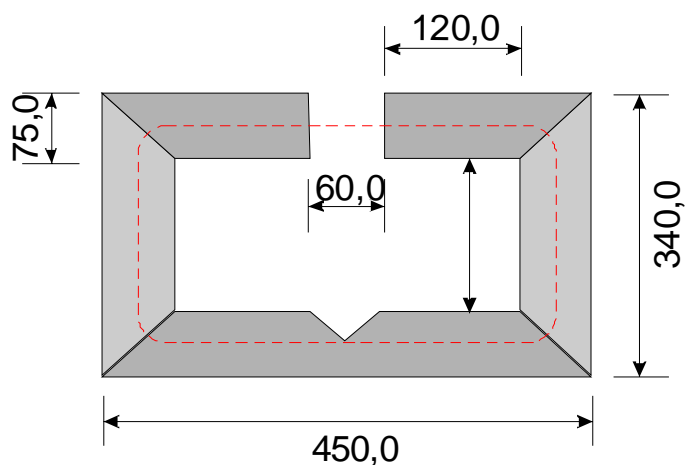


Figura 1.13 - Figura do núcleo na sua configuração atual. Todas as medidas estão em mm.

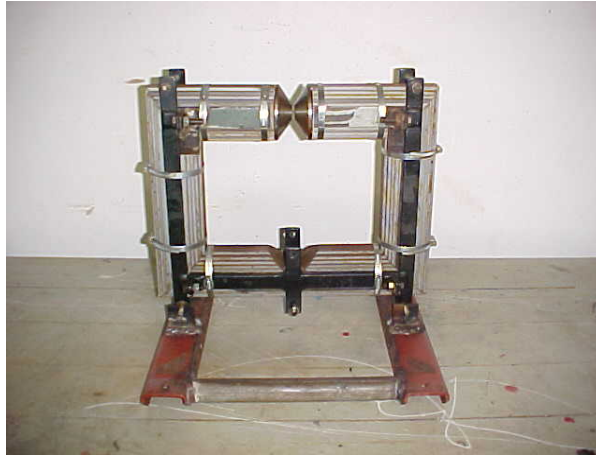


Figura 1.14 - Foto do núcleo na sua configuração atual.

As dimensões foram estabelecidas de tal forma que o aproveitamento da área de inserção das bobinas foi maximizado. Foram feitos cortes de 90 graus nas lâminas superiores, dividindo-as em duas extremidades espaçadas de 60,0 mm, nas quais serão acoplados os pólos. A parte central inferior, onde se encontra uma descontinuidade da seção transversal das lâminas é preenchida por uma peça de ferro maciço.

Três pares de pólos formam um conjunto de possibilidades para o “gap” (espaçamento entre os pólos) predeterminados, a saber: 8,0 mm, 15,0 mm e 22,0 mm.

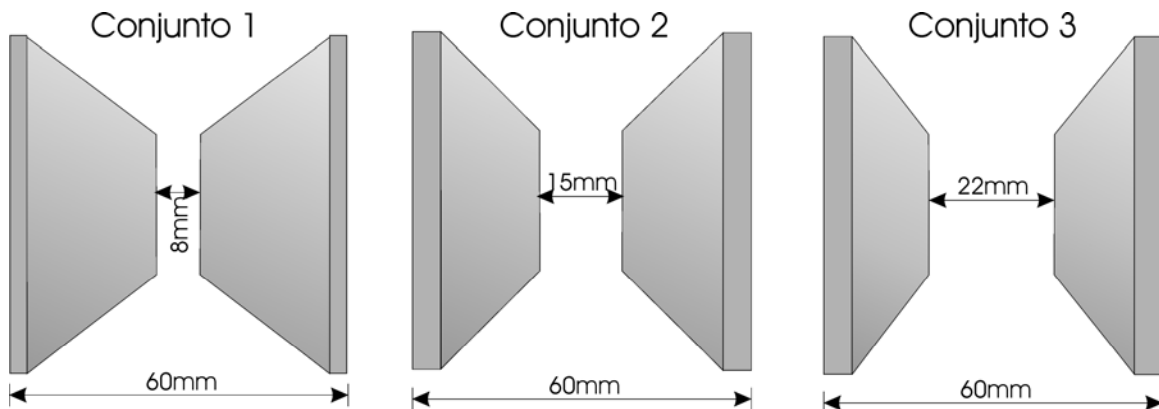


Figura 1.15 – Dimensões dos conjuntos de pólos

Os pólos são acoplados ao núcleo por meio de buchas soldadas e parafusos, facilitando a troca e evitando um indesejável fechamento do gap.

1.7 O Sistema de Arrefecimento

Em um eletroímã, a corrente elétrica que o aciona pode chegar a dezenas de ampères, o aquecimento gerado por efeito joule pode ser suficiente para destruir a camada de verniz eletroisolante dos condutores que compõem a bobina. Torna-se imprescindível, portanto, desenvolver um sistema de arrefecimento das bobinas com água ou um sistema de refrigeração com nitrogênio líquido. A maioria dos eletroímãs comerciais de médio porte possui um sistema de serpentinas por onde circula água a temperatura ambiente e, nestes sistemas, a água, por ter uma grande capacidade calorífica, extrai o calor excessivo do centro para fora da bobina. O sistema construído não é diferente, e está esquematizado na Figura 1.16

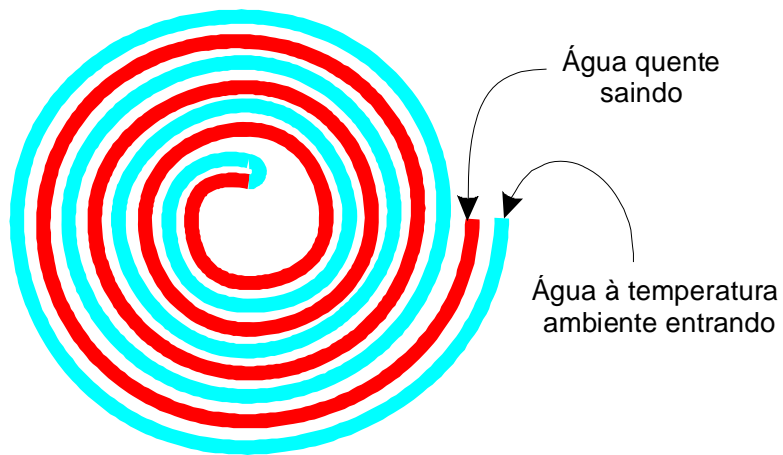


Figura 1.16 – Esquema da serpentina em formato de espiral.

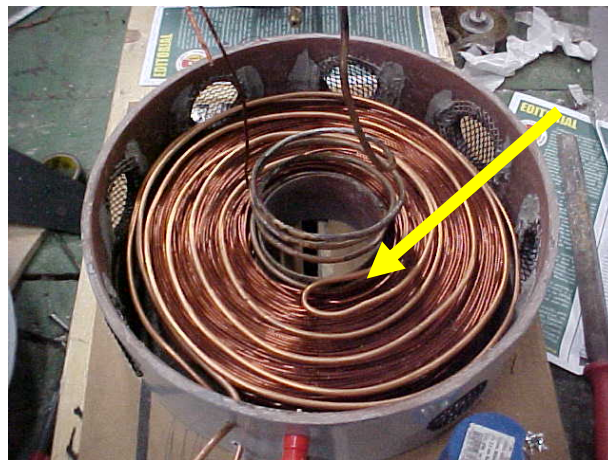


Figura 1.17 - Foto da serpentina em formato de espiral colocada entre as bobinas.

A serpentina foi confeccionada em tubo de cobre de 4,8 mm de diâmetro (ou 3/8" como é conhecido comercialmente) usado para o sistema de refrigeração de geladeiras. Com esta dimensão foi possível confiná-la em espiral e inseri-la no ponto médio da seção transversal de cada uma das bobinas.

Experimentalmente, é conhecido que as partes internas das bobinas são as mais afetadas, pois a área de troca de calor é demasiadamente pequena e as camadas adjacentes de fios já estão quentes o suficiente para interromper o fluxo de calor para fora, transformando a bobina numa peça única superaquecida. Pensando no arrefecimento da parte mais interna, decidiu-se inserir uma outra serpentina próxima ao núcleo disposta no sentido longitudinal, como visto no detalhe na Figura 1.17.

O fluxo de água é fornecido por uma tubulação hidráulica do laboratório, e controlado por uma válvula solenóide, acionada juntamente com a utilização do eletroímã. A água quente é coletada por uma tubulação semelhante e devolvida ao ambiente.

As bobinas foram acondicionadas em um carretel de fibra de vidro e compactadas dentro de um anel também confeccionado em fibra de vidro. Este anel envolvente proporciona uma estrutura rígida que serve como base para fixação do porta-amostra. Neste anel foram abertas janelas de ventilação para facilitar a liberação de calor por convecção como mostradas na Figura 1.18.

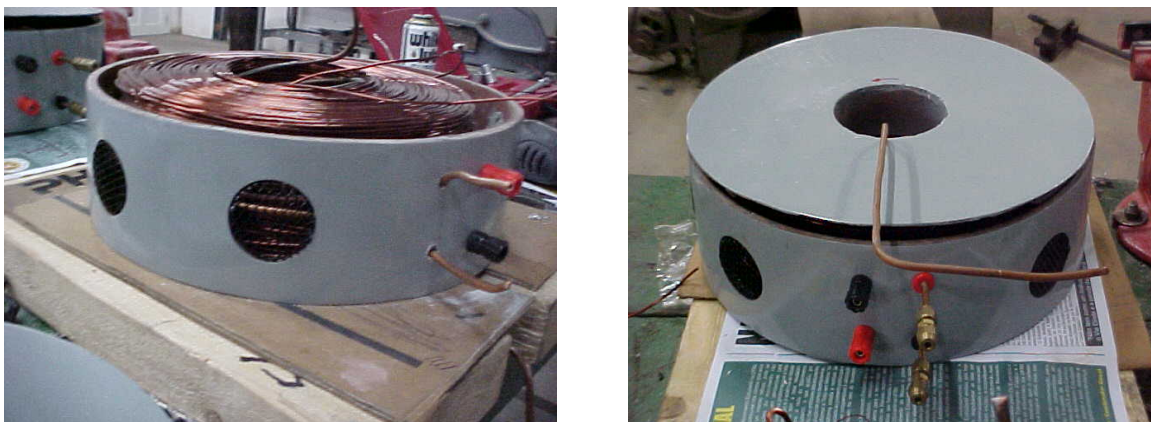


Figura 1.18 - Fotos da montagem das bobinas.

1.8 Cálculos do Projeto

Projetar um eletroímã é uma tarefa aparentemente simples, porém, quando se põe em prática sua construção, necessita-se ter uma certa habilidade e cuidado quanto à sua confecção. Na bobina, por exemplo, o cálculo feito não leva em consideração possíveis espaçamentos entre espiras, sobreposição das mesmas, ou falhas no acoplamento entre as partes que compõem o núcleo, entre outras. Além disso, um fator agravante é que em projetos desta natureza não há uma segunda chance para confeccionar as bobinas, visto que após a conformação a bobina é banhada em verniz eletroisolante. Desmanchá-la significa destruir a camada isolante do condutor inutilizando os condutores.

Nos cálculos envolvidos neste projeto algumas premissas devem ser levadas em consideração:

- Para o circuito magnético (núcleo) toda a força magnetomotriz é gasta para vencer a relutância (resistência ao fluxo magnético) do entreferro (junções das partes que compõem o núcleo).
- As linhas de fluxo estão confinadas inteiramente dentro do núcleo em toda a sua extensão.
- As linhas de campo estão distribuídas uniformemente na seção transversal do entreferro.
- A seção transversal do núcleo é a mesma em toda sua extensão.
- As dimensões do entreferro são muito pequenas comparadas com o espaçamento entre os pólos.
- O isolamento entre lâminas é suficiente para minimizar as correntes de Foucault e, conseqüentemente evita perdas consideráveis de energia por efeito Joule.

- As espiras estão enroladas de maneira uniforme sem cruzamentos em uma mesma camada. Isto é, não há espaços vazios entre camadas de condutores.
- Na junção entre os pólos e o núcleo as perdas são desprezíveis.

1.9 Cálculo do Número de Ampère-Espiras

Usando o circuito magnético da Figura 1.13, e tomando o comprimento médio deste circuito como sendo a linha tracejada vermelha na figura, calcula-se o número de ampère-espiras (Ae) utilizando a equação de Hopkinson (Eq. 1.10):

$$Ni = \phi R \quad (1.13)$$

onde,

$$R = \frac{10}{4\pi} \sum \frac{\Delta l}{\mu \Delta S} \quad (1.14)$$

O circuito magnético em questão é formado por dois materiais distintos: a liga de FeSi como núcleo e um entreferro de ar. Então a relutância total será:

$$R_{Total} = R_{Núcleo} + R_{Entreferro} \quad (1.15)$$

Substituindo-se na expressão e supondo o fluxo constante:

$$R = \frac{10}{4\pi} \left(\frac{L_{Núcleo}}{\mu S_{Núcleo}} + \frac{L_{Entreferro}}{S_{Entreferro}} \right) \quad (1.16)$$

tem-se:

$$Ni = \left(0,8 \frac{L_{Núcleo}}{\mu S_{Núcleo}} \phi \right) + \left(0,8 \frac{L_{Entreferro}}{S_{Entreferro}} \phi \right). \quad (1.17)$$

Ou substituindo o fluxo por B.S

$$Ni = \left(\frac{0,8 B_{Núcleo} L_{Núcleo}}{\mu} \right) + \left(0,8 B_{Entreferro} L_{Entreferro} \right), \quad (1.18)$$

Fica fácil ver que o número total de ampère-espiras é igual à soma das ampère-espiras produzidas pelo núcleo com as ampère-espiras produzidas no entreferro. Onde,

$$L_{Núcleo} = 125,5 \text{ cm} \quad (1.19)$$

$$L_{Entreferro} = 2,2 \text{ cm} \quad (1.20)$$

$$S_{Núcleo} = 46,6 \text{ cm}^2 \quad (1.21)$$

$$S_{Entreferro} = 46,6 \text{ cm}^2 \quad (1.22)$$

para efeito de cálculo aqui não será levada em consideração a conicidade dos pólos, porém no final do cálculo será acrescentado um número de espiras para balancear o efeito dispersivo desta configuração.

Deseja-se produzir uma densidade de fluxo magnético na região do entreferro de 10.000,0 gauss, logo:

$$\phi = B.S = 10000,0 \text{ gauss} \times 46,6 \text{ cm}^2 = 466000,0 \text{ maxwell} \quad (1.23)$$

Será considerado neste cálculo um coeficiente dispersivo de 10 %, ou seja, 1,10. O fluxo magnético no núcleo é maior que no entreferro devido à dispersão. Assim,

$$\phi_{\text{Núcleo}} = 1,1 \phi_{\text{Entreferro}} \quad (1.24)$$

$$\phi_{\text{Núcleo}} = 1,1 \times 466000,0 = 512600,0 \text{ maxwell} \quad (1.25)$$

A seção do núcleo é igual por todo percurso,

$$S_{\text{Núcleo}} = 46,6 \text{ cm}^2 \quad (1.26)$$

A seção do entreferro é maior que a do núcleo devido à dispersão,

$$S_{\text{Entreferro}} = 1,1 \times S_{\text{Núcleo}} \quad (1.27)$$

$$S_{\text{Entreferro}} = 1,1 \times 46,6\text{cm}^2 = 51,3\text{cm}^2. \quad (1.28)$$

Logo a densidade de fluxo produzido no núcleo é

$$B_{\text{Núcleo}} = \frac{\phi_{\text{Núcleo}}}{S_{\text{Núcleo}}} = \frac{512600,0 \text{ maxwell}}{46,6\text{cm}^2} = 11000,0 \text{ gauss}, \quad (1.29)$$

enquanto no gap vale:

$$B_{\text{Entreferro}} = \frac{\phi_{\text{Entreferro}}}{S_{\text{Entreferro}}} = \frac{466000,0 \text{ maxwell}}{51,3 \text{ cm}^2} = 9083,8 \text{ gauss} \quad (1.30)$$

O número de ampère-espiras por cm é tabelado de acordo com fluxo induzido nos vários materiais. Para 11 0000,0 gauss o valor pode ser consultado na Tabela 1.1. Porém, o número de ampere-espiras por cm produzidas no entreferro deve ser calculado e vale, de acordo com a equação:

$$Ni_{\text{Entreferro}} = 0,8 B_{\text{Entreferro}} \quad (1.31)$$

Ferro forjado e aço fundido		Ferro fundido		Lâminas de Ferro normal		Lâminas de Ferro com silício	
B	Aec	B	Aec	B	Aec	B	Aec
4000	1,2	4000	13	4000	0,7	4000	1,45
5000	1,4	5000	20	5000	0,9	5000	1,6
6000	1,7	6000	28	6000	1,3	6000	1,8
7000	2,2	7000	40	7000	1,7	7000	2
8000	2,7	8000	55	8000	2,3	8000	2,5
9000	3,2	9000	80	9000	3,3	9000	3,1
10000	4	10000	110	10000	4,7	10000	4
11000	5	11000	150	11000	6,3	11000	5
12000	6,2	12000	200	12000	8	12000	7

Tabela 1.1- Valores de Indução magnética e das Ae para materiais de qualidade média normal [1.2].

O número de $\frac{Ae}{cm}$ do núcleo de acordo com a Tabela 1.1, vale 5 e o valor para o entreferro é $0,8 \times 10000,0 = 8000,0$. Para achar o valor total é preciso multiplicar os números de $\frac{Ae}{cm}$ pelos seus respectivos valores de comprimento.

Da Figura 1.13 tem-se que o comprimento total da linha média do circuito magnético vale 138,1 cm. O comprimento total do entreferro, na configuração de maior gap vale 2,2cm.

Multiplicando estes valores:

$$Ni_{Total} = 5 \times 138,1 + 8000,0 \times 2,2 \quad (1.32)$$

$$Ni_{Total} = 18290,0 Ae \quad (1.33)$$

De acordo com o resultado, pode-se concluir que para produzir um campo magnético de 10000,0 gauss no gap de ar medindo 2,2 cm, serão necessárias 1829 espiras nas quais circula uma corrente de 10,0 ampères. Ou qualquer valor que satisfaça a relação $Ni_{Total} = 18290,0$.

1.10 A Estrutura das Bobinas

As bobinas estão dispostas no núcleo de acordo com a Figura 1.19, nesta configuração o espaço para cada bobina, incluindo a espessura do carretel de conformação e a serpentina de arrefecimento, é de 100,0 mm, sendo que as paredes do carretel ocupam 5,0 mm cada e a serpentina aproximadamente 5,0 mm.

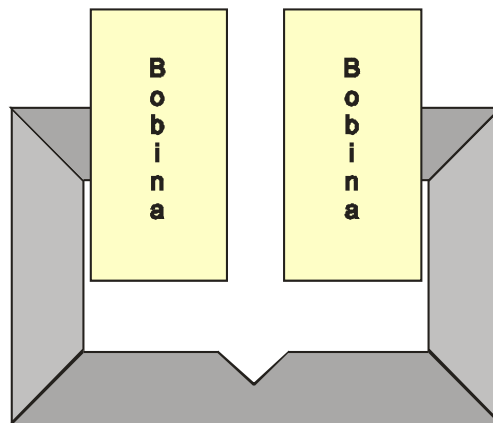


Figura 1.19 - Disposição das bobinas do eletroímã

Decidiu-se fazer as bobinas em duas metades de 40,0 mm sendo intercaladas com a serpentina. Sobra então 5,0 mm de folga dentro do carretel para eventuais ajustes.

Definido a espessura de cada bobina, restam escolher a bitola do fio condutor e o número de camadas suficientes para acomodar as 1830 espiras. A escolha do fio deve ser feita de tal forma que a corrente máxima atingida quando o eletromagneto estiver no seu limite seja equivalente a no máximo 75% de sua capacidade nominal.

A tabela AWG de fios esmaltados é mostrada a seguir.

FIOS E CABOS PADRÃO AWG / MCM <i>American Wire Gauge e 1000 Circular Mils (1 mil = .0254 mm)</i>					FIOS E CABOS PADRÃO MÉTRICO	
Bitola	Diâmetro aproximado	Seção aproximada	Resistência aproximada¹	Corrente máxima²	Seção nominal	Corrente máxima²
	[mm]	[mm²]	[ohm/m]	[A]	[mm²]	[A]
15 AWG	1,5	1,7	0,010	-	-	-
14 AWG	1,6	2,1	0,0083	16	1,5	15
13 AWG	1,8	2,6	0,0066	18	-	-
12 AWG	2,0	3,3	0,0052	22	2,5	21
11 AWG	2,3	4,2	0,0041	29	-	-

Tabela 1.2 -Tabela AWG de Fios esmaltados.

O fio que atende as exigências é o número 11, pois suporta uma corrente elétrica de 29 ampères e tem um diâmetro suficiente para preencher os carretéis com 915 espiras cada, distribuídas em 48 camadas com 19 espiras cada uma. As bobinas são mostradas na Figura 1.17

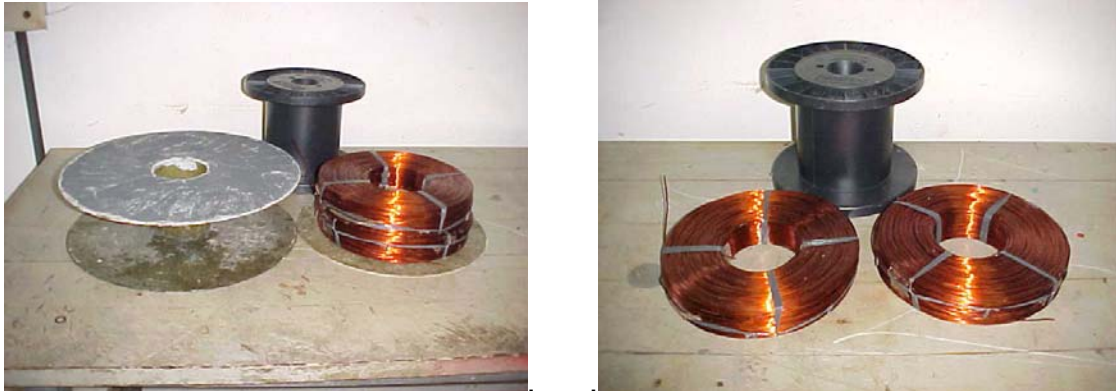


Figura 1.20 Fotos das bobinas montadas e do carretel de fibra. O carretel preto trouxe o fio enrolado.

1.11 Analisando a Conicidade dos Pólos

A região de campo magnético uniforme do eletroímã deve ser de fácil acesso tanto para o manuseio de experiências quanto para a inserção do porta-amostra. Fazer um pólo cônico facilita este processo além de concentrar as linhas de campo numa região menor aumentando a magnitude do mesmo. Contudo, dificulta o procedimento de cálculo devido a uma grande dispersão das linhas de campo magnético na face cônica.

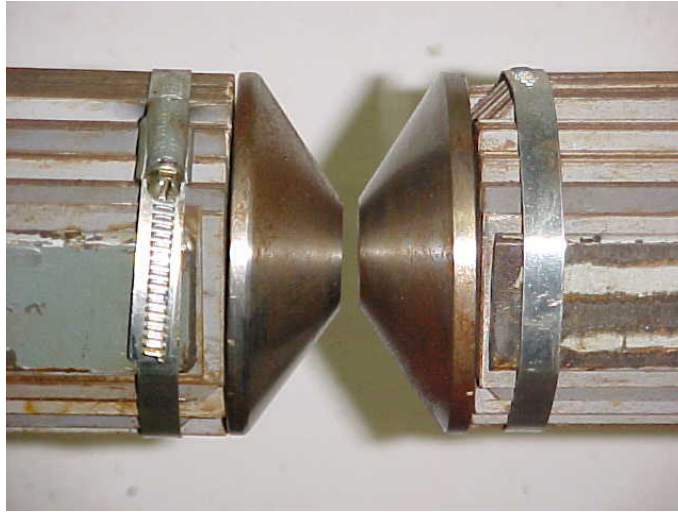


Figura 1.21 - Foto dos pólos do eletroímã. No detalhe as presilhas que seguram as lâminas.

Aplicando as condições de contorno para \vec{B} e \vec{H} na Figura 1.22, pode-se achar relação dos ângulos de dispersão do vetor campo magnético na interface.

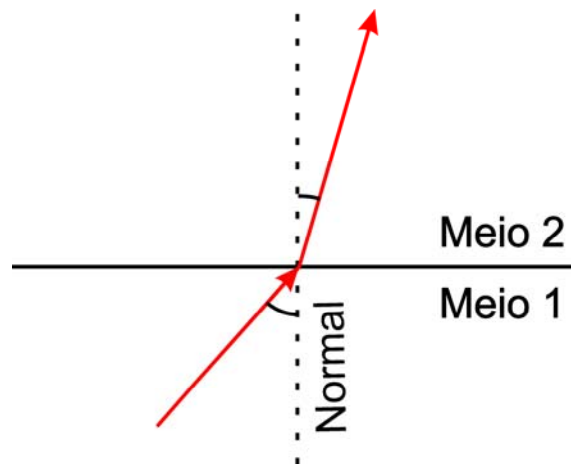


Figura 1.22 - Interface entre dois meios diferentes.

As condições de fronteira são [1.3]:

$$B_{1n} = B_{2n} , \quad (1.33)$$

$$H_{1t} = H_{2t} , \quad (1.34)$$

a componente normal do vetor indução magnética \vec{B} é contínua na interface assim como a componente tangencial do campo \vec{H} .

Suponha a seguinte situação: uma linha de campo atravessa a interface de dois meios com um ângulo diferente de 90 graus.

Da relação entre \vec{B} e \vec{H} , tem-se:

$$\vec{B} = \mu\vec{H} \quad (1.35)$$

$$B_1 = \mu_1 H_1 \quad (1.36)$$

$$B_2 = \mu_2 H_2 \quad (1.37)$$

Da Figura 1.22 obtém-se,

$$B_{1n} = B_1 \cos\alpha_1 \quad (1.38)$$

$$B_{2n} = B_2 \cos\alpha_2 \quad (1.39)$$

$$H_{1t} = H_1 \sin\alpha_1 \quad (1.40)$$

$$H_{2t} = H_2 \text{sen} \alpha_2 \quad (1.41)$$

Substituindo (1.36) e (138) nas condições de contorno:

$$B_1 \cos \alpha_1 = B_2 \cos \alpha_2 \rightarrow \mu_1 H_1 \cos \alpha_1 = \mu_2 H_2 \cos \alpha_2 \quad (1.42)$$

$$H_1 \text{sen} \alpha_1 = H_2 \text{sen} \alpha_2, \quad (1.43)$$

e dividindo (1.43) por (1.42)

$$\frac{H_1 \text{sen} \alpha_1}{\mu_1 H_1 \cos \alpha_1} = \frac{H_2 \text{sen} \alpha_2}{\mu_2 H_2 \cos \alpha_2} \rightarrow \frac{\text{tg} \alpha_1}{\mu_1} = \frac{\text{tg} \alpha_2}{\mu_2}, \quad (1.44)$$

chega-se a:

$$\frac{\mu_2}{\mu_1} = \frac{\text{tg} \alpha_2}{\text{tg} \alpha_1} \quad (1.45)$$

Analisando o que ocorre num dos pólos.

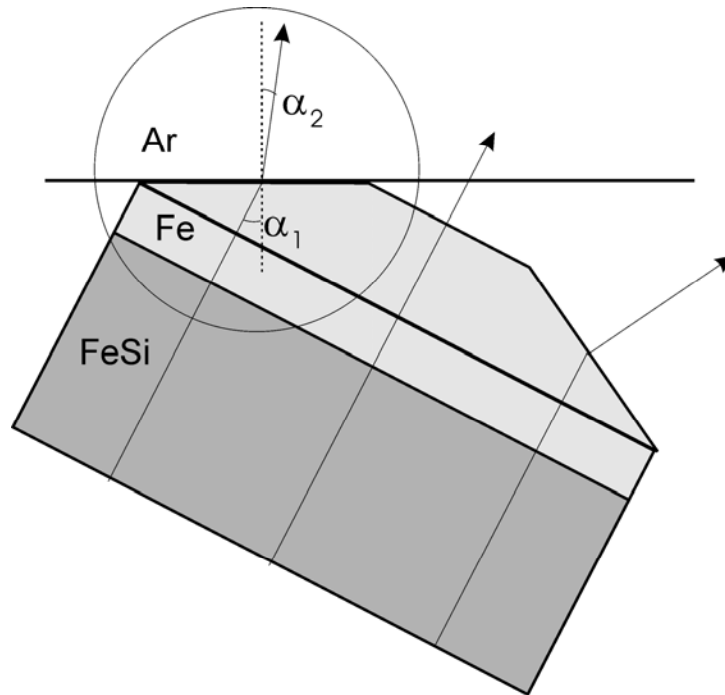


Figura 1.23 - No detalhe: Uma linha de campo sai obliquamente de um dos pólos do eletroímã.

A situação que ocorre no detalhe (dentro do círculo) é análoga a Figura 1.22, e considerando μ do ar = 1 e μ do Fe $\gg 1$, e pó exemplo $\alpha_1 = 25^\circ$, e ainda a equação (1.45).

$$\frac{\mu_1}{\mu_2} = \frac{\text{tg}\alpha_1}{\text{tg}\alpha_2} \quad (1.46)$$

$$\frac{\mu_1}{\text{tg}\alpha_1} = \frac{1}{\text{tg}\alpha_2} \rightarrow \text{tg}\alpha_2 = \frac{\text{tg}\alpha_1}{\mu_1} \rightarrow \alpha_2 = \text{tg}^{-1} \left(\frac{\text{tg}\alpha_1}{\mu_1} \right) \quad (1.47)$$

$$\alpha_2 = \text{tg}^{-1} \left(\frac{\text{tg} 25^\circ}{2300} \right) = 0,01^\circ \quad (1.48)$$

Logo as linhas de campo saem do pólo perpendicularmente a superfície do cone, entrando da mesma forma no pólo em frente gerando um campo não uniforme e de intensidade menor na região cônica devido a dispersão do fluxo magnético. Porém nas faces paralelas é criada uma região de campo uniforme como desejado. As linhas de força nos pólos podem ser representadas como na figura 1.24 a seguir.

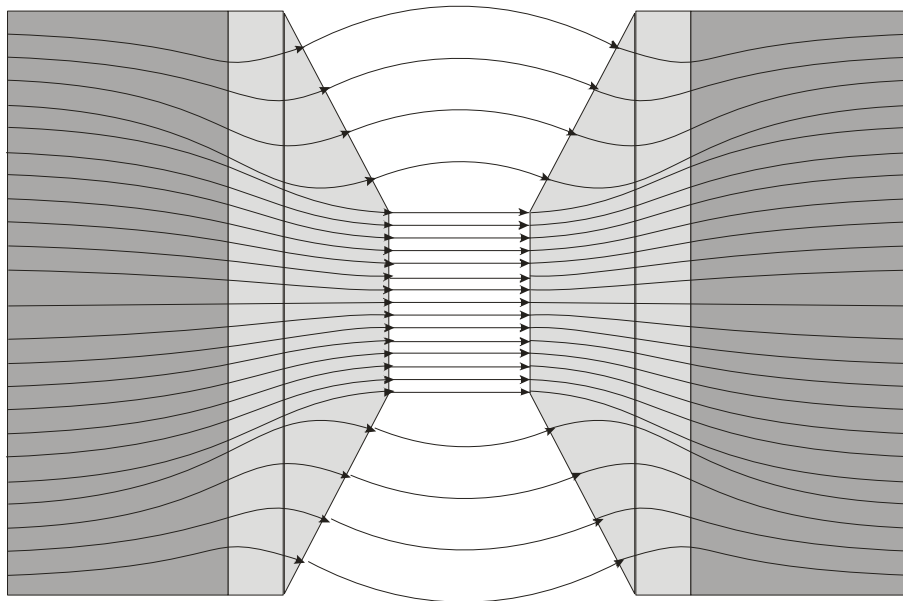


Figura 1.24 - Representação das linhas de campo magnético nos pólos do eletroímã.

Visando reforçar o fluxo magnético e compensando a conicidade dos pólos, foram adicionadas mais 310 espiras em cada bobina.

1.12 Fotos da Montagem Final

Na Figura 1.25, observa-se a disposição das bobinas lado a lado com as janelas de arrefecimento a ar (os círculos pretos) e a conexão elétrica geral da fonte de corrente. Já na Figura 1.26, pode-se observar a parte traseira do eletroímã onde se pode identificar a conexão da parte elétrica individual de cada bobina e os engates da tubulação de cobre responsável pelo arrefecimento com água.



Figura 1.25 - O eletroímã de frente. Aparece aqui o conector principal da fonte e as janelas de convecção.



Figura 1.26 - O eletroímã de perfil. Aparecem aqui os terminais elétricos de cada bobina e conexões para o sistema de arrefecimento.



Figura 1.27 – Conexões do circuito de arrefecimento ligado no sistema.



Figura 1.28 - Estrutura de suporte. Sob a estrutura estão o eletroímã e a fonte de corrente.

Na Figura 1.27 aparecem as conexões do sistema de arrefecimento montado e operante. A Figura 1.28 mostra o eletroímã, a fonte HP e a estrutura metálica que sustenta todo o sistema.

1.13 Resultado dos Testes

Os gráficos das figuras 1.29 1.30 e 1.31 a seguir representam o comportamento do campo magnético com a variação da corrente elétrica que circula nas bobinas do eletroímã para duas aberturas diferentes dos pólos. O primeiro é referente à abertura de 8,0 mm. O segundo refere-se à abertura de 15,0 mm e o terceiro gráfico refere-se ao “gap” de 22,0 mm . Estas medidas foram efetuadas em duração máxima de 15 minutos com taxa de incremento de corrente igual a um ampère por minuto e com a corrente máxima de 24,0 ampères limitada pela fonte.

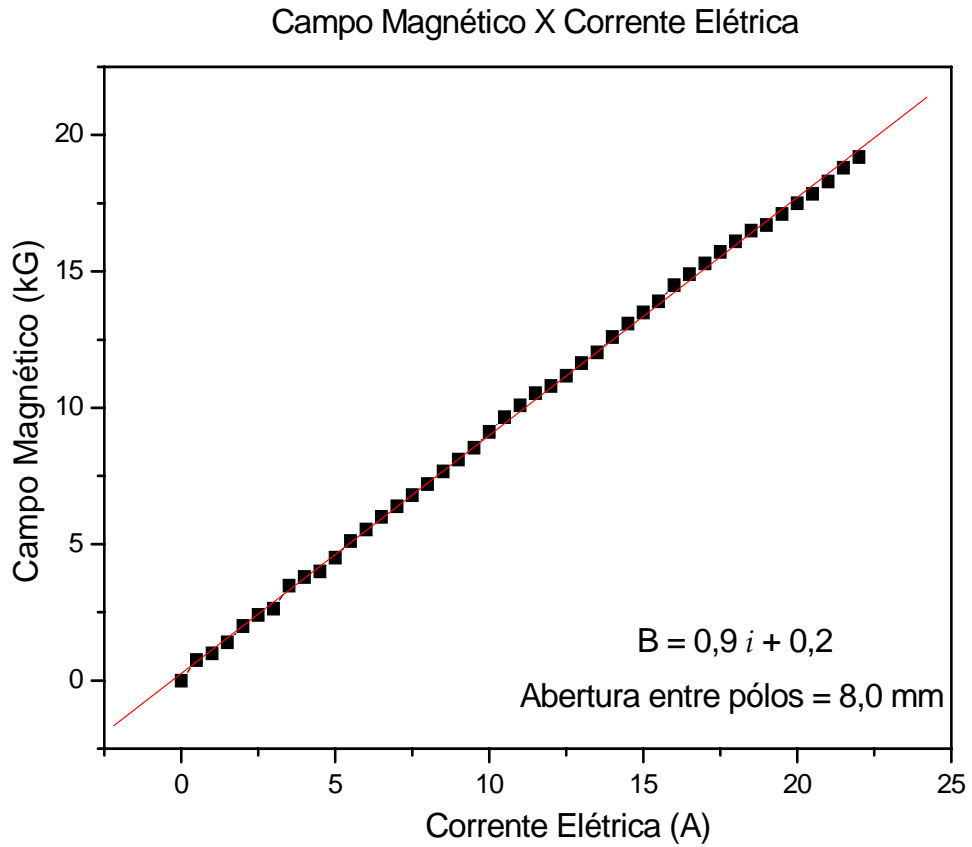


Figura 1.29 - Gráfico representando o comportamento linear do campo magnético em função da corrente elétrica para um “gap” de 8,0 mm. A equação de ajuste também é mostrada.

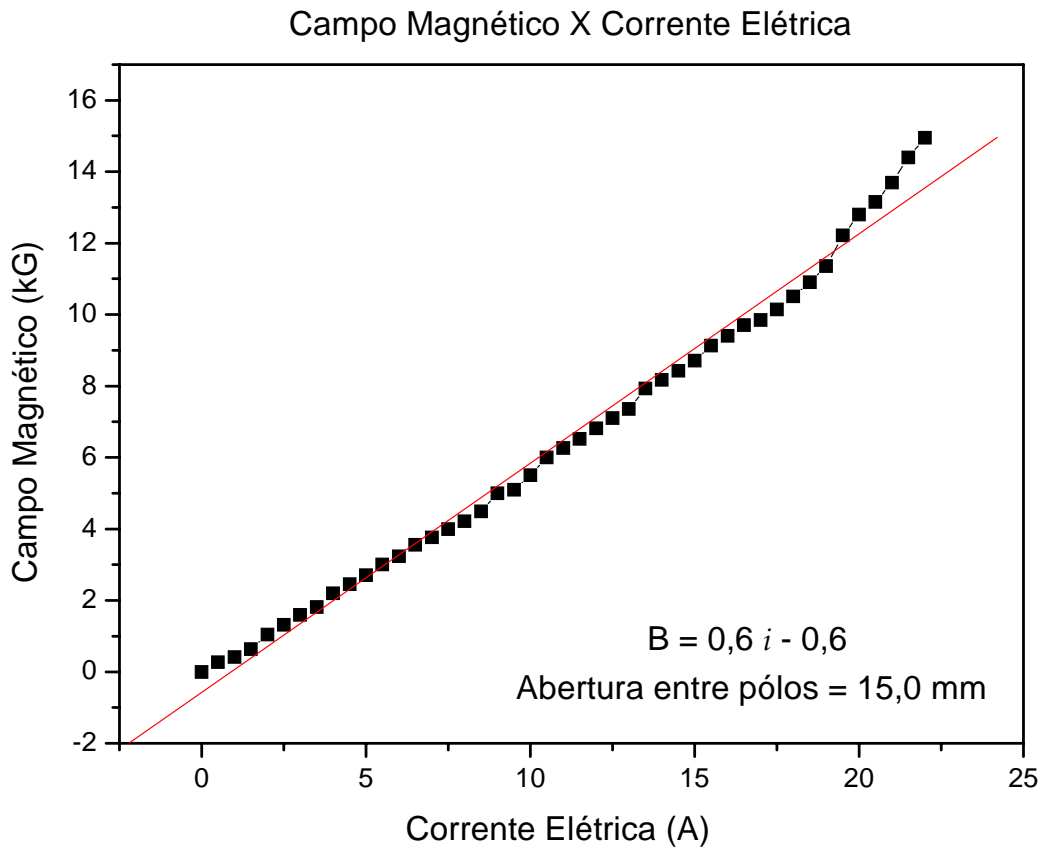


Figura 1.30 - Gráfico representando o comportamento do campo magnético em função da corrente elétrica para um “gap” de 15,0 mm. A equação de ajuste também é mostrada no gráfico

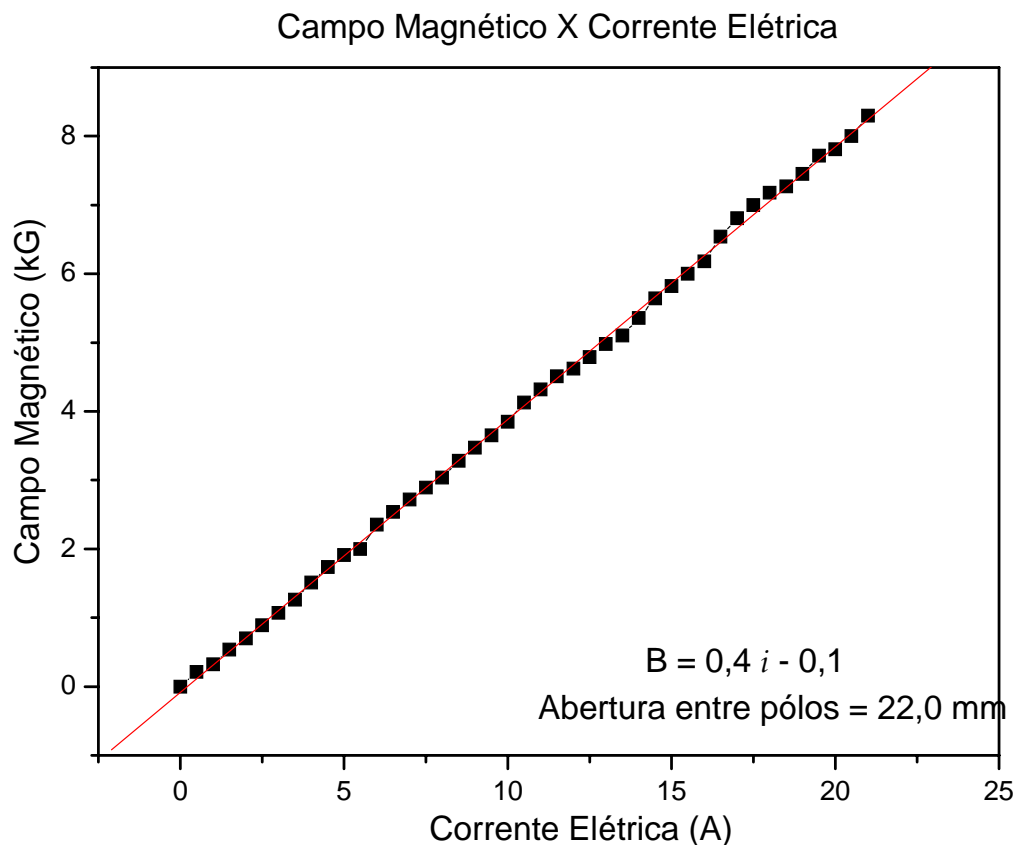


Figura 1.31 - Gráfico representando o comportamento linear do campo magnético em função da corrente elétrica para um “gap” de 22,0 mm. A equação de ajuste é mostrada no gráfico.

O teste seguinte do eletroímã foi executado na configuração de menor espaçamento de pólos - 8,0 mm - com duração de uma hora atuando em campo médio (10,0 kG). Foram efetuados testes de uniformidade de campo, temperaturas em operação prolongada, medidas dentro do núcleo, na superfície de cada bobina

na entrada e saída de água. Os resultados destas medidas são mostrados nos gráficos das figura 1.32 e 1.33 a seguir:

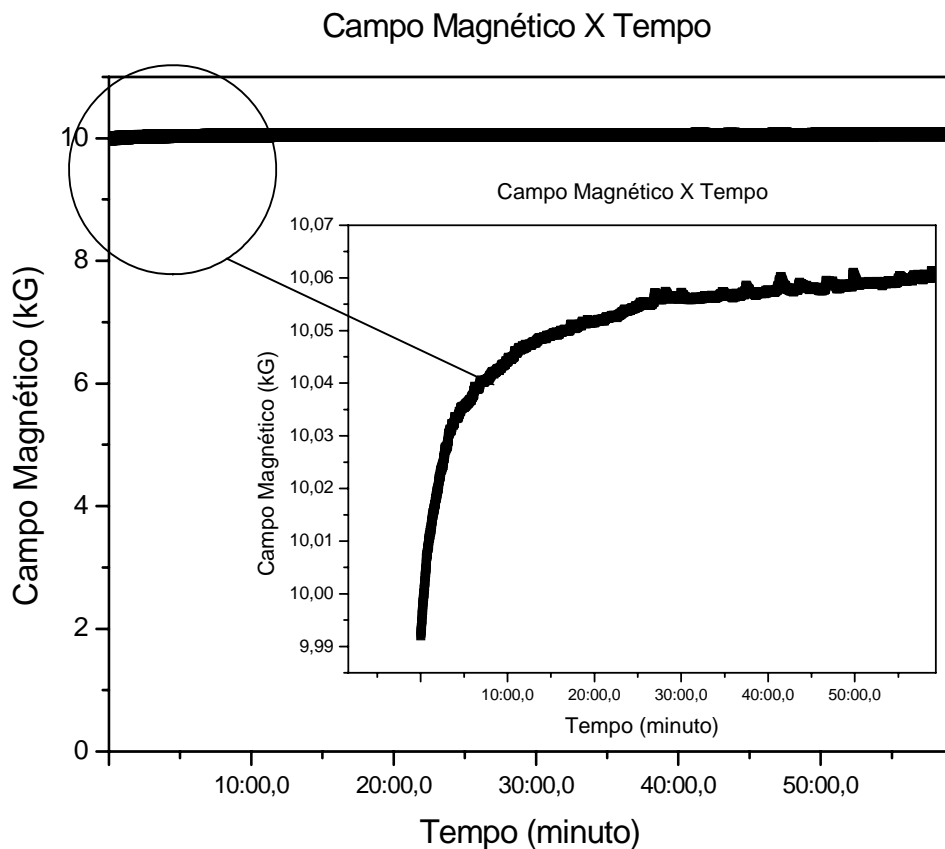


Figura 1.32 - Gráfico mostrando o comportamento do campo magnético em função do tempo. O valor do campo foi ajustado em 10,0 kOe e a medida foi executada durante uma hora. No detalhe o comportamento da magnitude do campo magnético. Para estabilizar o valor do campo magnético deste eletroímã em menos de 1,0 % de variação, antes de sua utilização, é necessário deixá-lo ligado por pelo menos meia hora.

No gráfico da Figura 1.32 está mostrado o comportamento do campo magnético em função do tempo para o “gap” de 8,0 mm. O valor do campo foi ajustado previamente em 10,0 kOe e a medida foi efetuada com a duração de uma hora. Fica evidenciado aqui que, somente após meia hora de operação é que pode-se obter um regime contínuo no valor do campo magnético gerado. Isto acontece devido à demora na estabilização da corrente fornecida pela fonte. Esta é uma característica do sistema eletroímã mais fonte.

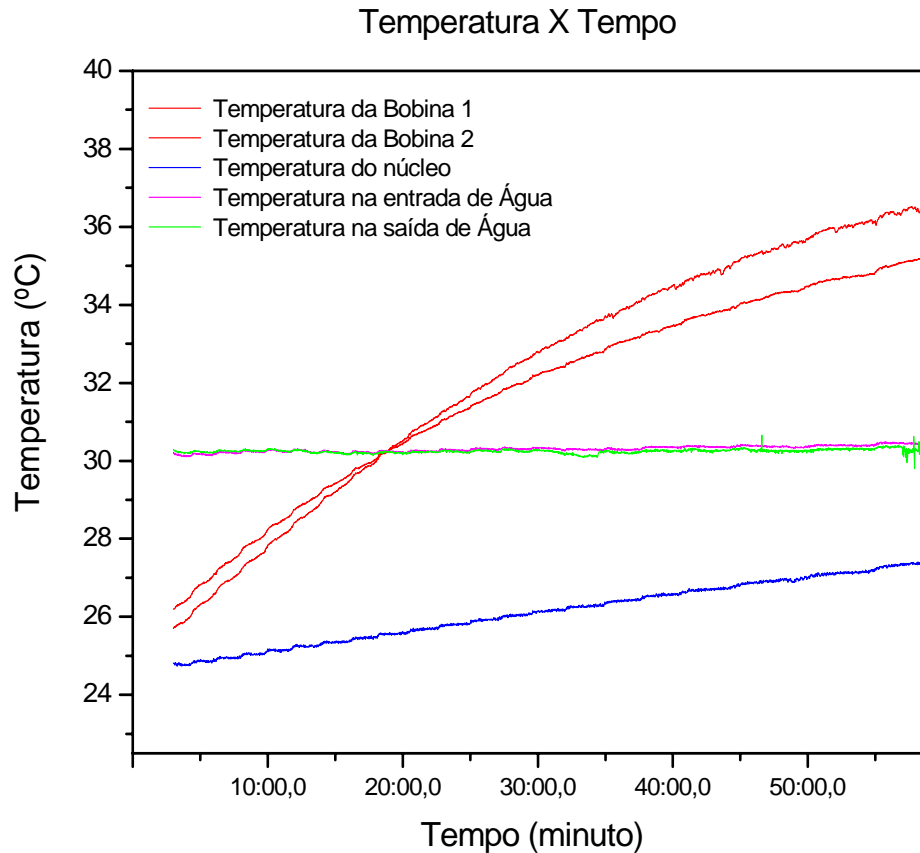


Figura 1.33 - Gráfico mostrando o comportamento da temperatura em diferentes partes do eletroímã em função do tempo. Em vermelho as medidas feitas em cima de cada bobina. Em azul, medida feita no núcleo, em rosa e verde as temperaturas medidas na entrada e saída de água. A medida foi executada com o valor do campo magnético ajustado em 10,0 kOe , operando durante uma hora e com “gap” de 8,0 mm.

A Figura 1.33 mostra o comportamento do sistema de arrefecimento. O gráfico mostra que o sistema deve ser melhorado, já que não há variação de temperatura entre a entrada e a saída de água.

Os resultados mostram que o campo magnético máximo atingido com espaçamento de 22,0 mm não atinge 10,0 kOe como foi calculado. Esta discrepância entre os valores calculados e medidos deve-se ao fato da fonte de corrente não possuir uma diferença de potencial, suficiente para fornecer um valor de corrente capaz de gerar os 10,0 kOe previstos sem atingir o limite de potência da mesma. No entanto, como a maioria das medidas que serão efetuadas no laboratório não superam campos magnéticos da ordem de 5,0 kG, o eletroímã sendo acionado por esta fonte de corrente, continua tão eficiente quanto o esperado. Os testes de temperatura mostram que o sistema pode operar eficientemente com campos magnéticos de 5,0 kG por períodos relativamente longos e aquecendo sem comprometer a estrutura. Porém, o sistema de arrefecimento montado entre as bobinas deverá ser aprimorado.

1.14 Referências

- [1.1] CHESTER L. Davis. Curso de eletrotécnica. Vol 1 Editora Globo -1980
- [1.2] MARTIGNONI, Alfonso, Transformadores. Vol 1 , Editora Globo - 1971
- [1.3] JACKSON, J.D Classical electrodynamics 3^a ed. Ed. John Wiley & Sons,Inc.Cap I
- [1.4] www.egeneral.com.br/TabelaAWG.htm
- [1.5] MARTIGNONI, Alfonso, Maquinas de corrente alternada. Vol 1, Editora Globo – 1970

Capítulo 2

REVISÃO TEÓRICA: MAGNETISMO

2.1 Introdução

Este capítulo foi escrito com o intuito de fornecer um embasamento teórico a respeito do processo de magnetização de amostras magnéticas do ponto de vista macroscópico, em especial para amostras tipo filme fino. Neste capítulo também é feita uma descrição das várias formas de energia que somadas contribuem para a energia total magnética encontrada neste tipo de amostra.

Entender o processo de magnetização e como se comporta o vetor magnetização de uma amostra tipo filme, na presença das várias anisotropias magnéticas quando inserida num campo externo, é de suma importância para quem trabalha com magnetismo, e ainda pode ser considerado como primeiro passo na montagem de qualquer aparato experimental de investigação magnética, em especial na construção do magnetômetro a Efeito Kerr Magneto-Óptico tratado nesta tese. O capítulo está dividido em 4 tópicos. O primeiro trata do magnetismo na matéria com um breve histórico. O segundo refere-se ao processo de magnetização de amostras magnéticas. Já o terceiro tópico trata do processo de crescimento do filme fino e suas peculiaridades. Encerrando este capítulo, o último

tópico descreve as anisotropias magnéticas encontradas nas amostras tipo filme que foram investigadas nesta tese.

2.2 O Magnetismo na Matéria

No início do século XIX, cientistas começaram a pensar na matéria magnetizada como sendo constituída de magnetos elementares. Uma idéia semelhante ao senso comum de que a matéria é constituída por átomos e moléculas. Já se conheciam algumas das propriedades dos materiais, porém, uma classificação destes em: diamagnéticos, paramagnéticos, ferromagnéticos e antiferromagnéticos só se deu em meados do século XX com os trabalhos de Pierre Curie. No entanto, uma interpretação satisfatória dos efeitos magnéticos não tinha sido apresentada até então. Explicar o fato de alguns materiais ferromagnéticos possuírem uma grande facilidade de ordenação dos momentos magnéticos elementares, em face aos materiais paramagnéticos, era uma tarefa a ser conquistada.

Uma explicação coerente e satisfatória deste fato ocorreu em 1907, foi Pierre Weiss quem sugeriu a existência de forças de interação entre os momentos magnéticos vizinhos, estas forças agem de tal forma a mantê-los paralelos. Ele previu assim, o perfeito alinhamento dos momentos magnéticos de um material ferromagnético na temperatura de 0 K, previu o aparecimento da desordem deste alinhamento com o crescimento da temperatura, e ainda o estado de desordem total para uma temperatura crítica no qual o material ferromagnético transforma-se em paramagnético. Temperatura esta que hoje é conhecida como temperatura de Curie.

Esta explicação de Weiss ainda se mostrou satisfatória quando explicou o fenômeno da magnetização espontânea, fenômeno este no qual se enquadram

algumas rochas magnetizadas encontradas na natureza como, por exemplo, as magnetitas. Porém não era suficiente para entender o fato de a maioria dos materiais ferromagnéticos serem encontrados na natureza com uma magnetização igual ou próxima a zero.

A idéia foi supor que os materiais eram divididos em pequenas porções nas quais a magnetização permanece constante (em magnitude e direção). A estas regiões deu-se o nome de domínios e por isso é conhecida como Teoria de Domínios de Weiss.

De acordo com esta teoria , as interações são capazes de manter o alinhamento paralelo dos momentos ao longo de um único domínio, enquanto que a grande distância pode-se encontrar uma outra orientação da magnetização em um outro domínio.

Portanto a magnetização total de uma amostra se deve a soma sobre todos os vetores magnetização dos domínios que compõem o material, podendo esta apresentar valor nulo para vetores distribuídos simetricamente ou com um valor no qual todas as magnetizações estão apontando em uma única direção. Diz-se então que a amostra está saturada. Esta explicação fez desta teoria a melhor aceita até os dias atuais.

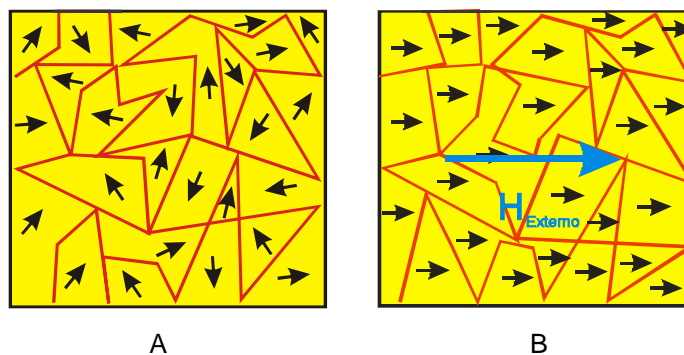


Figura 2.1 – Em A, domínios magnéticos e respectivas orientações da magnetização. Em B, domínios magnéticos se orientando com o campo externo aplicado. Amostra em saturação.

A natureza sempre se apresenta sob uma forma que minimize a energia. Na ausência de campo magnético externo, a configuração do tipo A na Figura 2.1, representa uma amostra desmagnetizada. O número de linhas de campo magnético fora do material é igual a zero, minimizando assim a energia. A aplicação de um campo magnético externo, Figura 2.1b, provoca a rotação dos domínios de tal forma a mantê-los paralelos à direção deste campo minimizando novamente a energia.

Uma idealização teórica para representar este aspecto de minimização da energia diminuindo o número de linhas de campo fora do material é mostrada na Figura 2.2. Naturalmente aparecem, nos extremos do material, regiões conhecidas como domínios de fechamento que servem tão somente para zerar a magnetização total da amostra contribuindo no fechamento das linhas de campo magnético dentro do material.

Na seção seguinte serão apresentados alguns aspectos do processo de magnetização.

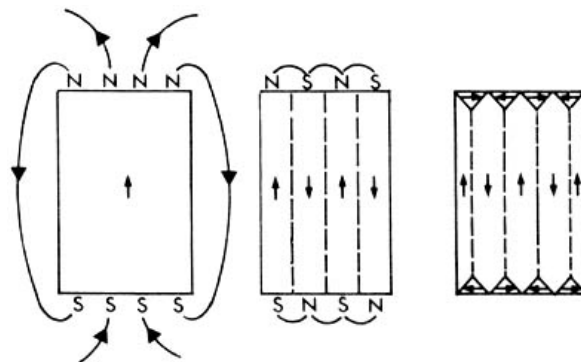


Figura 2.2- A Figura representa o fenômeno da divisão do material em regiões chamadas domínios. Uma amostra ferromagnética é composta por domínios que apontam em determinadas direções. No ultimo arranjo a energia magnética é minimizada.

2.3 Processo de Magnetização

Os domínios magnéticos de uma amostra ferromagnética desmagnetizada apresentam seus momentos de dipolo magnético apontando em direções aleatórias. No entanto, a mudança de orientação de um domínio para outro geralmente não acontece de maneira brusca (porém, isto pode ocorrer em alguns casos). Existe uma região de separação entre as orientações vizinhas chamada de parede de domínio, na qual a orientação de um momento magnético associado a um dado domínio gira até a orientação do momento magnético do outro domínio vizinho. Tratando de “spins”, a energia necessária para girar de 90° apenas um “spin” em relação aos demais é tão alta do ponto de vista experimental (exige campos magnéticos da ordem de 10^7 Oe) [2.1], que a maneira mais eficiente, do ponto de vista energético, desta transição ocorrer pode ser entendida como uma rotação contínua sentida pelos “spins” adjacentes na superfície de separação dos domínios. A região na qual os momentos magnéticos giram gradativamente até atingir a orientação do domínio seguinte é o que chamamos de parede de domínio. A parede de domínio esta representada na figura 2.3.

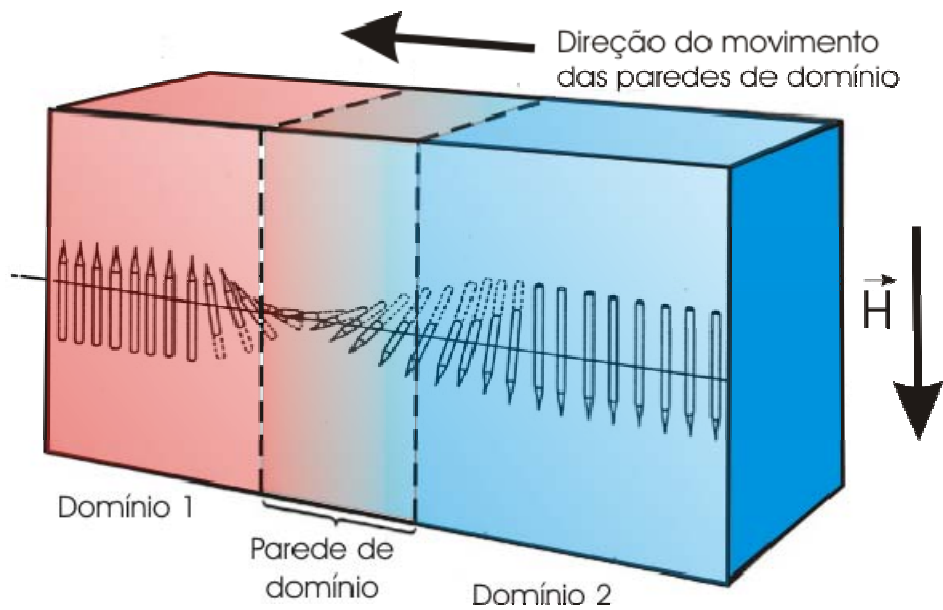


Figura 2.3 - Representação de movimento de uma parede de domínio [2.2].

A maneira como se dá a orientação dos domínios magnéticos do material, define sua aplicação tecnológica. O processo de magnetização, de um modo geral, pode ser dividido em três etapas: deslocamento reversível das paredes de domínio, deslocamento irreversível das paredes de domínio e rotação dos momentos magnéticos.

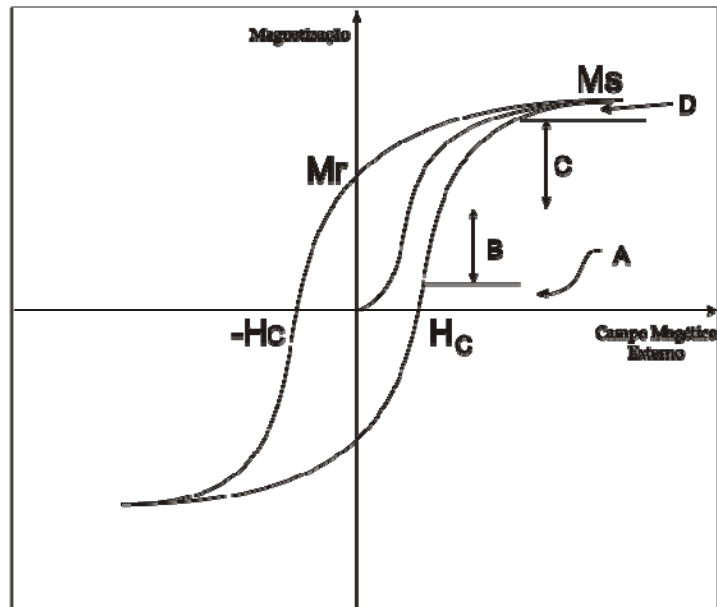


Figura 2.4 - Curva de magnetização de um material ferromagnético.

Conhecida como ciclo de histerese magnética, a curva representada na Figura 2.4 mostra as regiões A,B,C e D referentes às fases de magnetização. Os valores de M_s [gauss], M_r [Oe], $-H_c$ [gauss] e H_c [gauss] representam a magnetização de saturação, magnetização remanente, campo coercivo do ciclo negativo e campo coercivo do ciclo positivo, respectivamente.

Na região A, à medida que o campo externo aumenta, a magnetização aumenta de maneira gradual. As paredes de domínios movimentam-se de maneira que os domínios com magnetização coincidente com o campo externo aumentam de volume. É uma região reversível.

Na região B, há o aumento pronunciado da magnetização que é devido a saltos bruscos das paredes de domínio entre sucessivas posições de equilíbrio de acordo com o campo externo aplicado. Esta região é irreversível. Na região C

uma significativa parcela de energia do campo magnético externo é perdida na através do aumento da agitação térmica da rede.

Finalizando, na região D, os domínios magnéticos estão quase todos alinhados com o campo externo, e a amostra, como um todo, está próxima ao estado saturado. Nesta parte, a energia do campo externo é usada para orientar os momentos atômicos restantes, que geralmente estão desalinhados pela agitação térmica [2.3], [2.4].

A seção seguinte refere-se a tipos bem específicos de amostras – o filme fino e o ultrafino – estas amostras foram utilizadas como principal objeto de investigação pelo magnetômetro de efeito Kerr Magneto Óptico tratado nesta dissertação. Este capítulo trata também do procedimento de obtenção deste tipo de amostras pelo processo de “sputtering”.

2.4 O Filme Fino

A fabricação dos primeiros filmes data do início do século XIX. M. Faraday, em 1857 já produzia filmes por evaporação térmica [2.5]. Porém, as técnicas de crescimento da época eram rudes para o desenvolvimento de filmes com estruturas suficientemente bem definidas, capaz de revelar a maioria das propriedades neste tipo de amostra.

A tecnologia de crescimento de amostras tipo filme tem-se desenvolvido muito rapidamente nestas últimas décadas. O avanço das técnicas de vácuo, entre os anos 1970 a 1980, e o uso extensivo da eletrônica em muitos circuitos de controle (temperatura, pressão, gases, tempo de deposição, etc), tornaram o crescimento de filmes uma técnica bem elaborada e promissora. Com isso a investigação de filmes se mostrou novamente importante e, com os trabalhos de S. D. Bader [2.6], logo a aplicação dos resultados experimentais diretamente na

indústria gerou um salto na economia mundial, principalmente na área de informática. É o caso das multicamadas magnéticas acopladas anti-ferromagneticamente (chamadas válvulas de spin), usadas hoje nos cabeçotes de leituras de HD's (Hard Disk) com alta densidade de armazenamento de informação.

Os filmes crescidos por estas técnicas possuem hoje a espessura de algumas dezenas de planos atômicos e são investigados por técnicas magneto-ópticas (devido à diminuta densidade de matéria que o compõe, são insuficientes para sensibilizar, por exemplo, um magnetômetro de amostra vibrante), aproveitando sua característica de superfície refletora. Os filmes podem ser classificados quanto a sua espessura. Filmes com espessura inferior a 1000\AA são chamados de filmes finos. Filmes com espessura inferior a 100\AA são considerados filmes ultrafinos. A maior parte das amostras usadas nesta dissertação de mestrado está contida nesta última classe de filmes.

Um dos processos de crescimento de filmes bem conhecido é o “*sputtering*” [2.7], e foi por este processo que foram crescidos os filmes investigados nesta dissertação de mestrado. Por isso, será discutido com mais detalhes essa técnica de crescimento. Outros processos de crescimento de filmes ultrafinos são: o crescimento por feixe de elétrons e epitaxia por feixe molecular. Esta última sendo muito eficiente na produção de semicondutores.

“*Sputtering*” designa o mecanismo de ejeção de material de uma superfície (alvo) pelo bombardeamento de partículas com alta energia, para sua deposição em um substrato. Este processo baseia-se na produção de plasma entre o substrato e o alvo. O alvo é feito do elemento químico do qual se quer produzir o filme. Tem o formato de um disco de 50 mm de diâmetro e com 5 mm de espessura - dependendo obviamente das especificações da máquina - e deve possuir alto grau de pureza (aproximadamente 99% de pureza).

Dentro de uma câmara selada é feito vácuo da ordem de 10^{-7} mbar, para garantir uma atmosfera limpa de impureza. Para atingir esta pressão é utilizado um sistema de bombas composto por uma bomba mecânica, que acionada primeiramente, alcança 10^{-3} mbar. Este é o valor inicial para que se possa entrar em ação uma outra bomba conhecida como turbo-molecular, esta se encarrega de evacuar a câmara até a pressão 10^{-7} mbar. Após este estágio, é adicionado um gás nobre em fluxo contínuo, normalmente argônio - o chamado gás de trabalho - e a pressão da câmara passa a ser mantida em torno de 10^{-3} mbar. Tendo uma atmosfera limpa e inerte dentro da câmara, é preciso agora gerar o plasma entre o substrato e o alvo, formando íons de argônio que bombardearão o alvo. O plasma é produzido por uma descarga elétrica que é gerada pela aplicação de um campo elétrico DC (com tensão da ordem de dezenas de kV) entre dois eletrodos (o alvo negativo, cátodo, e o suporte da amostra positivo, anodo) dispostos em oposição dentro da câmara. O material ejetado se deposita sobre o substrato e seu suporte, colocados em oposição à superfície bombardeada. Esta técnica permite a deposição de uma grande variedade de materiais, condutores e isolantes, incluindo alumínio, ligas de alumínio, platina, ouro, titânio, tungstênio, ferro, níquel e cromo. Estes três últimos elementos e suas ligas fazem parte do grupo de materiais aplicados em magnetismo.

As principais vantagens dessa técnica de crescimento são:

- Permite uma deposição uniforme sobre grandes áreas pela utilização de alvos de diâmetro grande;
- Controle preciso da espessura pelo controle dos parâmetros de processo;
- Limpeza da superfície da amostra por “sputtering” antes da deposição;
- Deposição de multicamadas com a utilização de alvos múltiplos;
- Não produz raios-X.

A ionização dos átomos de argônio no plasma se processa pelas colisões com elétrons. Para se aumentar a eficiência desta ionização, pode-se ainda confinar os elétrons perto da superfície do alvo por meio de um campo magnético. Neste caso, a técnica é denominada “Magnetron Sputtering”.

A seção seguinte descreverá as propriedades magnéticas das amostras crescidas por esta técnica.

2.5 Energias Magnéticas

Nesta seção é feita a descrição das propriedades magnéticas de um material do ponto de vista energético [2.8]. Esta descrição serve como início para um bom entendimento da natureza intrínseca dos materiais visto que se apresentam sempre de uma forma que busca a simplicidade e que minimiza as energias envolvidas no sistema. As formas de energia que serão abordadas serão explicitadas para amostras tipo filmes, direcionando assim a compreensão do comportamento das amostras estudadas nesta dissertação.

2.5.1 A Energia Zeeman

Definir uma direção preferencial no espaço é sempre necessário dentro de um laboratório, especificamente nos experimentos de magnetismo. A determinação deste referencial pode ser feita com a aplicação de um campo magnético externo na amostra que se deseja investigar. Este é o procedimento básico de uma investigação magnética e seu entendimento é de suma importância.

Considerando uma amostra formada por domínios magnéticos sem excitações dinâmicas, a magnetização total pode ser representada pela resultante

da soma vetorial sobre todos os domínios que compõem a amostra. Como mostrado no sistema de referência da Figura 2.5.

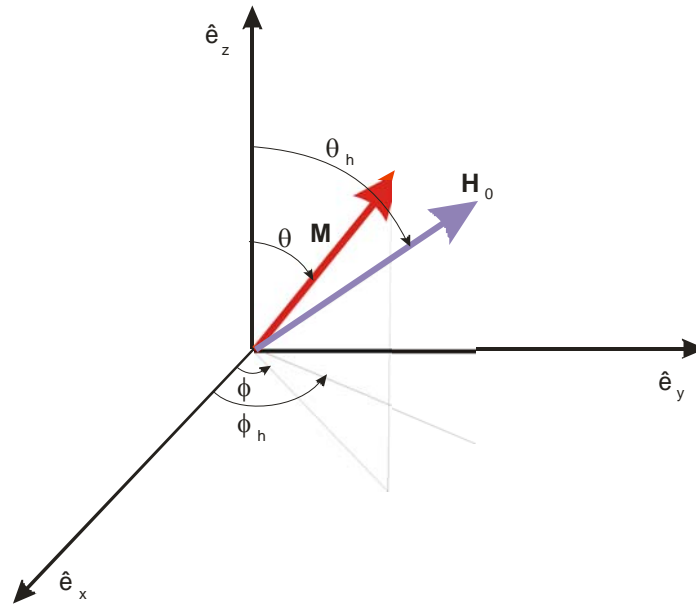


Figura 2.5 - Sistema de referência adotado no presente trabalho.

A energia Zeeman ou interação Zeeman é fruto da aplicação do campo magnético sobre a amostra. É a forma de energia que estará sempre presente quando houver campo magnético, sendo esta, a energia usada para vencer as outras modalidades de energia encontradas nas amostras e que serão apresentadas a seguir. Sua magnitude é dada pelo produto escalar da magnetização com o campo magnético externo,

$$E_{Zeeman} = -\vec{M} \cdot \vec{H}_0 \quad (2.1)$$

e sua unidade é o erg/cm² no sistema CGS de unidades ou joule/m² no Sistema Internacional (SI).

Para vários filmes magnéticos a energia se escreve:

$$E_{Zeeman} = -\sum_i d_i \vec{M}_i \cdot \vec{H}_0, \quad (2.2)$$

onde d_i é a espessura de cada filme.

Reescrevendo os vetores magnetização \vec{M} e campo magnético externo \vec{H}_0 em coordenadas esféricas de acordo com a figura 2.5:

$$\vec{M} = dM \left(\sin\theta \cos\phi \hat{e}_x + \sin\theta \sin\phi \hat{e}_y + \cos\theta \hat{e}_z \right) \quad (2.3)$$

e

$$\vec{H}_0 = H_0 \left(\sin\theta_H \cos\phi_H \hat{e}_x + \sin\theta_H \sin\phi_H \hat{e}_y + \cos\theta_H \hat{e}_z \right), \quad (2.4)$$

Onde M é o módulo da magnetização do material. A energia para vários filmes é dada então por:

$$E_{Zeeman} = -dMH_0 \left[\sin\theta \sin\theta_H \cos(\phi_H - \phi) + \cos\theta \cos\theta_H \right]. \quad (2.5)$$

Porém, existem outras energias que fazem com que a magnetização de uma amostra fique presa no plano, como será abordado mais a frente. E no caso em que o campo é aplicado paralelo ao plano do filme, isto é, ortogonal a direção de crescimento, e ainda supondo z a direção de crescimento, a energia torna-se simplesmente:

$$E_{Zeeman} = -dMH_0 \cos(\phi_H - \phi) \quad (2.6)$$

2.5.2 Anisotropia de Forma

Quando uma amostra está exposta a um campo magnético externo, além da energia Zeeman comentada nos parágrafos acima, existe uma outra forma de energia que esta associada à geometria da amostra. Com o ordenamento dos domínios magnéticos aparecem na superfície dipolos magnéticos não compensados, isto é, na fronteira do material existem dipolos magnéticos sem vizinhos próximos. As linhas de campo induzidas na amostra pelo campo externo se fecham contribuindo para a formação de um campo magnético em sentido contrário e enfraquecendo o campo que o originou, chamado campo desmagnetizante.

A energia anisotrópica de forma é dada, por definição, pelo produto escalar entre a magnetização e o campo desmagnetizante [2.4],[2.8].

$$E_{Desmag} = -\frac{1}{2} \int \vec{M} \cdot \vec{H}_d dV \quad (2.7)$$

$\vec{H}_{Desmag} = -\vec{N} \cdot \vec{M}$, onde \vec{N} é o tensor de forma e no caso de um filma simples

$$\vec{N} \longrightarrow N_{xx} = 4\pi \quad (2.8)$$

Em coordenadas esféricas se escreve

$$E_{Desmag} = (2\pi M^2 \text{sen}^2 \theta \text{sen}^2 \phi) d \quad (2.9)$$

onde d é a espessura do filme.

Uma análise da relação acima, mostra que a configuração que minimiza a energia exige que a magnetização do filme esteja contida no plano x-y. Para um filme no qual é aplicado um campo externo na direção \hat{e}_y tem-se:

$$E_{Desmag} = (2\pi M^2 \sin^2 \theta \sin^2 \phi) d = 2\pi d M^2 = 2\pi d (\vec{M} \cdot \hat{e}_y)^2 \quad (2.10)$$

2.5.3 Anisotropia de Superfície

Os resultados experimentais mostram que este tipo de interação se torna cada vez mais pronunciado à medida que a espessura da amostra diminui. Na investigação de filmes ultrafinos, esta é uma interação muito relevante que, juntamente com a contribuição da anisotropia de forma, gera o efeito de tornar a magnetização de saturação de um filme fino, menor que o correspondente valor de uma filme espesso. A energia desta anisotropia é definida como:

$$E_{Sup} = \sum_i \frac{k_{sup}}{M^2} (\vec{M} \cdot \hat{e}_{k_i})^2 \quad (2.11)$$

2.5.4 Anisotropias Magneto-cristalina

Os eixos cristalográficos de uma amostra ferromagnética apresentam certas direções na qual o valor de campo magnético externo exigido para saturar a amostra, isto é alinhar os “spins”, é menor que outras direções. Denomina-se ao eixo com maior facilidade de magnetização de eixo fácil e seu oposto, eixo duro. O eixo fácil é a direção na qual aponta a magnetização da amostra na ausência do campo externo. A diferença de energia entre as magnetizações no eixo fácil e duro representa a energia da anisotropia. Devido a esta dependência com os eixos,

esta energia é chamada de magneto-cristalina. As formas mais comuns destas anisotropias são a uniaxial e a cúbica.

2.5.5 A Anisotropia Uniaxial

A anisotropia uniaxial está relacionada com o processo de crescimento de amostras tipo filme. Pode surgir naturalmente, por exemplo, pela diferença entre os parâmetros de rede da amostra e do substrato, gerando uma tensão mecânica que se apresenta na forma desta energia. Escrevendo a energia em termos da magnetização \vec{M} e de uma constante anisotrópica k_{uni} , temos

$$E_{uni} = -\vec{M} \cdot \vec{H} + dk_{uni} \cos^2 \theta \quad (2.12)$$

Medidas experimentais evidenciam a dependência desta energia com o $\cos^2 \theta$ identificando assim este segundo termo da equação como sendo o responsável por esta anisotropia. O primeiro termo é a energia Zeeman.

Este mesmo termo coincide com uma descrição desta modalidade de energia em termos do co-seno diretor na direção \hat{z} ao quadrado. Sendo assim, é de costume encontrar esta anisotropia matematicamente escrita em co-senos diretores. Os co-senos diretores e respectivas mudanças de coordenada estão definidos na figura 2.6.

Os co-senos podem ser denotados por:

$$\begin{aligned} a_1 &= \cos \beta \\ a_2 &= \cos \gamma \\ a_3 &= \cos \delta \end{aligned} \tag{2.13}$$

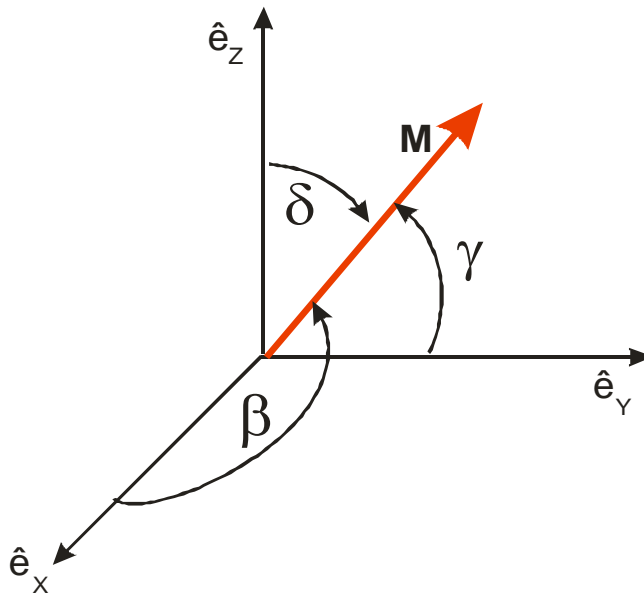


Figura 2.6 - Representação dos co-senos diretores.

E em coordenadas esféricas se transformam em:

$$\begin{aligned} a_1 &= \text{sen}\theta \cos\phi \\ a_2 &= \text{sen}\theta \text{sen}\phi \\ a_3 &= \cos\theta \end{aligned} \tag{2.14}$$

2.5.6 Anisotropia Cúbica

Esta anisotropia está presente quando, em uma amostra, as curvas de magnetização referente aos eixos cristalinos apresentam equivalência. Isto é, quando em determinados ângulos de rotação em que é feita a medida a curva de histerese volta a tomar a mesma forma. Esta característica é fruto da simetria cúbica da rede cristalina. A magnetização em cada direção da rede cristalina da amostra possui uma certa energia associada.

A equação para esta anisotropia deve obedecer a algumas regras, por exemplo, o fato de a rede possuir simetria cúbica leva a crer que a energia deve ser invariante tanto pelo sentido da magnetização quanto pela troca de dois eixos qualquer. Uma relação que envolve os co-senos diretores e que satisfaz simultaneamente estas condições é:

$$E_{cub} \propto k_{cub} (a_1^2 a_2^2 + a_2^2 a_3^2 + a_3^2 a_1^2), \quad (2.15)$$

onde os k 's representam as constantes de anisotropia cúbica.

$$E_{cub} = dk_{cub} (a_1^2 a_2^2 + a_2^2 a_3^2 + a_3^2 a_1^2) \quad (2.16)$$

Cabe aqui definir uma notação muito usada em cristalografia, na qual usam-se três números dentro de colchetes e sem quaisquer separadores entre eles. Esta notação chama-se índices de Miller [2.9] e representam o parâmetro de rede cristalina da amostra respectivamente às direções \hat{x} , \hat{y} e \hat{z} . Cada numero representa quantos parâmetros de rede foram crescidos naquela direção. Por exemplo, num cristal de rede cúbica com parâmetro de rede igual a 1 a direção de

sua diagonal pode ser expressa por [111]. Assim, as direções \hat{x} , \hat{y} e \hat{z} podem ser representadas respectivamente por [100], [010] e [001].

Analisando a expressão encontrada, tem-se que, para $k_{cub_1} > 0$, caso de amostras de ferro, o valor máximo da energia é obtido quando:

$a_1 = a_2 = a_3 = \left(\frac{1}{3}\right)^2$ representando a direção [111] com energia $\frac{k_{cub_1}}{3}$. Esta direção

é denominada de eixo-duro. As direções [110],[101] e [011], são equivalentes e

possuem energia $\frac{k_{cub}}{4}$, com $a_1 = a_2 = \left(\frac{1}{2}\right)^2$ e $a_3 = 0$. Este é um eixo

intermediário. Já os eixos cúbicos [100], [010], e [001] possuem a energia mínima

$E = 0$, e é chamado de eixo fácil. No caso de amostras de níquel, $k_{cub} < 0$, o eixo-

duro passa a ser na direção [001] enquanto que o fácil [111].

A liga de Fe/Ni (Permalloy), que compõe a maior parte das amostras medidas neste trabalho, é desenvolvida de tal forma que a estequiometria de sua composição anula a anisotropia cúbica no plano, gerando assim a isotropia magnética da amostra [2.10]. Este assunto será explorado mais à frente

2.5.7 Acoplamento de troca

As modalidades de energias discutidas anteriormente se aplicam a qualquer amostra, porém existem outras modalidades de energia que só se apresentam quando há filmes finos acoplados. Somente através de mecânica quântica é possível interpretá-la. A interação de troca aparece de três formas diferentes, todas elas relacionadas ao alinhamento das magnetizações dos filmes que compõem a amostra. Quando se têm dois filmes finos, separados por um espaçador condutor não magnético, ocorrem dois fenômenos interessantes. A

magnetização do filme superior pode alinhar-se paralelamente, diz-se aqui, acoplamento ferromagnético, ou a magnetização pode se alinhar de forma antiparalela, agora chamada de acoplamento antiferromagnético. Estes dois efeitos são denominados de acoplamento de intercâmbio bilinear. Há ainda um fenômeno bem interessante, mas não será abordado, no qual as magnetizações se alinham perpendicularmente. Este fenômeno é o chamado acoplamento de intercâmbio biquadrático.

2.5.8 Acoplamento Bilinear

De acordo com o modelo de Heisenberg da mecânica quântica, a hamiltoniana do sistema de dois “spins” pode ser escrita como:

$$E_{Bil} = -J\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2, \quad (2.17)$$

onde J é o fator que mede esta interação e é chamado de constante de troca. \vec{S}_1 e \vec{S}_2 são os “spins” dos íons vizinhos. Fazendo uma analogia entre o sistema de “spins” do modelo de Heisenberg como o modelo fenomenológico de um sistema de dois filmes magnéticos, onde cada “spin” torna-se uma magnetização dos filmes [2.8], chega-se a

$$E_{Bil} = -J_{Bil} \frac{\vec{M}_1 \cdot \vec{M}_2}{M_1 M_2}. \quad (2.18)$$

O denominador desta expressão foi acrescentado para que a equação se tornedimensionalmente correta e represente a densidade de energia em [erg/cm²]. Quando $J_{Bil} > 0$, a configuração que minimiza a energia é a paralela, isto

é, a ferromagnética. Para $J_{bil} < 0$, a minimização de energia é feita com o alinhamento anti-paralelo, ou antiferromagnético, não privilegiando nenhum eixo cristalino.

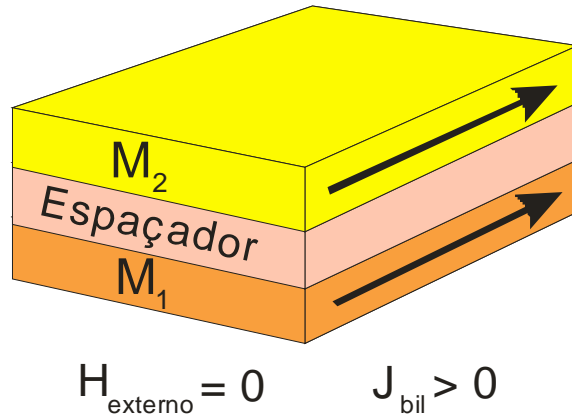


Figura 2.7- Acoplamento ferromagnético.

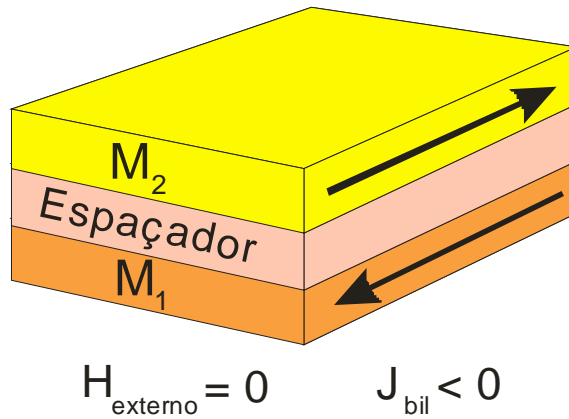


Figura 2.8 - Acoplamento antiferromagnético.

Em coordenadas esféricas a energia do acoplamento bilinear, pode ser expresso por:

$$E_{Bil} = -J_{Bil} [\text{sen}\theta_1 \text{sen}\theta_2 \cos(\phi_1 - \phi_2) + \cos\theta_1 \cos\theta_2] \quad (2.19)$$

Se o crescimento do filme for feito em [100], isto é, na direção do eixo \hat{x} , então a energia toma a forma:

$$E_{Bil} = -J_{Bil} \cos(\phi_1 - \phi_2) \quad (2.20)$$

2.6 ENERGIA TOTAL EM FILMES E EM MULTICAMADAS MAGNÉTICAS

A energia magnética total que deve ser considerada para interpretar os resultados deste trabalho é composta pela soma de todas as contribuições energéticas mencionadas anteriormente. Desta forma a expressão da energia total é:

$$E_{Total} = E_{Zeeman} + E_{Desmag} + E_{Sup} + E_{Uni} + E_{Cúbica} + E_{Bil} \quad (2.21)$$

De uma forma explícita, a energia total pode ser expressa por:

$$E_{total} = -\sum_{i=1}^2 \left[d_i M_i H_0 \cos(\phi_H - \phi) - 2\pi d_i (\vec{M} \cdot \hat{e}_{k_i})^2 - d_i \frac{k_{sup}}{M^2} (\vec{M} \cdot \hat{e}_{k_i})^2 \right] \quad (2.22)$$

$$+ \sum_{i=1}^2 \left[d_i k_{cubi} (a_1^2 a_2^2 + a_2^2 a_3^2 + a_3^2 a_1^2) + d_i k_{uni} \cos^2 \theta \right] - J_{Bil} \cos(\phi_1 - \phi_2)$$

Representando respectivamente a energia Zeeman, energia de forma, energia de superfície, energia da anisotropia uniaxial, energia da anisotropia cúbica e energia do acoplamento bilinear.

É comum ainda expressar a energia total em termos dos campos efetivos. Esta é uma forma muito prática de se estudar as propriedades estáticas da magnetização de filmes. Nesta descrição, as unidades de energia de todas as interações são expressas igualmente, facilitando a comparação das intensidades relativas de cada energia. Os campos efetivos [2.8] são definidos por :

$$H_{Sup} = \frac{2k_{Sup}}{dM_{Sat}}, H_{Uni} = \frac{2k_{Uni}}{M_{Sat}}, H_{Cub} = \frac{2k_{Cub}}{M_{Sat}}, H_{Bil} = \frac{J_{Bil}}{dM_{Sat}} \quad (2.23)$$

Ainda é válido escrever a equação da energia total em termos apenas das parcelas de energia que contribuem para a posição de equilíbrio da magnetização. A energia para dois filmes pode ser expressa então por:

$$\frac{E_{total}}{dM_{Sat}} = - \sum_{i=1}^2 \left[H_0 \cos(\phi_H - \phi) + \frac{1}{2} H_{uni} \cos^2(\theta_i - \theta_u) + \frac{1}{8} H_{cub} \sin^2 2\theta_i \right] - H_{Bil} \cos(\phi_1 - \phi_2) \quad (2.24)$$

Entender a teoria de como se processa a busca da posição de equilíbrio da magnetização e o comportamento das contribuições das várias modalidades de energia a serem vencidas frente ao campo magnético externo é necessário em qualquer estudo preliminar de uma técnica experimental em magnetismo. Este capítulo foi inteiramente dedicado a esta explanação e seu conteúdo será novamente mencionado no capítulo 4 nas análises feitas a partir das medidas de MOKE em filmes de Permalloy e na tricamada de Fe/Cr/Fe.

2.7 Referências

- [2.1] ASHCROFT, Neil W. and MERMIN, N. Davis. Solid State Physics. Saunders College HRW-1976.
- [2.2] www.aacg.bham.ac.uk/images.
- [2.3] MELO, Luiz Guilherme Costa, Estudo do movimento das paredes de domínio nas condições de magneto impedância. Dissertação de mestrado. Instituto de Física da Universidade de São Paulo (1998).
- [2.4] HUBERT, Alex e SCHAFER, Rudolf. Magnetic Domains - the analysis of magnetic microstructures. Ed. Springer – 1998.
- [2.5] MAISEL, Leon I. and Reinhard GLAND, Eds. Handbook of thin film technology, McGraw Hill, New York, 1970.
- [2.6] S.D. Bader e J.L. Erskine, Ultrathin Magnetic Structures II, Ed. por B. Heinrich e J.A. Bland (Springer Verlag, Berlin, 1994), Vol II, Capítulo 4, pag. 297, e referências citadas.
- [2.7] SOARES, Marcio Medeiros. Estudo do perfil magnético de filmes finos com anisotropia magnética mista. Relatório Final 14º programa de bolsas de verão. Laboratório Nacional de Luz Síncrotron (2005).
- [2.8] CHESMAN, C. Acoplamentos de intercâmbio bi-linear e bi-quadrático em tricamadas metálicas magnéticas, Tese de doutoramento Universidade Federal de Pernambuco (1998).
- [2.9] KITTELL, Charles. Introdução á física do estado sólido 5ªedição Ed. Guanabara Dois ,1978.
- [2.10] CHIKAZUMI, Soshin, Physics of ferromagnetism. 2ª ed. Clarendon Press. Oxford (1997).
- [2.11] MORRISH, Allan H. The physical principles of magnetism. John Wiley & Sons Inc. New York (1972).

Capítulo 3

OS EFEITOS MAGNETO-ÓPTICOS

3.1 Introdução

Esse capítulo é destinado a um histórico dos efeitos magneto-ópticos, em especial o efeito Kerr, apresentado em suas configurações transversal, longitudinal e polar. Será considerado, para um bom entendimento do efeito, apenas a abordagem clássica, um tratamento no qual o tensor polarizabilidade dielétrica é modificado pela magnetização do filme, e na qual a estas mudanças, é atribuído o efeito magneto-óptico. Em seguida, o efeito Kerr será mostrado do ponto de vista teórico que leva em consideração os coeficientes de Fresnel. Neste mesmo tópico, é abordada a região de validade deste tratamento e feita a definição das duas regiões distintas na qual o efeito é observado. Uma região na qual a espessura do filme é maior que o comprimento de penetração da radiação incidente ($\sim 300 \text{ \AA}$) e outra para filmes com espessuras inferiores ao comprimento de penetração. Esta última região será mais explorada devido ao fato da maioria das amostras da série medida, possuírem espessuras inferiores a 300 \AA . Nesta configuração o experimento é chamado de SMOKE (“Surface Magneto-Optics Kerr Effect”). Sendo este o assunto do terceiro e último tópico do capítulo.

3.2 Os Efeitos Magneto-Ópticos

A observação dos efeitos magneto-ópticos desempenhou um importante papel no desenvolvimento da teoria eletromagnética e da física atômica. Estes efeitos foram primeiramente descobertos por M. Faraday, em 1845 [3.1], quando observou a rotação do plano de polarização de um feixe de luz linearmente polarizada que se propagava em uma amostra vítrea inserida entre os pólos de um eletroímã. A existência deste efeito era uma afirmação forte do caráter eletromagnético da natureza da luz. Ao atravessar o material na presença do campo magnético, o meio torna-se opticamente ativo com índices de refração diferentes para ondas circularmente polarizadas a direita e a esquerda. Esta é a chamada birrefringência circular [3.2].

Um efeito Eletro-óptico [3.3] [3.4] foi observado em 1875 pelo Físico John Kerr, um dos estudantes de Lord Kelvin na Universidade de Glasgow. Anos mais tarde a descoberta e compreensão deste efeito foi um grande impulso nos estudos e aplicações dos LASER's e nas telecomunicações. Mas um outro efeito também se fez muito importante. Em 1876, novamente o físico John Kerr [3.3], [3.4] descobriu que também havia uma rotação do plano de polarização de um feixe de luz linearmente polarizado quando este refletia numa amostra magnetizada. É o efeito semelhante ao Efeito Faraday para a reflexão e foi denominado de Efeito Kerr Magneto-Óptico (MOKE- "Magnet-Optical Kerr Effect"). Este efeito é hoje largamente empregado na leitura de informação gravada magneticamente, em especial, nos leitores de discos rígidos dos computadores.

No final do século XIX, precisamente em 1896, Zeeman [3.5] descobriu que ao atravessar uma região de campo magnético, as raias espectrais de uma fonte de luz, originalmente com polarizações lineares, sofrem uma divisão em três linhas, uma mantendo as propriedades originais e outras duas polarizadas

circularmente e simetricamente espaçadas. Imediatamente, foi efetuada a conexão com o efeito Faraday. A separação das raias de emissão no efeito Zeeman corresponde à birrefringência circular gerada no efeito Faraday [3.6].

Quando observado o mesmo espectro de linhas numa direção ortogonal ao campo magnético, ocorre também uma separação em três raias. Porém uma delas não desloca, mas possui a direção do campo elétrico paralelo ao campo magnético externo. As duas outras se apresentam simetricamente espaçadas, mas agora com o campo elétrico oscilando perpendicularmente ao campo magnético aplicado. Esta é a chamada birrefringência linear ou efeito Voigt [3.5].

Mais um efeito magneto-óptico foi descoberto por Cotton e Mouton em 1907 e é o efeito Voigt com cerca de três ordens de grandeza maior, mas em vez de sólidos ocorre somente em alguns líquidos.

3.3 O Efeito Kerr

O Efeito Kerr é a rotação do plano de polarização da luz refletida por uma amostra magnética, quando nela incide luz polarizada. Este efeito nasce da interação dos fótons com os elétrons das camadas do material que foram penetradas pela radiação. A ligação entre as propriedades óticas do feixe de luz refletido e as propriedades magnéticas da amostra, de um ponto de vista microscópico, é descrita pela Mecânica Quântica através da interação Spin-órbita [3.7]. Porém uma descrição do ponto de vista macroscópico, usando as equações clássicas do eletromagnetismo, é suficiente para o bom entendimento do efeito.

A descrição clássica deste fenômeno está totalmente ligada à determinação do tensor permissividade dielétrica do meio material. Será mostrado que o

comportamento do campo elétrico da luz refletida está intrinsecamente associado com as componentes deste tensor.

Os próximos parágrafos se referem à determinação do tensor permissividade dielétrica, suas características para uma amostra isotrópica, as peculiaridades de uma amostra magnetizada e, finalmente, o fator que caracteriza o espalhamento de luz na amostra: a constante magneto-óptica.

3.4- Determinação do Tensor Permissividade Dielétrica

Considerando uma amostra isotrópica, no vácuo, eletricamente neutra e não magnetizada e, considerando ainda que o feixe de luz incidente não modifica as propriedades do meio material pode-se escrever as equações de Maxwell na forma diferencial como:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (3.1)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (3.3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0 \quad (3.2)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \vec{J} \quad (3.4)$$

onde os valores de μ_0 e ϵ_0 representam, respectivamente, a permeabilidade magnética e a permissividade elétrica do vácuo.

O meio, por ser eletricamente neutro, possui apenas a polarização de suas cargas elétricas, assim a equação da conservação da carga pode ser expressa como:

$$\rho = -\varepsilon \vec{\nabla} \cdot \vec{P}, \quad (3.5)$$

e a equação da continuidade da carga:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{J} = 0. \quad (3.6)$$

Substituindo (3.5) em (3.6):

$$\frac{\partial (-\varepsilon \vec{\nabla} \cdot \vec{P})}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{J} = 0 \rightarrow \vec{\nabla} \cdot \left(-\varepsilon \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} \right) + \nabla \cdot \vec{J} = 0 \quad (3.7)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \left(-\varepsilon \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} + \vec{J} \right) = 0 \quad (3.8)$$

A derivada de uma função sendo igual a zero implica que a função é nula ou igual a uma constante. Considerando o primeiro caso:

$$\vec{J} = \varepsilon \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} \quad (3.9)$$

A relação entre o vetor polarização e o vetor campo elétrico da luz é dada pelo tensor polarizabilidade elétrica $\hat{\alpha}$ [3.8]:

$$\vec{P} = \hat{\alpha} \vec{E} \quad (3.10)$$

Substituindo esta relação na equação da densidade de corrente:

$$\vec{J} = \varepsilon \hat{\alpha} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (3.11)$$

e as equações de Maxwell podem ser escritas como:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{P} \quad (3.12)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (3.13)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0 \quad (3.14)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \varepsilon \vec{\mathcal{E}} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (3.15)$$

onde $\vec{\mathcal{E}} = (1 + \hat{\alpha})$ pode ser entendido como um tensor permissividade eletromagnética relativo.

Aplicando o rotacional na equação (3.11):

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = -\mu \varepsilon \vec{\mathcal{E}} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}, \quad (3.16)$$

e usando a identidade vetorial

$$\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} = -\mu \varepsilon \vec{\mathcal{E}} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}, \quad (3.17)$$

onde $\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) = 0$

A equação diferencial (13) admite solução do tipo

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (3.18)$$

representando um onda plana, onde \vec{k} é o vetor de onda, e ω a freqüência.

Substituindo esta solução na equação (3.13) obtemos,

$$k^2 \vec{E} = [\mu_0 \varepsilon_0 \omega^2] \vec{\mathcal{E}} \vec{E} \quad (3.19)$$

Aparece aqui uma relação explícita entre uma onda luminosa, representada por k , e o meio material no qual foi incidida a luz, representado por sua vez, pelo tensor $\vec{\mathcal{E}}$.

O índice de refração de um meio material é definido pela razão de suas velocidades da luz no meio e no vácuo. O que é equivalente a razão entre as magnitudes dos respectivos vetores de onda \vec{k} . Então:

$$n = \frac{k}{k_0}, \quad (3.20)$$

onde $\mu_0 \varepsilon_0 \omega^2 = k_0^2$.

Reescrevendo o conjunto de equações (3.15) em forma de somatório:

$$n^2 E_j = \sum_i \mathcal{E}_{ij} E_j, \quad (3.21)$$

onde os índices i e j representam as direções \hat{x} , \hat{y} e \hat{z} .

As propriedades ópticas do meio estão matematicamente contidas no tensor permissividade dielétrica $\vec{\mathcal{E}}$. Resolver o sistema de equações acima não é necessário, pois somente uma análise do tensor $\vec{\mathcal{E}}$ é suficiente para explicar o efeito Kerr. Em um caso geral, k é um número complexo. Desta maneira o valor de n também terá esta forma.

Para os meio isotrópicos, do ponto de vista elétrico e magnético, o tensor permissividade é diagonal.

$$\mathcal{E}_{ij} = \delta_{ij} \varepsilon \quad (3.22)$$

Substituindo na equação (3.20)

$$n^2 E_j - \varepsilon E_j = 0 \quad j=x,y,z \quad (3.23)$$

De acordo com a relação acima um meio isotrópico é representado por $n^2 = \varepsilon$.

Foi visto acima qual a forma do tensor $\vec{\mathcal{E}}$ em um meio isotrópico. Agora suponha um meio no qual é induzida uma magnetização estática \vec{M} , quebrando a simetria do meio e dando preferência à direção desta magnetização em um dos eixos cartesianos. Considerando ainda que esta magnetização não acompanha as oscilações do campo eletromagnético da luz incidente [3.9] e valendo-se de resultados experimentais [3.10] que mostram que a magnetização de um meio material altera muito pouco suas propriedades ópticas. Pode-se, com uma aproximação muito boa, tratar este problema através da teoria de perturbação. Assim o tensor permissividade dielétrica passa a ser representado pela soma de duas parcelas. Uma referente ao meio não perturbado e a outra, referente ao meio magnetizado.

$$\mathcal{E}_{ij} = \mathcal{E}_{ij}^0 + \Delta\mathcal{E}_{ij}(\vec{M}) \quad (3.24)$$

Evidenciar uma grandeza em suas partes hermitianas e anti-hermitianas é sempre possível, e como será mostrado facilitará os cálculos mais à frente.

Então, $\Delta\mathcal{E}_{ij} = \Delta\mathcal{E}_{ij}^h + \Delta\mathcal{E}_{ij}^a$, onde $\Delta\mathcal{E}_{ij}^h = \Delta\mathcal{E}_{ij}^{h*}$ e $\Delta\mathcal{E}_{ij}^a = -\Delta\mathcal{E}_{ij}^{a*}$. Facilita ainda mais descrevê-las em suas partes reais e imaginárias.

$$\Delta\mathcal{E}_{ij}^h = \Delta\mathcal{E}_{ij}^{h'} + i\Delta\mathcal{E}_{ij}^{h''} \quad \text{onde} \quad \Delta\mathcal{E}_{ij}^{h'} = \Delta\mathcal{E}_{ji}^{h'} \quad \text{e} \quad \Delta\mathcal{E}_{ij}^{h''} = -\Delta\mathcal{E}_{ji}^{h''} \quad (3.25)$$

$$\Delta\mathcal{E}_{ij}^a = \Delta\mathcal{E}_{ij}^{a'} + i\Delta\mathcal{E}_{ij}^{a''} \quad \text{onde} \quad \Delta\mathcal{E}_{ij}^{a'} = \Delta\mathcal{E}_{ji}^{a'} \quad \text{e} \quad \Delta\mathcal{E}_{ij}^{a''} = -\Delta\mathcal{E}_{ji}^{a''} \quad (3.26)$$

Existe uma maneira compacta de representar os campos elétrico e magnético de uma onda eletromagnética em forma de tensor. O chamado tensor do campo eletromagnético [3.11]. Este é um tensor anti-simétrico e que,

juntamente com a relação que envolve campo elétrico e polarização, faz com que haja uma simetria de reflexão na magnetização, entre os coeficientes do tensor.

$$\Delta\mathcal{E}_{ij}(\vec{M}) = \Delta\mathcal{E}_{ji}(-\vec{M}) \quad (3.27)$$

Uma expansão em série, até primeira ordem, dos termos referentes à parte perturbada pela magnetização[3.7] leva para a parte hermitiana e real

$$\Delta\mathcal{E}_{ij}^{h'} = \sum_l B_{ijl}^{h'} M_l \quad (3.28)$$

$$\Delta\mathcal{E}_{ij}^{h''} = \sum_l B_{ijl}^{h''} M_l \quad (3.29)$$

e para a parte anti-hermitiana e imaginária,

$$\Delta\mathcal{E}_{ij}^{a'} = \sum_l B_{ijl}^{a'} M_l \quad (3.30)$$

e

$$\Delta\mathcal{E}_{ij}^{a''} = \sum_l B_{ijl}^{a''} M_l \quad (3.31)$$

As relações 17, 18 e 19, acabam anulando metade dos termos do tensor perturbado, simplificando o resultado final. Por exemplo:

$\Delta\mathcal{E}_{ij}^{h'}(\vec{M}) = \Delta\mathcal{E}_{ji}^{h'}(\vec{M})$, mas $\Delta\mathcal{E}_{ij}^{h''}(\vec{M}) = \Delta\mathcal{E}_{ji}^{h''}(-\vec{M})$, logo $B_{ijl}^{h''}$ deve ser zero para qualquer valores dos índices ijl .

Analogamente para a parte anti-hermitiana $\Delta\mathcal{E}_{ij}^{a''}(\vec{M}) = \Delta\mathcal{E}_{ji}^{a''}(\vec{M})$ e $\Delta\mathcal{E}_{ij}^{a''}(\vec{M}) = \Delta\mathcal{E}_{ji}^{a''}(-\vec{M})$ implicando em $B_{ij}^{a''} = 0$, também para quaisquer valores de ijl . Tem-se então as relações para a parte hermitiana

$$(\Delta\mathcal{E}_{ij}^{h'} = 0) + i(\Delta\mathcal{E}_{ij}^{a'} = \sum_l B_{ijl}^{a'} M_l) \quad (3.32)$$

e para a parte anti-hermitiana

$$(\Delta\mathcal{E}_{ij}^{a'} = \sum_l B_{ijl}^{a'} M_l) + i(\Delta\mathcal{E}_{ij}^{h'} = 0) \quad (3.33)$$

Para um filme magnético no qual a magnetização aponta na direção \hat{z} [001], fixa-se o valor de l e as equações (3.20) e (3.21) tornam-se:

$$(\Delta\mathcal{E}_{ij}^{h'} = 0) + i(\Delta\mathcal{E}_{ij}^{a'} = B_{ij}^{a'} M) \quad (3.34)$$

e

$$(\Delta\mathcal{E}_{ij}^{a'} = B_{ij}^{a'} M) + i(\Delta\mathcal{E}_{ij}^{h'} = 0) \quad (3.35)$$

Das duas equações acima, chega-se a:

$$\Delta\mathcal{E}_{ii}^{h''} = 0 \quad ; \quad \Delta\mathcal{E}_{ij}^{h'} = 0 \quad \text{e} \quad \Delta\mathcal{E}_{ij}^{h''} = B_{ij}^{h''} M \quad \text{para} \quad i \neq j \quad (3.36)$$

$$\Delta\mathcal{E}_{ii}^{a''} = 0 \quad ; \quad \Delta\mathcal{E}_{ij}^{a'} = 0 \quad \text{e} \quad \Delta\mathcal{E}_{ij}^{a''} = B_{ij}^{a''} M \quad \text{para} \quad i \neq j \quad (3.37)$$

Lembrando que na ausência de magnetização, tem-se o meio representado pelo tensor não perturbado $\epsilon_{ij} = \delta_{ij}\epsilon_0$,

$$\Delta\epsilon_{ij}^h = \Delta\epsilon_{ij}^{h'} + i\Delta\epsilon_{ij}^{h''} \rightarrow iB_{ij}''M \text{ para } i \neq j \quad (3.38)$$

$$\Delta\epsilon_{ij}^a = \Delta\epsilon_{ij}^{a'} + i\Delta\epsilon_{ij}^{a''} \rightarrow B_{ij}'M \text{ para } i \neq j \quad (3.39)$$

Juntando agora as partes hermitianas e anti-hermitianas

$$\Delta\epsilon_{ij} = \Delta\epsilon_{ij}^h + \Delta\epsilon_{ij}^a \quad (3.40)$$

$$\Delta\epsilon_{ij} = iB_{ij}''M + B_{ij}'M \rightarrow (B_{ij}' + iB_{ij}'')M = B_{ij}M \quad (3.41)$$

O tensor permissividade pode ser escrito na forma matricial

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_{ij}^0 + \Delta\epsilon_{ij}(\vec{M}) \quad (3.42)$$

$$\vec{\mathcal{E}}(\vec{M}) = \begin{bmatrix} \epsilon & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & B_{12}M & B_{13}M \\ B_{21}M & 0 & B_{23}M \\ B_{31}M & B_{32}M & 0 \end{bmatrix} \quad (3.43)$$

$$\vec{\mathcal{E}}(\vec{M}) = \begin{bmatrix} \epsilon & B_{12}M & B_{13}M \\ B_{21}M & \epsilon & B_{23}M \\ B_{31}M & B_{32}M & \epsilon \end{bmatrix} \quad (3.44)$$

Das relações (17) e (18) os termos abaixo da diagonal principal invertem de sinal. Pois:

$$\Delta\mathcal{E}_{ij}^{h''} = B_{ij}^{h''} M \rightarrow -\Delta\mathcal{E}_{ji}^{h''} = -B_{ji}^{h''} M \quad (3.45)$$

$$\Delta\mathcal{E}_{ij}^{a'} = B_{ij}^{a'} M \rightarrow -\Delta\mathcal{E}_{ji}^{a'} = -B_{ji}^{a'} M \quad (3.46)$$

Então

$$\vec{\mathcal{E}}(\vec{M}) = \begin{bmatrix} \varepsilon & B_{12}M & B_{13}M \\ -B_{21}M & \varepsilon & B_{23}M \\ -B_{31}M & -B_{32}M & \varepsilon \end{bmatrix} \quad (3.47)$$

A suposição de que a amostra está magnetizada em uma única direção (\hat{z}), faz com que todos os planos paralelos a este eixo não sofram perturbação. Esta condição zera alguns termos do tensor, excepcionalmente os termos que envolvem a direção \hat{z} .

$$\vec{\mathcal{E}}(\vec{M}) = \begin{bmatrix} \varepsilon & B_{12}M & 0 \\ -B_{21}M & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{bmatrix} \quad (3.48)$$

Os coeficientes B_{ij} são números complexos e experimentalmente observa-se que sua parte real é muito menor frente sua parte imaginária [3.13]. É possível, portanto, escrever o tensor permissividade apenas em função das partes

imaginárias e em termos da constante magneto-óptica [3.14]. Para um filme magnetizado na direção \hat{z} tem-se:

$$\vec{\mathcal{E}}(\vec{M}) = \begin{bmatrix} \varepsilon & -iQ(\vec{M})\varepsilon & 0 \\ iQ(\vec{M})\varepsilon & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{bmatrix} \quad (3.49)$$

Onde Q é a chamada constante complexa magneto-óptica. Constante esta que caracteriza o material. Ela pode ser escrita na forma polar $Q = Q_0 e^{-i\theta}$, onde Q_0 é linearmente proporcional a magnetização do material e θ é uma fase. Observa-se experimentalmente que a parte imaginária desta constante é muito pequena. Por exemplo, para uma amostra tipo “bulk” de ferro $Q_{Fe} = 0,021 e^{-i(0,073)}$. Por este motivo, uma aproximação muito boa pode ser obtida com a expansão até primeira ordem desta constante. É o que se faz em cálculos mais específicos [3.13].

A intenção de toda esta discussão a respeito do tensor permissividade dielétrica foi mostrar o tensor na ausência da magnetização e as respectivas mudanças ocorridas quando uma determinada direção é privilegiada pela magnetização. Os fenômenos Magneto-Ópticos são atribuídos ao aparecimento destes elementos no tensor.

Uma descrição análoga pode ser feita para a magnetização apontando em outras direções com respeito ao campo elétrico da onda luminosa incidente. Por exemplo, incidindo luz polarizada com o campo elétrico disposto transversalmente à magnetização direcionada em \hat{x} , obtém-se:

$$\vec{\mathcal{E}}(\vec{M}) = \begin{bmatrix} \varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon & -iQ(\vec{M})\varepsilon_0 \\ 0 & iQ(\vec{M})A_0 & \varepsilon \end{bmatrix} \quad (3.50)$$

Incidindo luz polarizada com o campo elétrico disposto paralelamente a magnetização direcionada em \hat{y} , obtém-se:

$$\vec{\mathcal{E}}(\vec{M}) = \begin{bmatrix} \varepsilon & 0 & iQ(\vec{M})\varepsilon_0 \\ 0 & \varepsilon & 0 \\ -iQ(\vec{M})\varepsilon_0 & 0 & \varepsilon \end{bmatrix} \quad (3.51)$$

A estas diferentes posições entre magnetização e campo elétrico da onda polarizada incidente, dá-se a classificação da maneira como o Efeito Kerr se manifesta. A primeira forma mostrada (3.27), usada para o cálculo, é chamada de Efeito Kerr Magneto-Óptico polar. A segunda forma, o Efeito Kerr Magneto-Óptico transversal (3.28) e por último o Efeito Kerr Magneto-Óptico longitudinal (3.29). Nos próximos parágrafos serão apresentados mais detalhes destas configurações.

3.5 Configurações de Efeito Kerr

Nesta seção será explorado com mais detalhe o efeito Kerr com um tratamento que leva em consideração os coeficientes de reflexão e refração de Fresnel. Será abordada também a classificação deste efeito no que diz respeito à mudança de sua sensibilidade de acordo com a orientação da magnetização do filme analisado.

A luz incidente no filme tem sua polarização definida no plano de oscilação de seu campo elétrico. Denotada por polarização p , esta delimita o plano de referência para os efeitos magneto-ópticos, em particular os efeitos Kerr e Faraday. Quando a luz tem sua polarização totalmente concentrada no plano de incidência, isto é polarização p , diz-se que a luz está linearmente polarizada. O fato é que esta onda, sendo polarizada linearmente e refletida por uma superfície espelhada não magnética, continua sempre oscilando no mesmo plano, devido às leis simples de reflexão.

John Kerr sabia deste fato, porém percebeu algo interessante em sua experiência. Pois, apesar de observar que a luz refletida pela superfície tem uma forte componente no plano de polarização original (polarização p) devido às leis de reflexão, Kerr observou também que existia uma componente polarizada no plano da superfície refletora (chamada de polarização s) e ortogonal à primeira. Kerr admitiu que estas duas componentes estavam em fase, de forma que uma simples adição vetorial resultaria em uma onda também linearmente polarizada, porém com seu plano de polarização girado em relação ao plano de polarização incidente. Este ângulo de rotação é conhecido como ângulo de Kerr e denotado por θ_k . O efeito Kerr trata desta rotação do plano de polarização da luz refletida quando comparada com a polarização de referência - a polarização incidente.

Entretanto, acontece que estas duas componentes não estão oscilando em fase e agora a polarização refletida não é mais linear e sim polarizada elipticamente [3.15]. A razão entre as amplitudes do campo elétrico em cada plano dá a excentricidade da elipse e será denotada por η_k .

Incidindo luz polarizada num filme ferromagnético podem-se observar três diferentes tipos de Efeito Kerr, isto porque existe uma diferença entre a sensibilidade dos efeitos relacionada com a componente da magnetização do filme. O Efeito Kerr longitudinal é sensível a componente paralela da

magnetização em relação à superfície do filme e ao plano de polarização da luz. O efeito sensível a componente paralela da magnetização em relação à superfície do filme, mas ortogonal ao plano de polarização, chama-se efeito Kerr transversal. Já o efeito devido a componente ortogonal da magnetização do filme chama-se efeito Kerr polar.

Uma representação gráfica destes efeitos é mostrada nas figuras 3.1, 3.2 e 3.3.

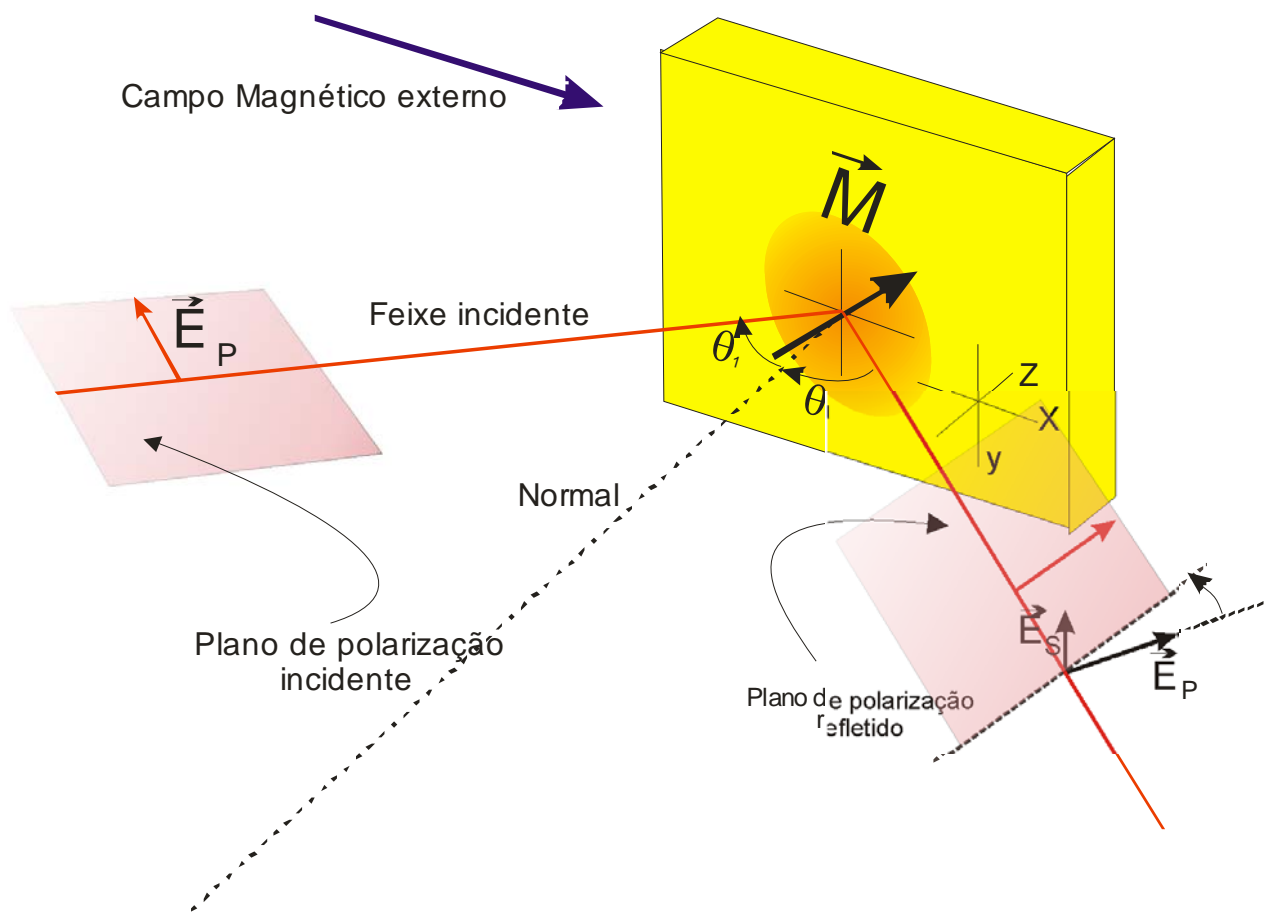


Figura 3.1 - Configuração do efeito Kerr longitudinal.

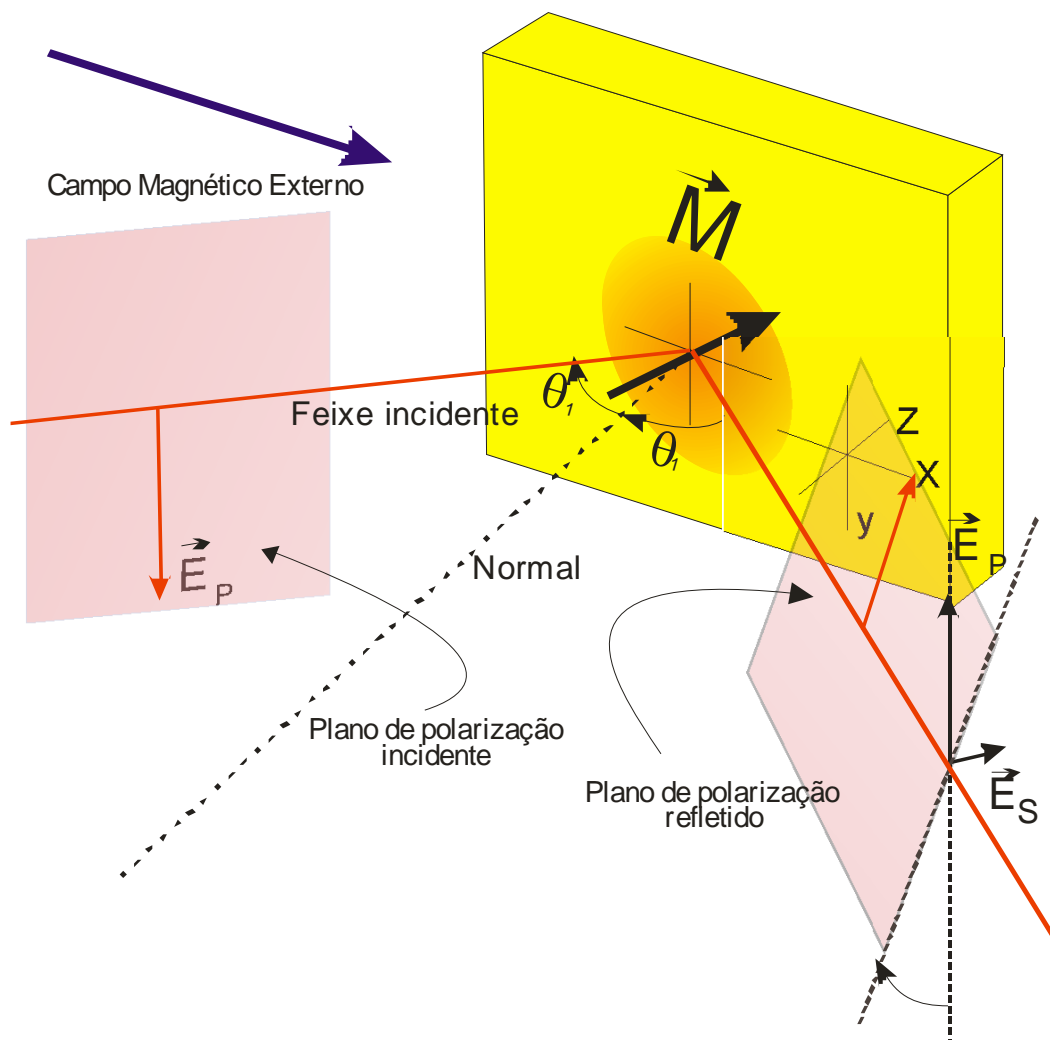


Figura 3.2 - Configuração do efeito Kerr transversal.

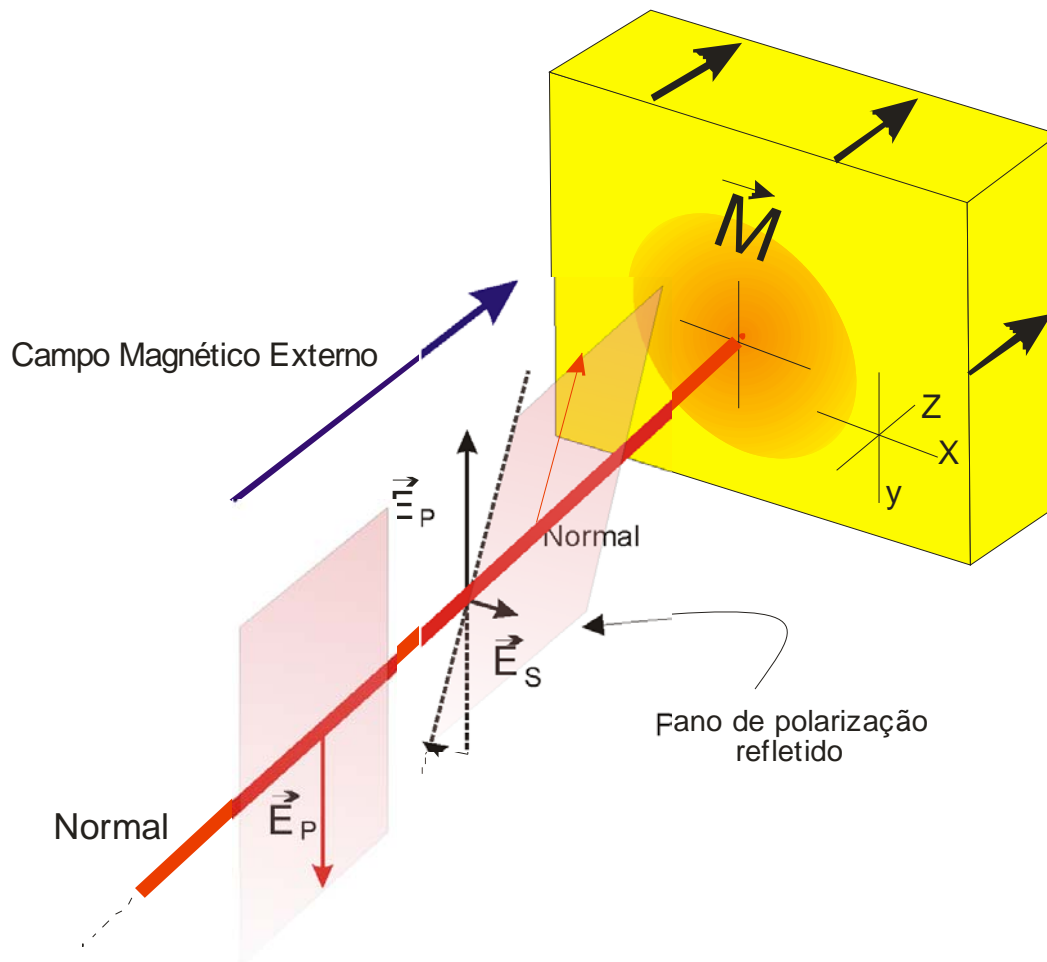


Figura 3.3 - Configuração do efeito Kerr polar.

Um tratamento do ponto de vista dos coeficientes de Fresnel pode ser abordado de agora em diante, e para isso é preciso primeiramente considerar o sistema de referência da figura 3.4, pois em geral os componentes da polarização

da luz incidente, em particular do campo elétrico, não coincidem com os eixos principais da magnetização do filme [3.13].

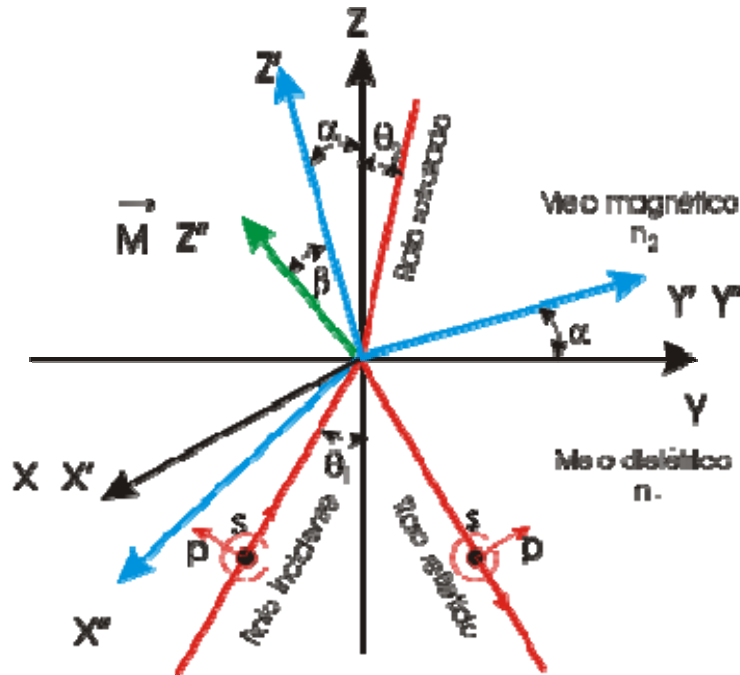


Figura 3.4 - Representação das duas rotações sofridas pelo sistema de referência $\hat{x} \hat{y} \hat{z}$ para alinhar sua direção \hat{z} com a direção do vetor magnetização do filme. A Figura também mostra as projeções da magnetização no novo sistema $\hat{x}'' \hat{y}'' \hat{z}''$.

O sistema de referência $\hat{x} \hat{y} \hat{z}$ na figura 3.4 é escolhido de tal forma a coincidir com as componentes do campo magnético externo aplicado ao filme. O sistema $\hat{x}'' \hat{y}'' \hat{z}''$ refere-se aos eixos da magnetização do filme nas configurações transversal, longitudinal e polar, respectivamente, que em princípio não coincidem com as superfícies e arestas do filme. Vale aqui salientar que nos casos em que a espessura do filme é menor que o comprimento de penetração da luz [3.16], o feixe passa refratado através da interface de separação filme/substrato, chegando

ao substrato e refletindo internamente no suporte do filme - o porta amostras – saindo novamente através do filme. Este fato contribui com resultados de efeitos magneto-ópticos sobrepostos relativos ao efeito Kerr e ao efeito Faraday, que agora estão ambos presentes. Nestas circunstâncias o experimento é chamado de SMOKE (Surface Magneto-Optical Kerr Effect) [3.13], [3.16], [3.17]. Este aspecto será abordado em uma seção mais à frente.

A correlação entre os sistemas de coordenadas se dá por intermédio da matriz

$$\begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} = T \begin{bmatrix} x'' \\ y'' \\ z'' \end{bmatrix} \quad (3.52)$$

$$T = \begin{bmatrix} \cos \beta & 0 & \text{sen } \beta \\ \text{sen} \alpha \text{sen} \beta & \cos \alpha & -\text{sen} \alpha \cos \beta \\ -\cos \alpha \text{sen} \beta & \text{sen} \beta & \cos \alpha \cos \beta \end{bmatrix} \quad (3.53)$$

Onde T é a matriz de transformação, α é o ângulo de rotação entre os sistemas $\hat{x} \hat{y} \hat{z}$ e o sistema intermediário $\hat{x}' \hat{y}' \hat{z}'$. β é o ângulo de rotação entre os sistemas $\hat{x}' \hat{y}' \hat{z}'$ e $\hat{x}'' \hat{y}'' \hat{z}''$. A rotação entre os sistemas se faz necessária para coincidir a direção \hat{z}'' com a direção do vetor magnetização do filme. A figura 3.4 mostra com detalhes esta rotação e as respectivas projeções do vetor magnetização no sistema $\hat{x}'' \hat{y}'' \hat{z}''$.

Na seção anterior foi definido o tensor permissividade elétrica $\vec{\epsilon}(\vec{M})$ em termos do sistema $\hat{x} \hat{y} \hat{z}$. Escrevendo este tensor no sistema $\hat{x}'' \hat{y}'' \hat{z}''$, utilizando a matriz de transformação de Euler, tem-se:

$$\vec{\mathcal{E}}(\vec{M}) = T^{-1} \vec{\mathcal{E}}''(\vec{M}) T \quad (3.54)$$

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_0 & -iQ(\vec{M})\varepsilon_0 \cos \alpha \cos \beta & -iQ(\vec{M})\varepsilon_0 \sin \alpha \cos \beta \\ iQ(\vec{M})\varepsilon_0 \cos \alpha \cos \beta & \varepsilon_0 & -iQ(\vec{M})\varepsilon_0 \sin \beta \\ iQ(\vec{M})\varepsilon_0 \sin \alpha \cos \beta & iQ(\vec{M})\varepsilon_0 \sin \beta & \varepsilon_0 \end{bmatrix} \quad (3.55)$$

De acordo com a figura 3.4 as componentes da magnetização no sistema $\hat{x}'' \hat{y}'' \hat{z}''$ são m_x , m_y e m_z , dividindo estas componentes pelo valor da magnetização de saturação teremos os co-senos diretores definindo o novo sistema.

$$m_x = \frac{M_x}{M_{\text{sat}}} = \sin \beta \quad (3.56)$$

$$m_y = \frac{M_y}{M_{\text{sat}}} = -\sin \alpha \cos \beta \quad (3.57)$$

$$m_z = \frac{M_z}{M_{\text{sat}}} = \cos \alpha \cos \beta \quad (3.58)$$

E assim o tensor permissividade elétrica para o efeito Kerr para uma configuração geral toma a forma:

$$\vec{\mathcal{E}}(\vec{M}) = \begin{bmatrix} \varepsilon_0 & -iQ(\vec{M})\varepsilon_0 m_z & iQ(\vec{M})\varepsilon_0 m_y \\ iQ(\vec{M})\varepsilon_0 m_z & \varepsilon_0 & -iQ(\vec{M})\varepsilon_0 m_x \\ -iQ(\vec{M})\varepsilon_0 m_y & iQ(\vec{M})\varepsilon_0 m_x & \varepsilon_0 \end{bmatrix} \quad (3.59)$$

Entendendo agora como se comporta o tensor $\vec{\epsilon}(\vec{M})$ após as rotações dos sistemas de coordenadas é possível determinar os coeficientes de Fresnel.

3.6 Os Coeficientes de Fresnel

Aqui será feita a distinção entre as regiões de observação do efeito Kerr. Nesta primeira análise será considerado o caso em que a espessura do filme é maior que o comprimento de penetração da luz [3.16].

Uma configuração simples para o experimento de Efeito Kerr consiste em passar um feixe de LASER através de um polarizador, fazendo-o refletir na amostra imersa no campo magnético. A luz refletida passa agora por um segundo polarizador (chamado de analisador) e é direcionada por espelhos a incidir num detector de luz.

Matematicamente, este feixe de luz incidente é representado por:

$$\vec{E}(\vec{r}, \vec{k}, t) = E_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{R} - \omega t)} \quad (3.60)$$

Este feixe ao passar por um polarizador definirá o plano de oscilação do campo elétrico (\vec{E}^i) da luz incidente. (O índice i significa incidente).

O polarizador está girado de um ângulo θ qualquer em relação a direção p, desta forma o campo elétrico incidente pode ser decomposto numa soma de dois campos elétricos oscilando em fase nas direções p e s.

$$\vec{E} = E_s^i \vec{s} + E_p^i \vec{p} \quad (3.61)$$

O feixe após ser refletido pela superfície do filme perde intensidade devido à parcela de luz refratada internamente - aqui são levadas em consideração as condições de contorno [3.18] para os campos elétrico e magnético na superfície do filme.

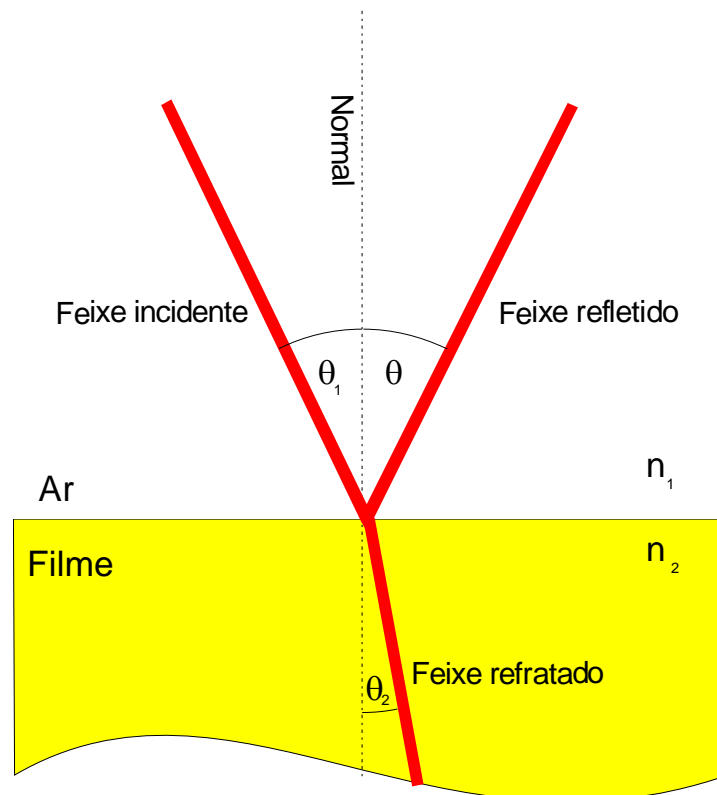


Figura 3.5 - Superfície de separação de meios.

As amplitudes dos feixes refletido e incidente nas polarizações p e s podem ser relacionadas através dos coeficientes de Fresnel,

$$\begin{bmatrix} E_p^r \\ E_s^r \end{bmatrix} = R \begin{bmatrix} E_p^i \\ E_s^i \end{bmatrix}, \quad (3.62)$$

onde

$$R = \begin{bmatrix} r_{pp} & r_{ps} \\ r_{sp} & r_{ss} \end{bmatrix}, \quad (3.63)$$

e os coeficientes são dados pela razão entre as amplitudes refletida e incidente em suas polarizações.

$$r_{pp} = \left[\frac{E_p^r}{E_p^i} \right] \quad (3.64)$$

$$r_{ps} = \left[\frac{E_p^r}{E_s^i} \right] \quad (3.65)$$

$$r_{ss} = \left[\frac{E_s^r}{E_s^i} \right] \quad (3.66)$$

$$r_{sp} = \left[\frac{E_s^r}{E_p^i} \right] \quad (3.67)$$

A onda refletida é então escrita na forma:

$$E_{r_p} = (r_{pp}E_{i_p} + r_{ps}E_{i_s})\vec{p} + (r_{sp}E_{i_p} + r_{ss}E_{i_s})\vec{s} \quad (3.68)$$

Os coeficientes da matriz de reflexão de Fresnel foram calculados por [3.13], [3.19], já em função do tensor permissividade elétrica no sistema de referência \hat{x} " \hat{y} " \hat{z} ", e são mostrados a seguir:

$$r_{pp} = \frac{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2} + \frac{2in_1n_2 \cos \theta_1 \sin \theta_2 m_x Q}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2} \quad (3.69)$$

$$r_{ss} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \quad (3.70)$$

$$r_{ps} = -\frac{in_1n_2 \cos \theta_1 (m_y \sin \theta_2 + m_z \cos \theta_2) Q}{\cos \theta_2 (n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2) (n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2)} \quad (3.71)$$

$$r_{sp} = -\frac{in_1n_2 \cos \theta_1 (m_y \sin \theta_2 - m_z \cos \theta_2) Q}{\cos \theta_2 (n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2) (n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2)} \quad (3.72)$$

Uma análise destas expressões mostra que as componentes m_y e m_z que são responsáveis pelos efeitos Kerr nas configurações longitudinal e polar aparecem nos coeficientes r_{ps} e r_{sp} . Concluindo que sempre serão, ambos efeitos, observados simultaneamente, tendo como única possibilidade de contemplar somente o efeito polar, a incidência normal do feixe de luz sobre o filme, o que equivale fazer $\theta_1 = \theta_2 = 0$ na expressão. O efeito Kerr Transversal só depende de r_{pp} e r_{ss} , não depende da magnetização.

3.7 Surface Magneto-Optical Kerr Effect (SMOKE)

Os próximos parágrafos se referem ao cálculo dos coeficientes de Fresnel, mas agora para uma região na qual a espessura do filme é menor que o comprimento de penetração da luz. Nestas condições o efeito é conhecido como SMOKE (“Surface Magneto-Optical Kerr Effect”) [3.20], [3.21], [3.22]. O grande interesse por este tipo de investigação deriva do recente crescimento e comercialização de dispositivos de armazenamento de informações de alta densidade, mais especificamente no sistema de leitura, no qual são usadas multicamadas magnéticas. A técnica SMOKE começou a ser usada em 1985 num primeiro experimento, investigando filmes de Ferro crescidos epitaxialmente em substrato de Ouro (direção [100]) [3.21].

Esta técnica foi a mais utilizada nas primeiras investigações desta tese por se ter disponível uma série de amostras de filmes ultrafinos de Permalloy sobre Cobre, crescidos em substrato de vidro.

Para o entendimento do SMOKE é preciso considerar a Figura 3.6.

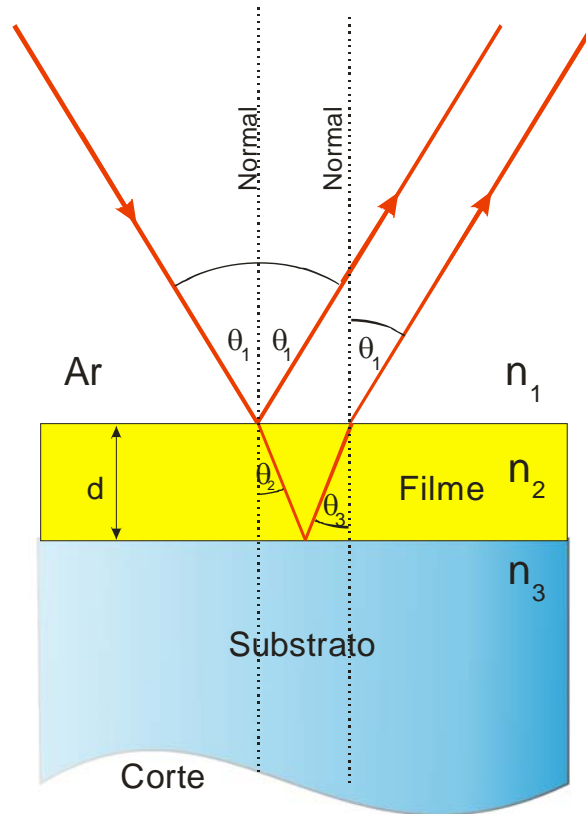


Figura 3.6 - Reflexão da luz no substrato em um único filme ultrafino.

Neste regime de espessuras existe uma reflexão interna devido a interface filme substrato que contribui com uma parcela de efeito Faraday durante sua propagação através do filme e que deve ser levada em consideração. O feixe refletido possui então uma superposição de efeitos Kerr e Faraday. A interferência do substrato pode gerar variação da intensidade do feixe refletido, proporcionalmente a distância que o feixe refratado adentra no filme ou ainda gerar padrões de interferência. O cálculo dos coeficientes de Fresnel para este sistema consiste em aplicar as equações de Maxwell e satisfazer as condições de

contorno nas interfaces ar/filme e filme/substrato, tantas vezes quanto o número de camadas da amostra no qual o feixe de luz penetra.

Este problema foi resolvido por J. Zak, E. R. Moog, C. Liu e S.D. Bader considerando $m_x = 0$ e fazendo algumas aproximações [3.25].

Os coeficientes encontrados são:

$$r_{pp} = \frac{n_3 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_3 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2} \quad (3.73)$$

$$r_{ss} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_3 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_3 \cos \theta_2} \quad (3.74)$$

$$r_{ps} = -\frac{4\pi}{\lambda} \frac{n_1 d \cos \theta_1 (\cos \theta_2 n_2^2 m_z - n_3 n_1 \sin \theta_1 m_y) Q}{(n_1 \cos \theta_1 + n_3 \cos \theta_2)(n_3 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2)} \quad (3.75)$$

$$r_{sp} = -\frac{4\pi}{\lambda} \frac{n_1 d \cos \theta_1 (\cos \theta_2 n_2^2 m_z + n_3 n_1 \sin \theta_1 m_y) Q}{(n_1 \cos \theta_1 + n_3 \cos \theta_2)(n_3 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2)} \quad (3.76)$$

Nestas equações n_1, n_2 e n_3 são os índices de refração do ar, do filme e do substrato, respectivamente. E θ_1 e θ_2 , que são iguais, são os ângulos de refração e reflexão dentro do filme, com d sendo a espessura do filme e λ o comprimento de onda da luz incidente.

Apesar dos coeficientes serem agora funções da espessura do filme e do índice de refração do substrato, as dependências com a constante magneto-óptica dos elementos da matriz são semelhantes para o caso visto anteriormente.

Como mais uma informação útil, o ângulo de rotação Kerr e a excentricidade Kerr podem ser obtidos pelas seguintes relações [3.19].

$$\theta_{Kp} = -\operatorname{Re}\left(\frac{r_{sp}}{r_{pp}}\right) \quad (3.77)$$

$$\theta_{Ks} = \operatorname{Re}\left(\frac{r_{ps}}{r_{ss}}\right) \quad (3.78)$$

$$\eta_{Kp} = \operatorname{Im}\left(\frac{r_{sp}}{r_{pp}}\right) \quad (3.79)$$

$$\eta_{Ks} = \operatorname{Im}\left(\frac{r_{ps}}{r_{ss}}\right) \quad (3.80)$$

No entanto, nesta tese, o interesse maior é extrair das curvas de histerese magnética dos filmes analisados os valores relevantes como magnetização de saturação, magnetização remanente, os respectivos campos de saturação e coercivo encontrados na investigação de multicamadas magnéticas. A técnica implementada será ainda mais valiosa na investigação qualitativa dos filmes e multicamadas magnéticas crescidas por “sputtering” a primeira técnica de deposição implementada e operante no Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos deste departamento.

3.8 Referências

- [3.1] M. Faraday, Trans. Roy. Soc. (London) 5, 592 (1846).
- [3.2] MAXWEL, J. C., A treatise on Electricity and Magnetism. Oxford: Clarendon Press, (1873), vol II, cap. XXI.
- [3.3] J. Kerr, Philos. Mag. 3, 339 (1877).
- [3.4] J. Kerr, Philos. Mag. 5, 161 (1878).
- [3.5] M. J. Freiser, IEEE Trans. Magn. Mag. 4, no 2, 152 (1968).
- [3.6] PINHEIRO, F. A. ; SAMPAIO, Luiz Carlos . Introdução ao Efeito Faraday - Uma Abordagem Macroscópica 1999 (Texto Utilizado na II Escola de Magnetismo Jorge André Swieca - 1999).
- [3.7] P. N Argyres, Phys. Rev. V 97, n. 334 (1955).
- [3.8] BORN, Max, WOLF, Emil. Principles of optics. 6ª ed. Ed. Cambridge University Press 1980 cap.XIV.
- [3.9] LANDAU, L. D., LIFSHITZ E. M., Electrodynamics of condensed matter. Ed. Pergamon, New York, (1960).
- [3.10] G. S. Krinchik, G. M. Nurmukhamedov, Sov. Phys. JETP 20, 520 (1965).
- [3.11] L. D. Landau, E. M. Lifshitz, Teoria de campo. Ed. Mir Moscou (1980).
- [3.12] CARVALHO, Hugo Bonette de, O Magnetômetro a efeito Kerr e o filme fino de Co/Si; Dissertação de mestrado.(mestre em Física) Universidade Estadual de Campinas. 2002.
- [3.13] Z. J. Yang, M. R. Scheinfein, J. Appl. Phys. 74, 6810 (1993).
- [3.14] Y. M. Agranovich, V. L. Ginzburg, Spatial Dispersion in Crystal Optics and The theory of excitons (Interscience, London, 1966).
- [3.15] FALICOV, L.M Optical properties of magnetic surface, in interfaces, thin film, overlays and superlattices, Braz. J. Phys. 23,153 (1993).
- [3.16] BORN, Max, WOLF, Emil. Principles of optics 6ª ed. EdCambridge

University Press 1980 cap.XIII.

- [3.17] TUFAILE Adriana. P. B., O magnetômetro a efeito Kerr em baixas temperatura e o filme amorfo de Dy-Co (Tese de Mestrado, Instituto de Física, USP, 1996).
- [3.18] JACKSON, J. D.. Classical electrodynamics 3^a ed. Ed. John Wiley & Sons, Inc. Cap I.
- [3.19] METZGER, G., PLUVINAGE, P., TORGUET, R. Terms linéaires et quadratiques dans l'effect magnéto-optique de Kerr, Ann. Phy.s. 10, 5((1965).
- [3.20] Z. Q. Qiu, S. D. Bader, J. Mag. Mag. Mat. 200, 664 (1999).
- [3.21] Z. Q. Qiu and S. D. Bader, Rev. Sci. Instrum. 71, no 3, 1243
- [3.22] E.R. Moog and S. D. Bader, Superlattices microstruct. 1, 543 (1985)
- [3.23] S. D. Bader, SMOKE J. Mag. Mag. Mat. 100, (1991). 440-454
- [3.24] R. P. Hunt, J. Appl. Phys. 38, 1652 (1967).
- [3.25] J. Zak, E. R. Moog, C. Liu, S. D. Bader, Phys. Rev B 43, 6423 (1991).
- [3.26] YOU, Chun-Yeol, SHIN, Sung-Chul. J. Mag. Mag. Mat. 198 573-577, (1999).

Capítulo 4

O MAGNETÔMETRO

4.1 Introdução

Foram mostrados nos capítulos anteriores os aspectos históricos e teóricos do efeito Kerr. Agora, neste capítulo, serão abordados os aspectos de montagem do aparato experimental. Serão também mostrados os gráficos obtidos em uma série de amostras medidas, finalizando com as conclusões a respeito de todo o processo de montagem. O capítulo é dedicado à explanação do que vem a ser o magnetômetro de efeito Kerr magneto-óptico e, especificamente, a construção deste Magnetômetro no Departamento de Física Teórica e Experimental da UFRN.

4.2 O Magnetômetro de Efeito Kerr Magneto-Óptico

A técnica de investigar as propriedades magnéticas de filmes finos e ultrafinos mais utilizada atualmente é a magnetometria por efeito Kerr. Logo, possuir um aparato desses é relevante para um laboratório de magnetismo.

As vantagens de se utilizar um magnetômetro destes para investigar filmes reside no fato de ser um equipamento simples e muito eficiente para uma

caracterização rápida de amostras no regime nanométrico. Amostras estas que tem muito pouco material depositado em sua face (algumas dezenas de camadas de átomos). O aparato experimental, em um arranjo muito simples, para a obtenção de uma curva de histerese de um filme fino é mostrado na Figura 4.1.

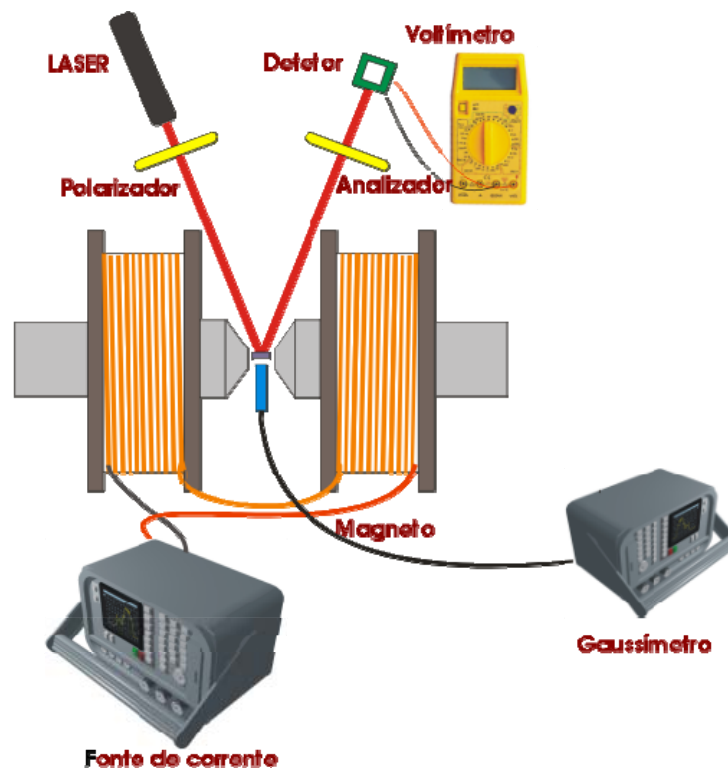


Figura 4.1 - Configuração mínima para observar o efeito Kerr.

Passando um feixe luz monocromática através de um polarizador e fazendo-o incidir em uma amostra magnetizada dentro de um campo magnético uniforme, pode-se analisar o feixe de luz refletido pela amostra e que passa por um segundo polarizador incidindo em um detector de luz. A luz, ao incidir neste detector gera uma diferença de potencial (ddp) que pode ser medida por um

voltímetro. Medindo simultaneamente o campo magnético com um Gaussímetro, pode-se traçar um gráfico gerado pelas ddp's referentes à intensidade relativa de luz versus o respectivo campo magnético aplicado, obtendo assim a curva de histerese característica dessa amostra. Uma montagem deste tipo é suficiente para obtenção de uma curva de histerese de um filme ferromagnético. Porém, a técnica de aquisição de sinais deu um salto muito grande desde John Kerr. Atualmente, através de placas conversoras analógico-digitais acopladas a computadores que automatizam todo o experimento.

Na investigação de filmes finos e ultrafinos existe uma forte tendência do experimento sofrer interferências externas devido a ruídos mecânicos, ondas sonoras, luz ambiente, oscilações na rede elétrica, entre outras. A sensibilidade dos aparelhos de suporte envolvidos no experimento, além de amplificar os valores de tensão devido aos sinais do efeito Kerr, geralmente amplificam também os ruídos gerados pelas fontes externas, fornecendo uma interpretação errada da experiência e diminuindo assim a eficiência da técnica de investigação. Com a diminuição da espessura dos filmes, há um aumento considerável da vulnerabilidade do equipamento de medida com respeito a estes ruídos. Para evitar as interferências externas, é comum em magneto-óptica, fazer uma aquisição de sinais baseada na detecção em fase. Corresponde a modular o sinal, mecânica ou eletricamente, através de dispositivos externos e captar apenas o sinal vindo dos detectores que estão em fase com a modulação feita inicialmente. Qualquer sinal externo é amortecido e filtrado pelo equipamento melhorando a relação sinal / ruído. Este aparelho é conhecido como "lock-in" e é um aparelho indispensável em sistemas de medição vulneráveis a ruídos. Na última fase de montagem foi incorporado um destes equipamentos.

O magnetômetro de efeito Kerr montado consiste de um LASER de Helio - Neônio de 1,0 mW de potência operando na faixa do visível (vermelho) com

comprimento de onda igual a 632,8 nm fabricado pela Phywe. Os polarizadores são do laboratório de ensino e também do mesmo fabricante do LASER.

Um sistema de lentes tirado de uma máquina fotográfica antiga da KODAC é utilizado para focalizar o feixe no filme em análise. O foco é ajustável e varia entre 40,5 e 33,4 mm. Uma outra lente de foco fixo (100,0 mm) é utilizada para colimar o feixe após a reflexão no filme. Dois espelhos, montados em uma base móvel conhecida como $\theta - \phi$ que ajustam o feixe na direção do detector. A detecção do sinal é feita por um detector de Silício com 16 mm² de área, o que reduz a região afetada por ruídos devido a variações de intensidade de luz no aparato. A modulação do LASER é feita mecanicamente através de um obturador mecânico, um “chopper” da Stanford Research Systems modelo SR540, operando na frequência de 500 Hz.

O porta-amostra foi confeccionado em nylon industrial “tecnyl” e possui uma haste em alumínio acoplada a um goniômetro. Na haste é fixado o filme por intermédio de fita dupla face. Este sistema está montado em cima de uma mesa com x-y-z, que dá margem a possíveis ajustes da amostra dentro do campo magnético. As amostras são cortadas em formato quadrado de no máximo 3,5 mm de lado ou ainda podem ser usadas amostras em formato circular de 5 mm de diâmetro. Estas são as maiores dimensões para estas amostras, no entanto, amostras maiores também podem ser medidas, mas ficam fora do goniômetro.

O campo magnético externo é gerado por um pequeno eletroímã obtido no laboratório de ensino, que pode atingir 3,0 kOe com uma abertura máxima de pólos de 6,0 mm. Nesta fase não foi usado o eletroímã descrito no capítulo 1. Como os filmes de Permalloy, usados em maioria nesta tese, possuem campo de saturação em torno de 50 Oe, decidiu-se abrir os pólos em 20,0 mm, feito isso foi possível diminuir o ângulo de incidência de LASER em relação à superfície do filme, melhorando o sinal Kerr.. Esse eletroímã é acionado por uma fonte de

corrente (capítulo 1) construída no LNLS e seu controle via computador é feito através de uma placa conversora Digital Analógica modelo CAD12/36B da Lynxtec. O valor em tensão enviado a fonte pelo computador é convertido em corrente elétrica para o eletroímã na proporção de 1/1. A aquisição do valor do campo magnético é feita por intermédio de um sensor Hall localizado muito próximo à amostra e está conectada a um gaussímetro da Sypris modelo 7010. O “lock-in” utilizado é o modelo SR510 da Stanford Research Systems, e seu canal de referencia está conectado ao canal de frequência do “chopper”. Um multímetro da Agilente (antiga Hewlett-Packard) modelo 34401A, possuidor de conexão GPIB, faz a interface do “lock-in” com o computador. O software de aquisição de dados foi escrito na linguagem VeePro da Agilent Technologies, que utiliza ao invés de linhas de comando, diagramação em blocos de comandos, um “software” semelhante ao LabView.

Todo o sistema está montado em cima de uma chapa de aço de 5,0 mm de espessura, apoiada sobre uma mesa robusta pesando 150,0 kg o que evita a maioria dos ruídos mecânicos gerados no laboratório. O sistema pode ser visualizado nas Figuras 4.1 e 4.2 onde se apresenta o equipamento montado.

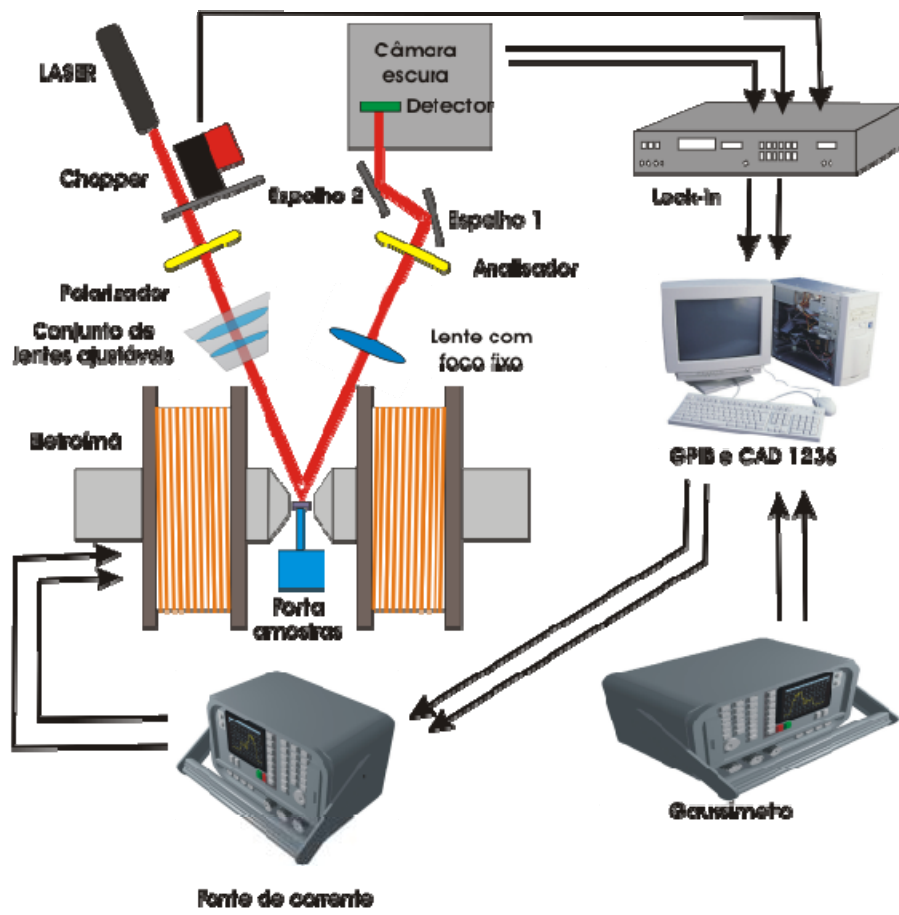


Figura 4.2 - Configuração do aparato experimental para medidas de Efeito Kerr Magneto-Óptico em filmes finos.



Figura 4.3 – Fotografia da montagem do MOKE.

4.3 Os Filmes Investigados

As amostras utilizadas nesta tese para medidas preliminares e para o teste do magnetômetro foram conseguidas em parceria com o Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco, em especial com a colaboração do Professor Antonio Azevedo. As amostras foram crescidas pelo método de *sputtering* (método explanado no capítulo 3) com espessuras inferiores a 150,0 Å. Estes filmes, em sua maioria, são formados de uma camada de $\text{Fe}_{0,19}\text{Ni}_{0,81}$ (Permalloy), crescidos sobre substrato de vidro. Nesta proporção, a liga tem uma estrutura cristalina cúbica de face centrada (fcc) [4.4] e chama-se Permalloy, sendo de grande utilidade na construção de sensores magnéticos. Devido a estequiometria de sua composição, a anisotropia magnética associada a sua rede cristalina é anulada, fazendo sua permeabilidade magnética relativa chegar a

cinco ordens de grandeza quando comparada a do vácuo e contribui baixando seu campo coercivo para algumas dezenas de oersteds [4.5]. Em resumo, o Permalloy é uma liga projetada para ser um material considerado mole do ponto de vista magnético.

Dois dos filmes de Permalloy utilizados são crescidos sobre substrato de vidro e suas espessuras são 145,8 Å e 97,0 Å. Algumas das amostras foram feitas em bicamadas de Permalloy e Cobre na qual a soma das espessuras de cada camada é igual a 100,0 Å. Estas amostras fazem parte de uma série destinada a medidas de magnetoresistência anisotrópica e foram crescidas em substrato de vidro. Todas estas amostras foram crescidas com a presença de um campo magnético externo de algumas dezenas de oersteds, com o propósito de gerar uma anisotropia uniaxial nas camadas depositadas.

Uma outra amostra de Fe/Cr/Fe também foi usada na calibração do MOKE. O grande interesse por esta tricamada metálica magnética deve-se ao fato de estarem acopladas anti-ferromagneticamente. Esta amostra foi crescida pelo método de evaporação catódica no laboratório da IBM- Almaden (USA) pelo Dr. S.S. Parkin e gentilmente cedida pelo Departamento de Física da UFPE [4.6]

4.4 O Processo de Medida

O alinhamento do feixe do LASER para a medida neste MOKE é uma tarefa que precisa ser refeita a cada rotação efetuada no goniômetro. Isto não impede, entretanto, que se obtenha boas curvas em pouco tempo. Por exemplo, obter três curvas de histerese de um filme de Permalloy com 90,0 Å de espessura, variando-se sua posição angular de 45°, leva em torno de 15 minutos. Já com uma amostra de 40,0 Å esse tempo pode dobrar, pois se torna mais minuciosa a técnica de

focalização do feixe na amostra, além de se tornar uma medida mais sensível a ruídos, apesar do uso do “lock-in”. Ainda assim, pode ser considerada uma medida rápida.

Após colocar a amostra no suporte, direciona-se o LASER através do *chopper* e do conjunto de lentes, fazendo-o incidir no filme a ser analisado. O feixe refletido passa pela segunda lente, localizada a 100,0 mm da amostra, sendo colimado. Este feixe incide nos espelhos que, por sua vez, o direcionam para o detector. O passo seguinte é cruzar os polarizadores de 90° de tal forma a minimizar a diferença de potencial medida no detector com o campo magnético nulo. Fica assim determinado o ponto de referência para observar a rotação Kerr.

No capítulo 3, foi mostrado que as componentes do campo elétrico da luz refletida oscilam em dois planos diferentes e ortogonais entre si. Tratando das direções de polarização, a primeira componente do campo elétrico da luz refletida possui polarização tipo p, isto é, oscila no mesmo plano do campo elétrico inicial, com intensidade de luz muito próxima a original. A outra componente, com polarização s, oscila no plano paralelo à superfície da amostra, porém perpendicular à polarização p e defasada da mesma, gerando um feixe refletido com polarização elíptica.

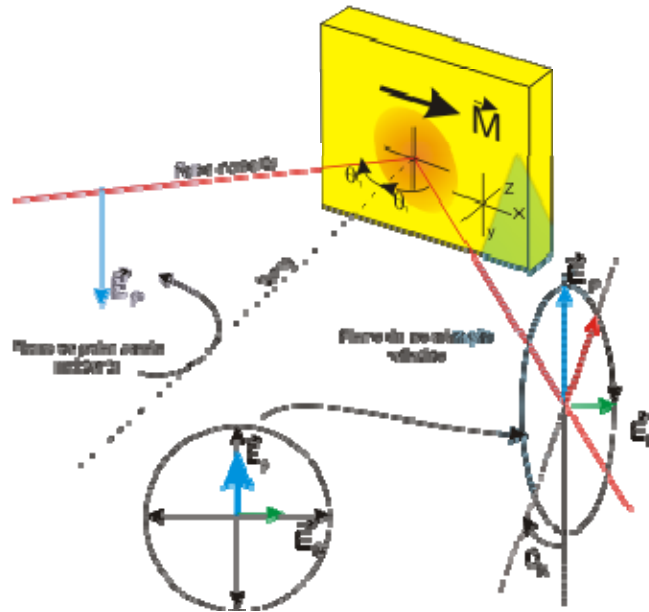


Figura 4.4 – Representação dos planos de polarização da luz refletida.

O procedimento de cruzar os polarizadores significa, portanto, selecionar somente a polarização s como parâmetro na obtenção da curva de histerese. Este foi o procedimento utilizado em todas as medidas efetuadas. Nesta configuração, todos os sinais de intensidade de luz obtidos são medidos para a polarização s.

Como a intensidade do sinal medido é proporcional ao quadrado do campo elétrico do feixe de LASER refletido pela amostra, na ausência do campo magnético do eletroímã, a diferença de potencial medida no detector deve ser muito próxima ou igual a zero. No entanto, ao se aplicar o campo magnético no filme, o efeito Kerr gira o plano de oscilação do campo elétrico do feixe refletido e, desta forma, tem-se a componente s do vetor campo elétrico ultrapassando o analisador e provocando, na saída do detector, uma diferença de potencial proporcional à intensidade de luz. Para maximizar a relação sinal ruído, antes de iniciar a medida, é feita uma varredura de campo magnético no eletroímã, até um

valor superior ao valor do campo de saturação magnética da amostra. Nas medidas realizadas com filmes de Permalloy foram usados os valores de -300,0 Oe e 300,0 Oe para os limites, inferior e superior da varredura de campo. Na medida feita na tricamada Fe/Cr/Fe utilizou-se os valores de -2,0 kOe a 2,0 kOe para os limites, visto que não era possível atingir o campo de saturação da amostra com este eletroímã e que o resultado da medida já era suficiente para mostrar o acoplamento antiferromagnético da tricamada.

Após todo este procedimento, basta procurar agora a fase do sinal modulado e configurar a sensibilidade de leitura no “lock-in”.

Na primeira etapa de construção do MOKE não foi utilizado o “lock-in”. A leitura do detector era efetuada diretamente do multímetro 34401A, porém era raro observar uma curva de histerese significativa. Um gráfico obtido nesta configuração é mostrado na Figura 4.4 na próxima seção. Os demais gráficos apresentados foram obtidos com o uso do “lock-in”.

4.5 Resultados Experimentais

Uma das primeiras medidas de MOKE feita durante este trabalho é apresentada na Figura 4.4. O gráfico da Figura 4.4 mostra a curva de histerese obtida para um filme fino de Permalloy de 145,8 Å crescido pela técnica de “sputtering” sobre substrato de vidro. A medida foi efetuada colocando-se a amostra com uma orientação qualquer do vetor magnetização em relação ao eixo de orientação do campo magnético externo.

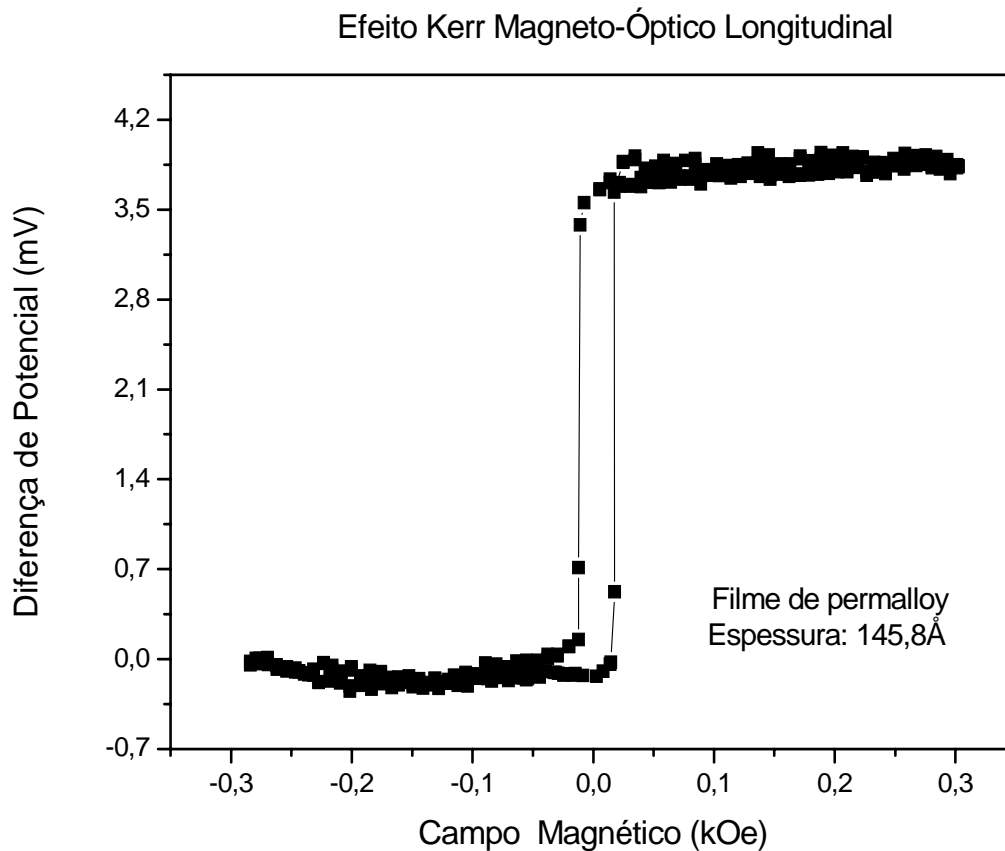


Figura 4.5 - Primeira curva obtida no magnetômetro MOKE do DFTE. Curva característica do eixo fácil do filme. A configuração utilizada não fez uso do “lock-in”.

Observe no gráfico o valor do campo de saturação magnética em torno de 50,0 Oe, e o campo coercivo em torno de 10,0 Oe, valores característicos das amostras de Permalloy. Note ainda que a medida está sendo feita próxima ao eixo

fácil do material. O gráfico foi obtido fazendo-se apenas a leitura do fotosensor diretamente com o multímetro HP sem o uso do “chopper” e do “lock-in”. O eixo das ordenadas no gráfico representa a intensidade da luz incidente no fotosensor e esta diretamente relacionada com a magnetização da amostra. Observe que entre um pico e outro, a diferença de potencial é de aproximadamente 4,0 milivolts (mV), um valor sutil de variação da tensão que sem o uso do equipamento adequado (“chopper” e “lock-in”) pode ser mascarado por ruídos. O mesmo eixo, porém não dá uma informação que quantifique a medida, como por exemplo, o valor da magnetização por grama de substância num magnetômetro VSM, e, por isso é geralmente normalizado nas medidas de efeito Kerr com o propósito de se fazer comparações com outras medidas. Nos demais gráficos, obtidos por este MOKE, será adotado este procedimento.

Os gráficos apresentados a seguir referem-se a uma seqüência de medidas efetuadas em dois tipos de filmes de Permalloy crescidos sobre uma camada de Cobre e sobre o substrato de vidro na presença de campo magnético de alguns Oe. As espessuras das camadas de Cobre são as mesmas e medem 40,0 Å, já as espessuras da camada de Permalloy medem 48,6 Å e 97,2 Å.

Nos três gráficos das figuras 4.5, 4.6 e 4.7 pode-se observar claramente o comportamento da curva de magnetização com a rotação da amostra dentro do campo magnético externo. Ficando fácil identificar os eixos de magnetização da amostra. Podem-se ainda identificar os valores dos campos de saturação de 50,0 Oe e o campo coercitivo em torno de 10,0 Oe.

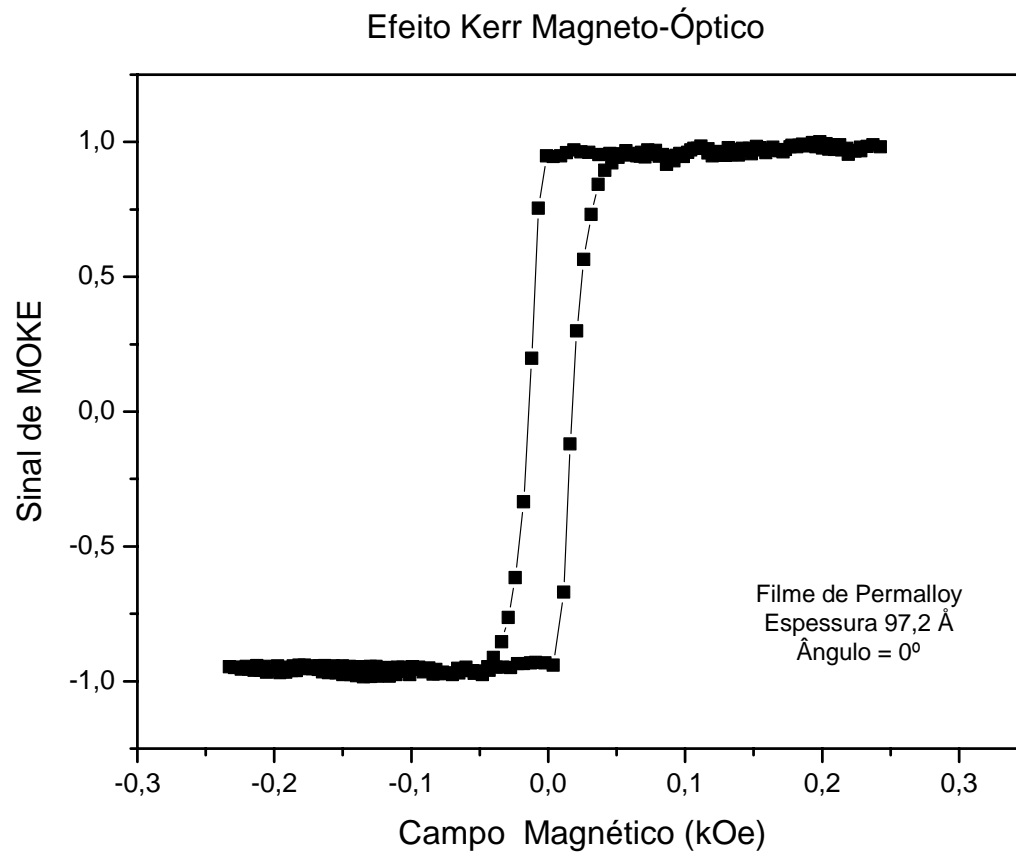


Figura 4.6 - Curva de histerese obtida por efeito Kerr em uma bicamada Cu(40,0 Å)/Py(97,2 Å).

Efeito Kerr Magneto-Óptico

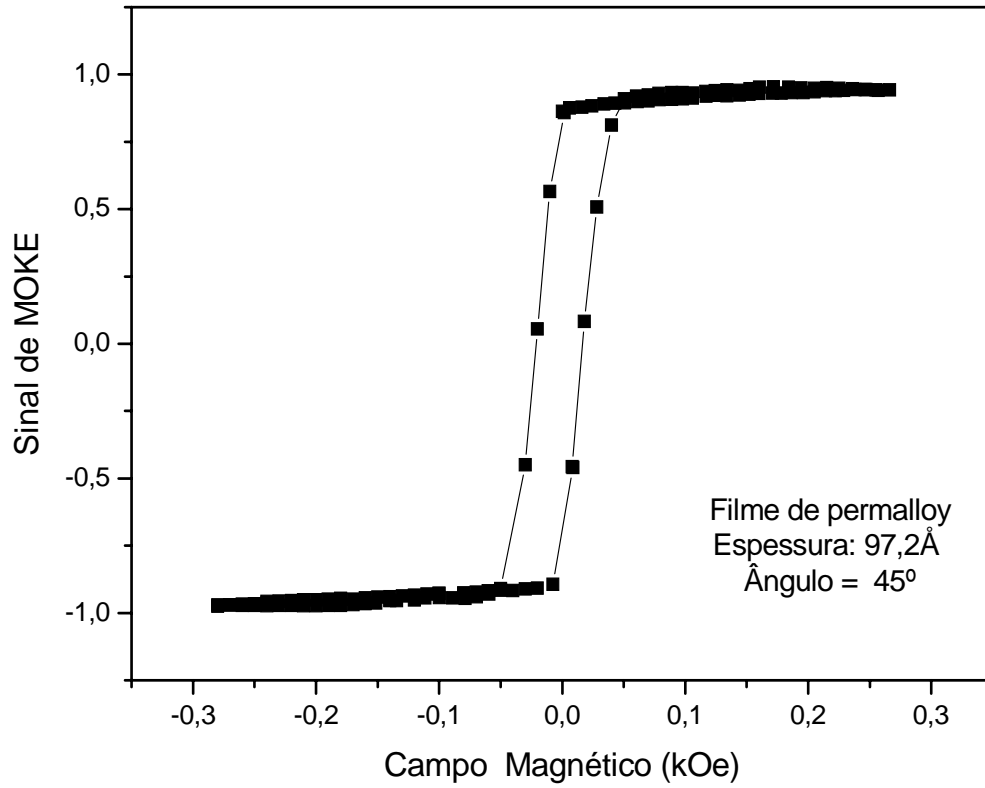


Figura 4.7 - Curva de histerese obtida por efeito Kerr em uma bicamada Cu(40,0 Å)/Py(97,2 Å).

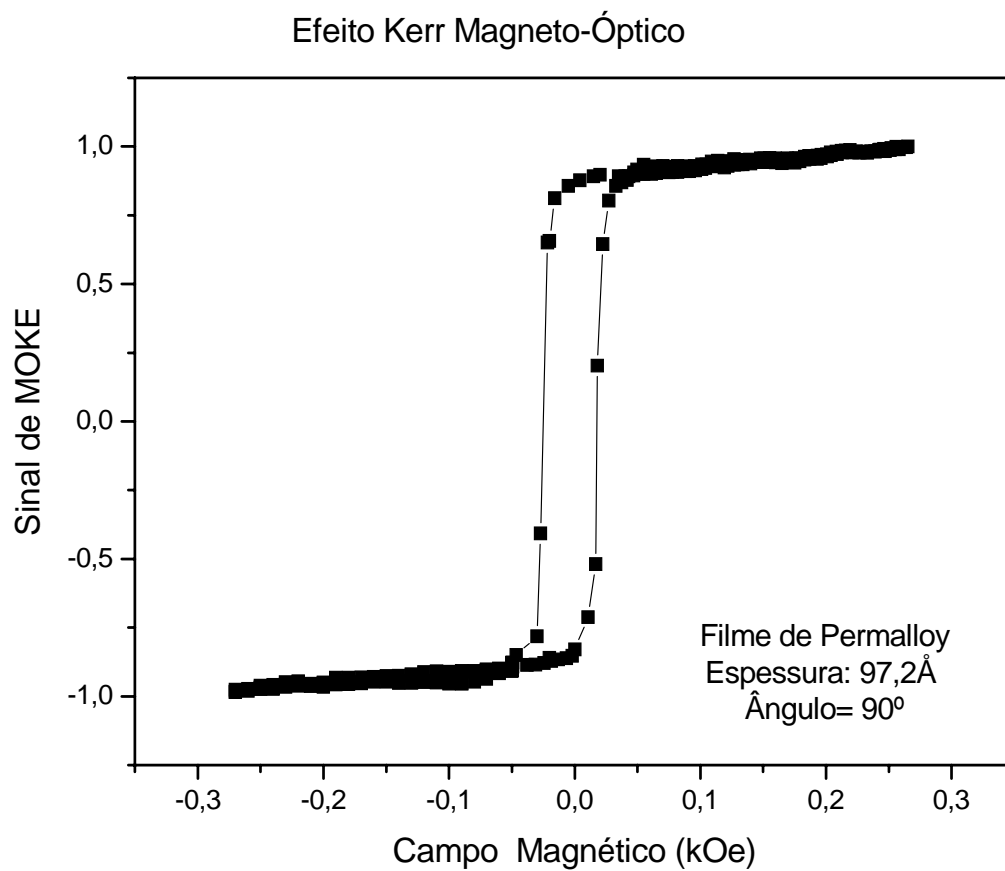


Figura 4.8 - Curva de histerese obtida por efeito Kerr em uma bicamada Cu(40,0 Å)/Py(97,2 Å).

As figuras 4.8 e 4.9 a seguir apresentam as medidas efetuadas na bicamada Cu(40Å)/Py(48,6 Å).

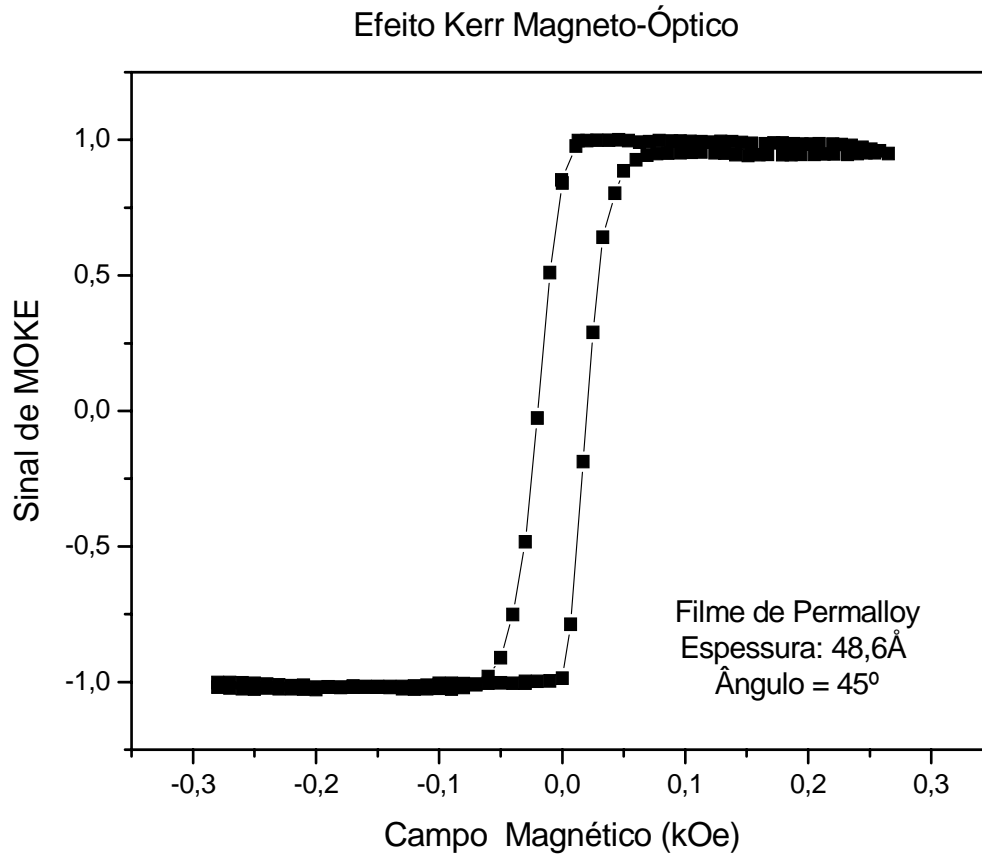


Figura 4.9 - Curva de histerese obtida por efeito Kerr em uma bicamada Cu(40,0 Å)/Py(97 Å).

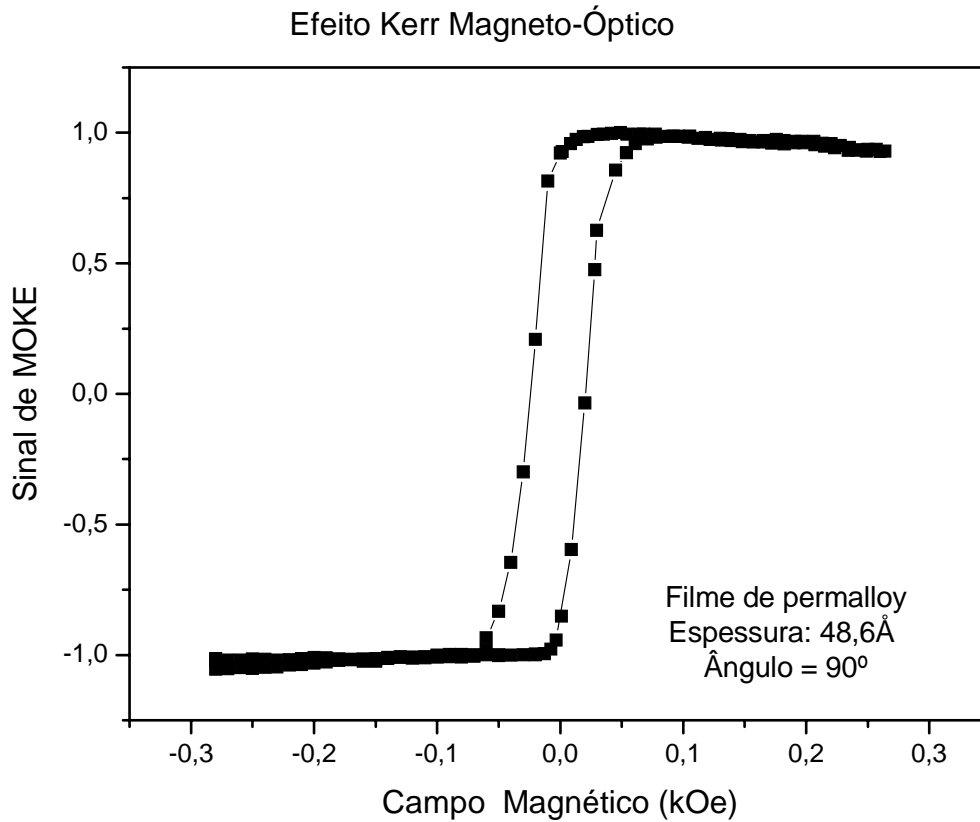


Figura 4.10 - Curva de histerese obtida por efeito Kerr em uma bicamada Cu(40,0 Å)/Py(48,6 Å).

O comportamento da curva de magnetização em relação à rotação da amostra dentro do campo magnético externo é semelhante ao da amostra anterior. E da mesma forma pode-se identificar os valores dos campos de saturação e coercividade que valem 50,0 Oe e 10,0 Oe, respectivamente.

Os gráficos apresentados a seguir referem-se a uma seqüência de medidas efetuadas na serie de filmes de Permalloy crescidos também sobre uma camada de cobre e sobre o substrato de vidro. Porém, as espessuras das camadas, agora

variam de 10,0 em 10,0 Å, de tal forma que a espessura final da bicamada seja igual a 100,0 Å. Enquanto a camada de Permalloy diminui 10,0 Å, a camada de Cobre aumenta de um valor igual. Um esquema das espessuras é mostrado na Figura 4.11.

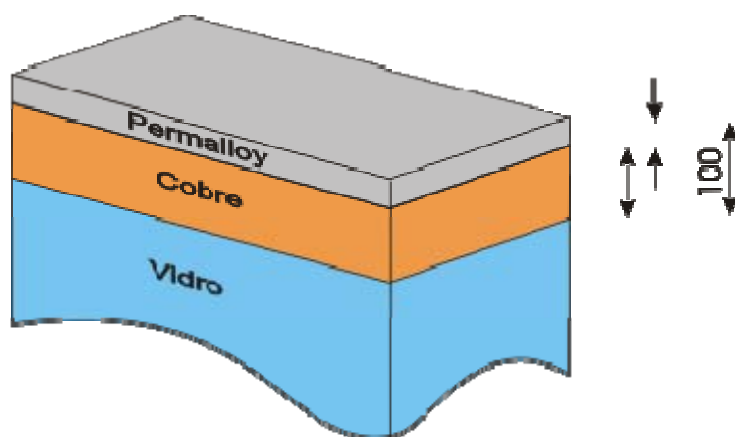


Figura 4.11- Esquema das espessuras dos filmes de Cu/Py..

Foram escolhidas dentre as varias medidas, apenas algumas curvas representativas das amostras cujas espessuras da camada de Permalloy são 80,0 Å, 60,0 Å, 40,0 Å, e 20,0 Å.

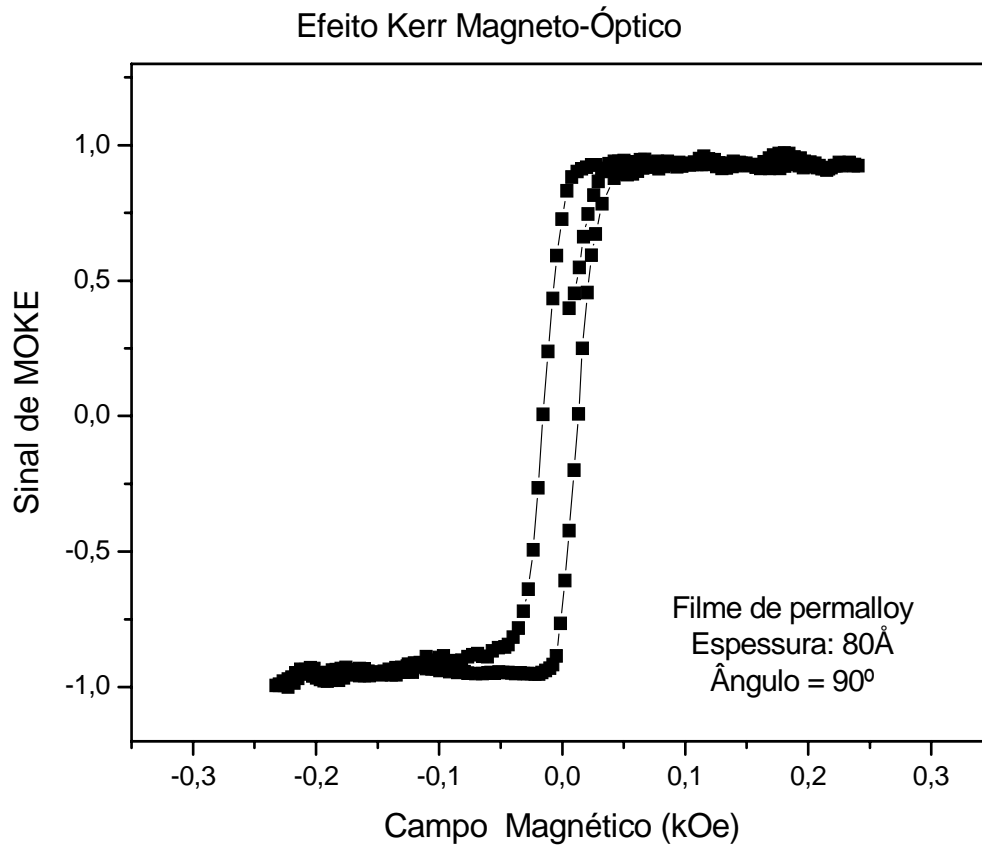


Figura 4.12 - Curva de histerese obtida por efeito Kerr em uma bicamada Cu(20,0)/Py(80,0).

No gráfico da Figura 4.11 pode-se identificar o valor do campo de saturação que vale 50,0 Oe e o campo coercivo de 10,0 Oe. A inclinação da curva indica que existe um eixo duro no filme.

Efeito Kerr Magneto-Óptico

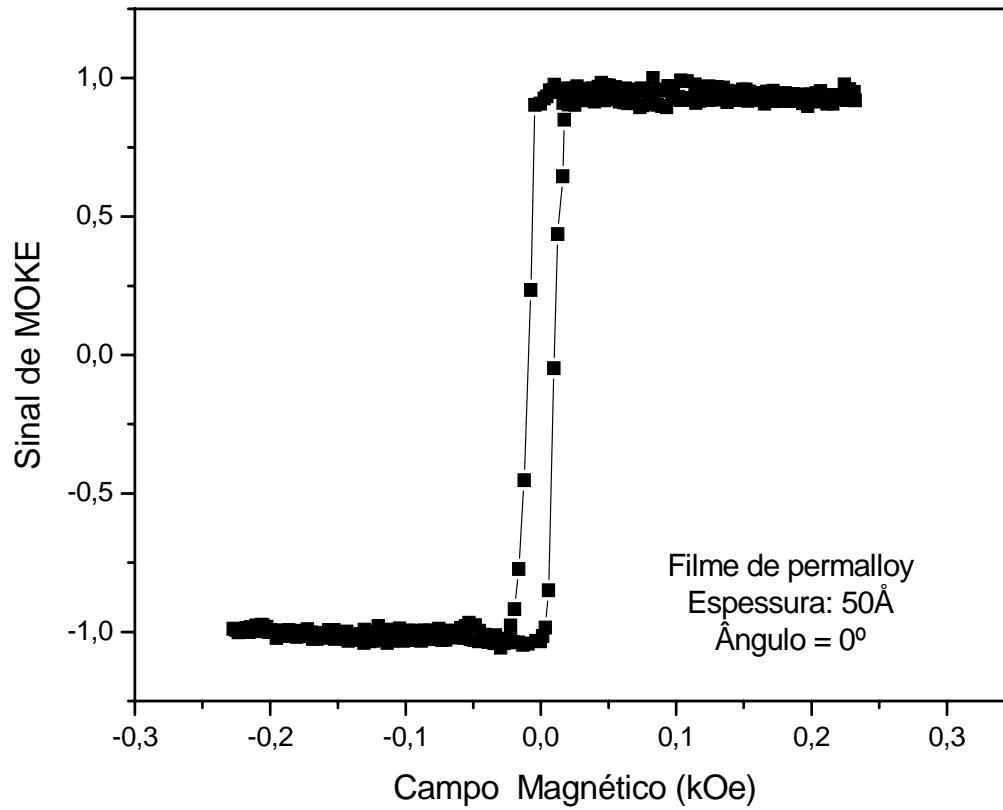


Figura 4.13 - Curva de histerese obtida por efeito Kerr em uma bicamada Cu(50,0 Å)/Py(50,0 Å).

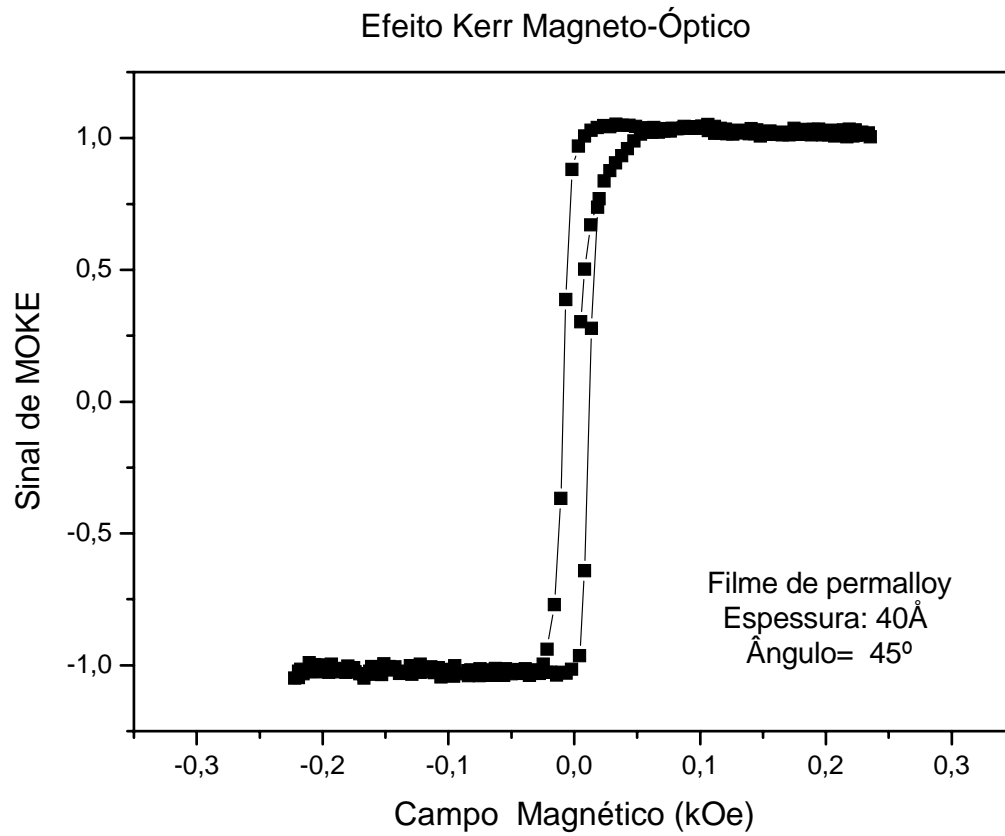


Figura 4.14 - Curva de histerese obtida por efeito Kerr em uma bicamada Cu(60,0 Å)/Py(40,0 Å).

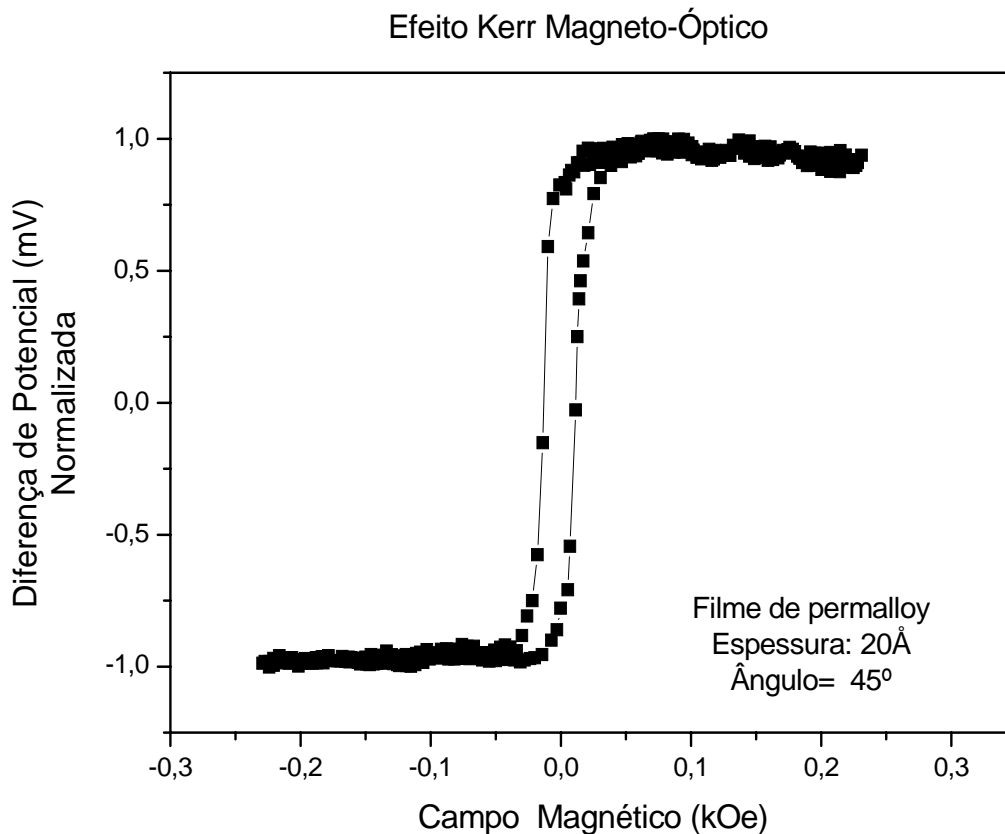


Figura 4.15 - Curva de histerese obtida por efeito kerr em uma bicamada Cu(80 Å)/Py(20 Å).

Todas as curvas obtidas pelo MOKE nas amostras da bicamada Py/Cu possuem uma direção privilegiada da magnetização, isto é possuem um eixo fácil e um eixo difícil (duro) de se magnetizar. E apresentaram grande semelhança do nos valores dos campos coercitivos e de saturação, que se mostraram, em todas as curvas, com valores de 10,0 Oe e 50,0 Oe, respectivamente.

No entanto, estes filmes foram usados apenas para se ter uma idéia dos limites operacionais do magnetômetro. As amostras com grande quantidade de

material depositado apresentam uma relação sinal/ruído alta que torna o efeito Kerr facilmente detectável. No regime em que a espessura da camada magnética diminui, significando dizer que se tem menos material magnético depositado no substrato, apresenta uma relação sinal/ruído pequena e o efeito Kerr torna-se cada vez mais atenuado chegando em um limite de sensibilidade, para este magnetômetro, a espessuras 20,0 Å.

Um gráfico interessante que, mais uma vez, mostra a importância e eficiência deste tipo de MOKE, no que se refere fornecer informações a respeito da amostra é apresentado a seguir na Figura 4.14. Este gráfico apresenta o acoplamento antiferromagnético de uma tricamada metálica magnética composta de Fe(40,0 Å)/Cr(11,0 Å)/Fe(40,0 Å). Quando o campo magnético externo é nulo, as orientações das magnetizações dos filmes de Ferro são opostas, assim a magnetização total é igual a zero. Quando o campo magnético aumenta, as magnetizações dos filmes começam a se alinhar com o campo externo tendendo ao paralelismo e passando do regime antiferromagnético para o ferromagnético. O acoplamento bilinear faz com que os vetores magnetização dos filmes se oponham na ausência do campo externo sem apresentar memória magnética. É o que representa o comportamento linear observado no gráfico. Os limites de campo magnético externo impedem a região de observação da saturação da tricamada, já que esta se encontra em valores próximos a 4,0 kOe.

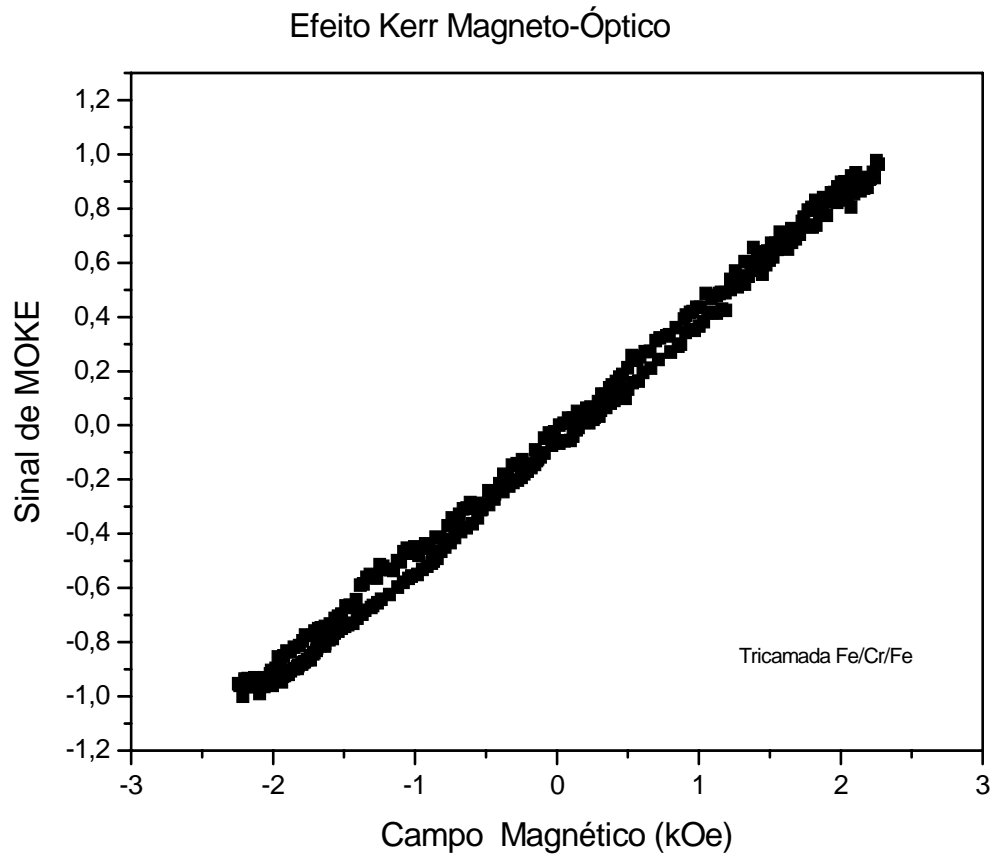


Figura 4.16 - Medida efetuada na tracamada Fe/Cr/Fe mostrando o acoplamento antiferromagnético dos filmes de ferro.

4.6 Referências

- [4.1] J. Kerr, Philos. Mag. J 3, 339 (1877);
- [4.2] J. Kerr, Philos. Mag. J. 5, 161 (1878);
- [4.3] E.R. Moog and S. D. Bader, Superlattices Microstruct. 1, 543 (1985);
- [4.4] KITELL, Charles. Introdução a Física do Estado Sólido. 5ªedição Ed. Guanabara Dois, (1978).
- [4.5] http://www.nakano-ermalloy.co.jp/especial_properties.html;
- [4.6] CHESMAN, C. Acoplamentos de intercâmbio bi-linear e bi-quadrático em tricamadas metálicas magnéticas. (1998). Tese de doutoramento (Doutorado em Física) Universidade Federal de Pernambuco (1998).

Capítulo 5

CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Ao longo deste trabalho foi mostrada uma revisão teórica a respeito do magnetismo na matéria, o processo da magnetização dos materiais do ponto de vista macroscópico, envolvendo o conceito de domínios magnéticos e paredes de domínio. Foi descrita uma breve história a cerca do filmes finos magnéticos, bem como, suas técnicas de crescimento, em especial, a técnica de “sputtering” a qual foi em sua maioria utilizada para crescer os filmes de Permalloy. Para o bom entendimento de todo o processo e uma melhor compreensão do comportamento das amostras estudadas nesta dissertação, uma seção foi dedicada exclusivamente à descrição das propriedades magnéticas de um material do ponto de vista energético.

No capítulo 3, foi abordada a questão histórica dos efeitos magneto-ópticos, em especial do efeito Kerr que foi apresentado em suas configurações transversal, longitudinal e polar. Neste ponto foi levada em consideração apenas a teoria clássica a qual se baseia totalmente na determinação do tensor permissividade dielétrica do meio material magnetizado. Foi mostrado que para um filme fino os elementos que aparecem acima da diagonal principal do tensor permissividade geram o efeito Kerr nas configurações citadas acima. Partindo da observação de que a luz refletida por uma amostra magnetizada possui duas componentes ortogonais e defasadas para a oscilação de seu campo elétrico, sendo o eixo

maior da elipse girado em relação à polarização p da luz incidente, foi mostrado que se pode obter uma curva de histerese do material magnetizado, medindo-se a intensidade luz refletida pela amostra, enquanto faz-se a varredura do campo magnético externo. No mesmo capítulo foi apresentado o formalismo matemático que leva em consideração os coeficientes de Fresnel para determinação do efeito Kerr nos limites em que a espessura da amostra é maior que o comprimento de penetração da luz incidente e para espessuras menores na configuração SMOKE. Foi apresentada uma descrição completa a respeito dos equipamentos e da estrutura do magnetômetro, em especial a construção do eletroímã no capítulo 1. O magnetômetro construído faz medidas de efeito Kerr magneto-óptico tomando como parâmetro principal a polarização s do feixe LASER refletido na amostra, medindo apenas a intensidade de luz que oscila neste plano. Os gráficos obtidos para as amostras de Permalloy mostram a eficiência do equipamento em medidas efetuadas nas configurações longitudinal e transversal. Em nenhum momento foi executada medida no modo polar, não porque o equipamento perdesse sensibilidade, mas porque todas as amostras, por serem filmes ultrafinos, possuíam a magnetização contida no plano da superfície, como mostrado no capítulo 2.

Os gráficos obtidos para a série de amostras de Permalloy apresentaram todos os mesmos valores de campo de saturação e campo coercivo. Apresentaram também eixos preferenciais de magnetização. Analisando estes resultados e acrescentando a medida na tricamada, fica claro que a qualidade das curvas se mostrou muito boa, com pouca interferência de ruídos e com limite de sensibilidade de medidas para espessuras de até 20,0 Å, satisfazendo aos propósitos do projeto. E para finalizar, o primeiro resultado operacional de investigação para o qual o MOKE foi desenvolvido, isto é, para a investigação magneto-óptica dos filmes crescidos pela técnica de “sputtering” recentemente

instalada, é mostrada nos gráficos das primeiras amostras de Ferro e Permalloy crescidas no DFTE e apresentada a seguir nas figuras 4.15 e 4.16.

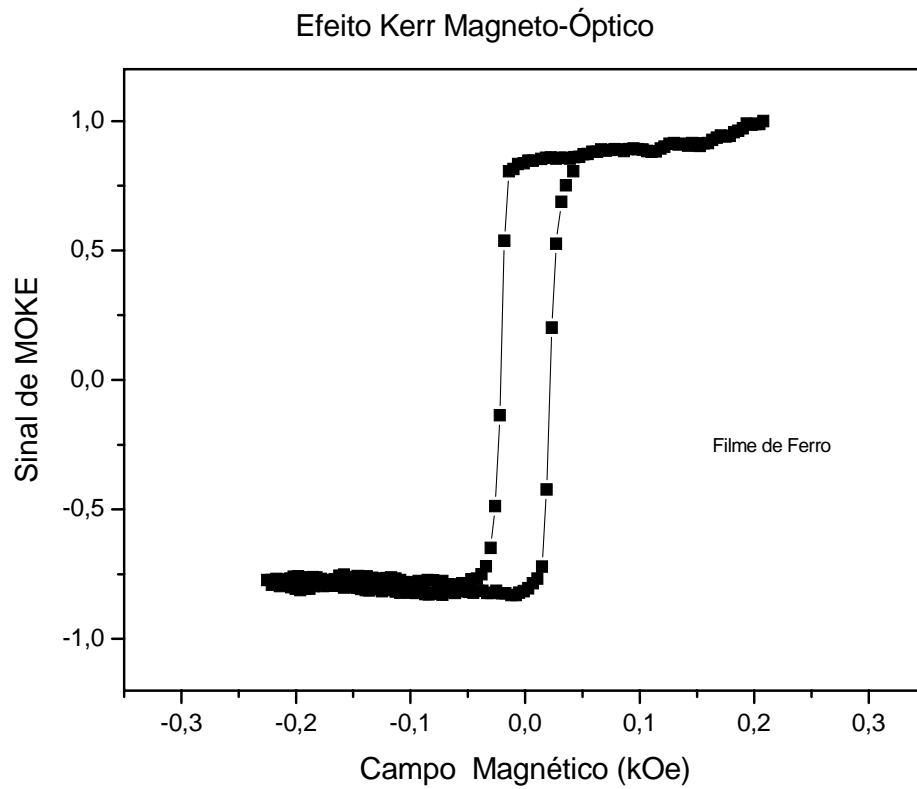


Figura 5.1 - Medida efetuada no primeiro filme de Ferro crescido no DFTE – UFRN.

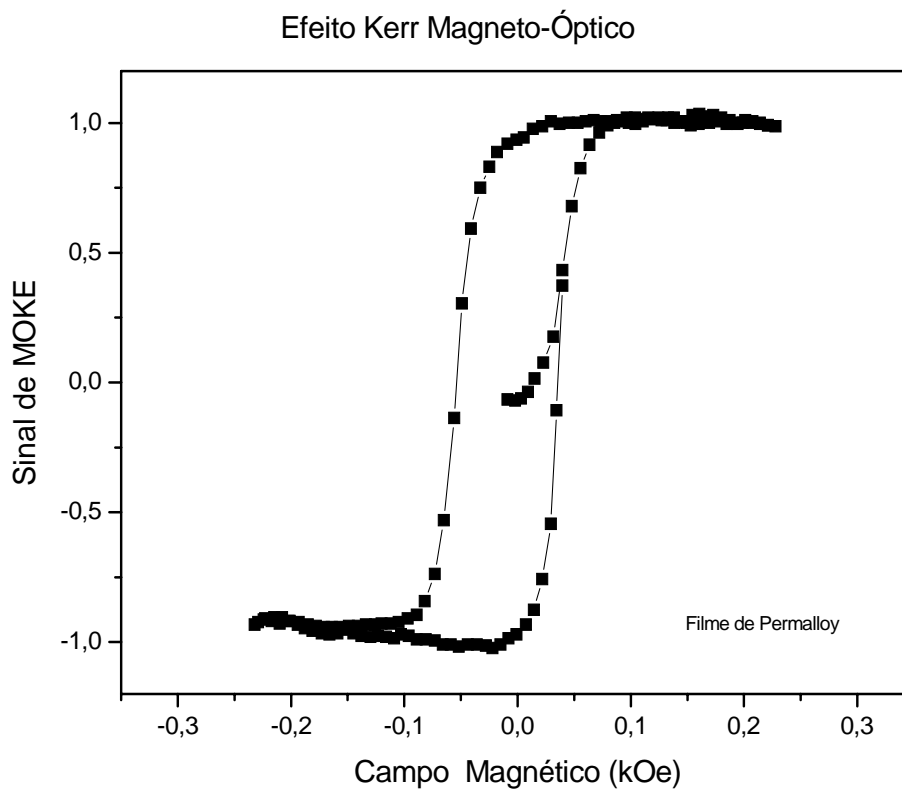


Figura 5.2 - Medida efetuada no primeiro filme de Permalloy crescido no DFTE – UFRN

Resumindo, o MOKE se encontra montado e operante no laboratório de magnetismo e materiais magnéticos do Departamento de Física Teórica e Experimental da Universidade Federal do Rio Grande do Norte.

Os próximos passos no laboratório com esse novo equipamento instalado serão as investigações das amostras de filme ultrafino e das multicamadas magnéticas que serão crescidas em substrato de vidro condutor de eletricidade. Estas amostras serão crescidas com o propósito de se investigar o comportamento da magnetoresistência e farão parte das pesquisas do meu programa de doutoramento.

Livros Grátis

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

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)
[Baixar livros de Matemática](#)
[Baixar livros de Medicina](#)
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)
[Baixar livros de Meteorologia](#)
[Baixar Monografias e TCC](#)
[Baixar livros Multidisciplinar](#)
[Baixar livros de Música](#)
[Baixar livros de Psicologia](#)
[Baixar livros de Química](#)
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)
[Baixar livros de Serviço Social](#)
[Baixar livros de Sociologia](#)
[Baixar livros de Teologia](#)
[Baixar livros de Trabalho](#)
[Baixar livros de Turismo](#)