

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FÍSICA GLEB WATAGHIN

Relatório Final - F 530 Instrumentação

**MAGNETÔMETRO BASEADO EM EFEITO KERR
MAGNETO-ÓPTICO**



Aluno: Gabriel Mello Silva

E-mail: gabriel.zyx x(arroba)x gmail.com

Orientador: Fernando Iikawa

E-mail: iikawa x(arroba)x ifi.unicamp.br

Departamento de Física da Matéria Condensada

Instituto de Física Gleb Wataghin

Universidade Estadual de Campinas

Campinas – SP

2013

1. Introdução

O efeito Kerr magneto-óptico, descoberto em 1875 por John Kerr, é um efeito que ocorre quando uma luz linearmente polarizada é refletida por uma superfície de um sólido magnético e é afetada pela magnetização desta, tornando-se elipticamente polarizada, com o eixo maior rotacionado por um ângulo θ_k em relação à polarização da luz incidente. A medida dessa mudança de polarização da luz refletida nos dá acesso ao estado de magnetização da amostra. O efeito Kerr pode ser dividido em dois regimes: quando a espessura da superfície é muito maior que o comprimento de penetração e, ao contrário, quando essa espessura é da mesma ordem de grandeza ou menor do que o comprimento de penetração.

Desde a popularização da gravação magnética na década de 1950, o estudo de propriedades magnéticas adquiriu ainda maior importância tecnológica. Sistemas de gravação são constituídos basicamente de um filme fino magnético suportado por um substrato não magnético coberto por uma camada protetora transparente. Embora não usados tão largamente hoje em dia, os discos magneto-ópticos foram formas de gravação confiáveis tanto em precisão como na retenção consistente de dados. Neste contexto, o chamado efeito Kerr magneto-óptico adquire importância fundamental, sendo

Neste trabalho, foi construído um magnetômetro baseado no efeito Kerr magneto-óptico para a medição das curvas de histerese de um filme de níquel.

2. Teoria

A teoria que explica o efeito Kerr magneto-óptico possui certo rigor que foge ao escopo deste relatório. Entretanto, daremos uma explicação geral para o efeito e mostrar como podemos obter as grandezas desejadas através das medidas realizadas.

O efeito Kerr pode ser dividido em dois regimes: quando a espessura da superfície é muito maior que o comprimento de penetração e, ao contrário, quando essa espessura é da mesma ordem de grandeza ou menor do que o comprimento de penetração. O primeiro é denominado MOKE (*Magneto-Optical Kerr Effect*), enquanto o segundo, SMOKE (*Surface Magneto-Optical Kerr Effect*). Aqui, estudaremos este último caso.

O efeito Kerr magneto-óptico de superfície é usado no caso em que lidamos com filmes finos magnéticos, cuja espessura d é muito menor em relação ao comprimento de onda da luz incidente λ no material, ou seja, $n_2 d \ll \lambda$, onde n_2 é o índice de refração do filme. O sistema da figura abaixo ilustra esta situação.

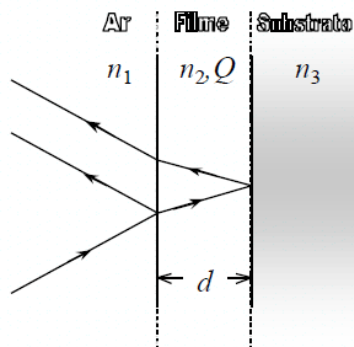


Figura 2.1 - Sistema de filme fino magnético. n_1 , n_2 e n_3 são os índices de refração do ar, filme e substrato, respectivamente, d é espessura do filme e Q é a constante magneto-óptica.^[1]

Mostraremos detalhes da técnica utilizada em um magnetômetro a efeito Kerr magneto-óptico e quais informações podem-se extrair das propriedades magnéticas dos filmes estudados a partir dos resultados obtidos no experimento realizado por Carvalho ^[1], cujo trabalho foi baseado neste experimento.

Primeiramente, vamos definir o conceito de *eixo fácil de magnetização*. Dipolos magnéticos atômicos em materiais ferromagnéticos estão acoplados pela interação de troca, que permite que estes dipolos se alinhem paralelamente. O eixo fácil de magnetização é a direção em que estes dipolos se alinham.

A forma mais geral do campo elétrico \mathbf{E}^i da luz incidente linearmente polarizada na direção do eixo do polarizador, que faz um ângulo θ_p com o plano de reflexão da luz, é

$$\mathbf{E}^i = \begin{bmatrix} E_p^i \\ E_s^i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_0 \cos \theta_p \\ E_0 \sin \theta_p \end{bmatrix} \quad (2.1)$$

Obtemos o campo elétrico \mathbf{E}^r da luz refletida pela amostra multiplicando o campo \mathbf{E}^i pela matriz de reflexão \mathbf{R}

$$\mathbf{E}^r = \begin{bmatrix} E_p^r \\ E_s^r \end{bmatrix} = \mathbf{R} \begin{bmatrix} E_p^i \\ E_s^i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{pp} & r_{ps} \\ r_{sp} & r_{ss} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_0 \cos \theta_p \\ E_0 \sin \theta_p \end{bmatrix} \quad (2.2)$$

A luz refletida passa por um analisador e a luz que chega ao detector (\mathbf{E}^d) é a projeção da luz refletida na direção do eixo deste analisador (considerado ideal), colocado numa direção arbitrária fazendo um ângulo θ_a com o plano de reflexão, de modo que $E^d = E_p^r \cos \theta_a + E_s^r \sin \theta_a$. A intensidade detectada é $I = |E^d|^2$, assim, utilizando a equação (2.2), obtemos a intensidade relativa detectada, o chamado *sinal Kerr* I_K ,

$$I_K = \frac{I}{I_0} = |(r_{pp} \cos \theta_p + r_{ps} \sin \theta_p) \cos \theta_a + (r_{sp} \cos \theta_p + r_{ss} \sin \theta_p) \sin \theta_a|^2 \quad (2.3)$$

onde $I_0 = |E_0|^2$. Observamos que, de forma geral, o sinal Kerr é função das três componentes da magnetização da amostra, uma vez que os elementos da matriz de reflexão (r_{pp} , r_{sp} e r_{ss}) são proporcionais às componentes da magnetização m_x , m_y e m_z da superfície refletora (observe as direções da figura 2.2).

Classificamos o efeito Kerr magneto-óptico de acordo com a direção da magnetização da amostra ao qual o efeito Kerr é sensível: os efeitos Kerr *transversal*, *longitudinal* e *polar*.

Em nosso experimento, utilizaremos apenas as posições longitudinal e transversal para a obtenção das curvas de histerese.

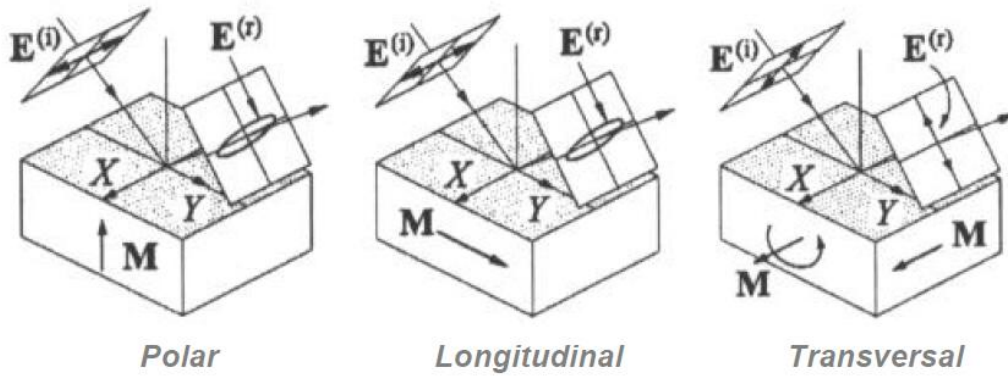


Figura 2.2 Classificações do efeito Kerr de acordo com a direção da magnetização da amostra e definição do sistema de coordenadas. ^[1]

2.1 Modo transversal

No modo transversal, o sinal Kerr é proporcional somente à componente da magnetização na amostra na direção x (m_x), direção paralela à superfície da amostra e perpendicular ao plano de reflexão da luz. Para obtermos um sinal Kerr que só dependa desta componente da magnetização devemos tomar $\theta_p = \theta_a = 0$. Nestas condições, temos luz incidente com polarização na direção paralela ao plano de reflexão, polarização p . Substituindo estes valores na equação (2.3), verificamos que o sinal Kerr, neste caso, é função somente do elemento r_{pp} que por sua vez é proporcional à m_x . Assim, I_K é proporcional à magnetização na direção transversal e

$$I_K = |r_{pp}|^2 = \left| \frac{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2} + i \frac{2n_1 n_2 \cos \theta_1 \sin \theta_2 Q m_x}{(n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2)^2} \right|^2 \quad (2.4)$$

onde θ_1 e $\theta_2 = \theta_3$ são os ângulos de incidência do ar (1) e do substrato (3), respectivamente.

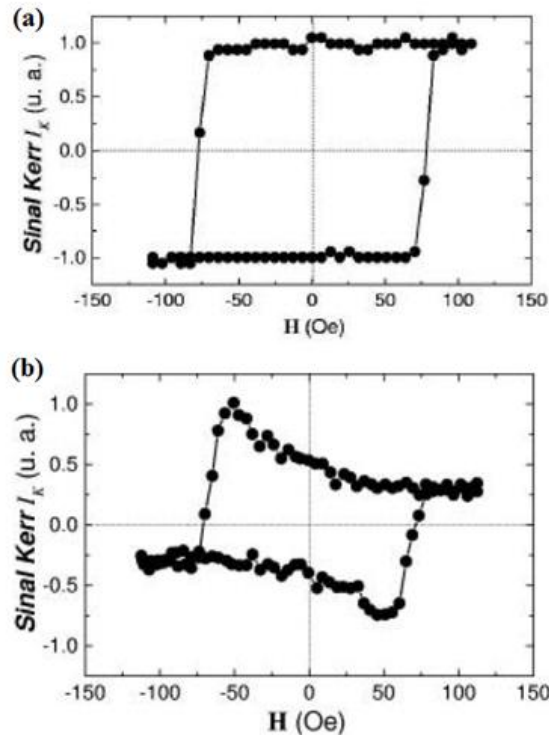


Figura 2.3 (a) Histerese obtida para filme de Co/Si de 160 Å (a) no modo transversal e (b) com o campo aplicado paralelo à direção longitudinal. ^[1]

A figura 2.3a é uma histerese obtida nas condições descritas acima. O campo H_{ext} é perpendicular ao plano de reflexão, isto é, na direção transversal.

É importante ressaltar que o que caracteriza os modos não é a direção do campo externo H_{ext} . Como veremos a seguir, podemos ter um sinal Kerr proporcional à magnetização na direção transversal com campo externo em uma direção diferente, entretanto a curva que se obtém nesta condição não é definida como uma curva de magnetização tradicional. Então, para obter-se uma curva de magnetização propriamente definida é necessário colocar o campo H_{ext} paralelo à direção da magnetização a que o sinal Kerr é sensível.

Como ilustração, Carvalho ^[1] realizou um estudo sobre o comportamento da componente da magnetização na direção transversal mediante a ação de um campo externo H_{ext} colocado na direção longitudinal, assim como o eixo fácil de magnetização. O polarizador e o analisador são montados de modo que o sinal Kerr proporcional apenas à componente transversal da magnetização ($\theta_p = \theta_a = 0$). A figura 2.3b contém a histerese obtida nestas condições.

Podemos interpretar esta histerese através do modelo de Rotação Coerente da magnetização. Na situação de saturação ($H \approx 100$ Oe), o vetor magnetização se

encontra na direção longitudinal. Reduzimos o campo até zero e, então, o aumentamos no sentido negativo, embora, neste ponto, \mathbf{H}_{ext} não exerça torque sobre a magnetização, esta assume posição de equilíbrio instável. Quando o campo atinge um valor crítico (campo coercivo H_C), a magnetização roda através do plano até estar paralelo novamente com ele. Neste modelo, enquanto a amostra está saturada na direção longitudinal, a componente da magnetização na direção transversal é aproximadamente zero, *i.e.*, $m_x \approx 0$. Esta componente assume um valor significativo apenas durante a rotação da magnetização, quando $H = H_C$ [4].

2.2 Modos longitudinal e polar

Foi visto no modo transversal apenas um arranjo apropriado dos ângulos do polarizador e do analisador proporcionava um sinal Kerr que é função somente da magnetização da amostra na direção transversal, mesmo que $m_y \neq 0$ e $m_z \neq 0$. Os modos longitudinal e polar são um pouco mais complicados. Se tomarmos luz incidente com polarização na direção p e analisador na direção s ($\theta_p = 0$ e $\theta_a = \pi/2$), então, da equação (2.3), temos que $I_K = |r_{sp}|^2$. De outra forma, se tomarmos a luz incidente com polarização na direção s e analisador na direção p ($\theta_p = \pi/2$ e $\theta_a = 0$), temos que $I_K = |r_{ps}|^2$. Existem duas formas de separar os modos longitudinal e polar, que se relacionam com o ângulo de incidência da luz.

Incidência oblíqua. Considere a luz incidente com polarização na direção s e analisador na direção p ($\theta_a = 0$ e $\theta_p = \pi/2$). Podem-se obter resultados equivalentes para polarização p ($\theta_a = \pi/2$). Note, a partir da equação (2.3), que o sinal Kerr é proporcional ao elemento r_{ps} da matriz de reflexão \mathbf{R} . A equação para o elemento r_{ps} nos dá

$$I_K = |r_{ps}|^2 = \left| \frac{n_1 n_2 \cos \theta_1 (m_y \tan \theta_2 + m_z) Q}{(n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2)(n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2)} \right|^2 \quad (2.5)$$

Observamos, na equação acima, que o termo ligado à componente da magnetização na direção longitudinal ($\cos \theta_1 \tan \theta_2$) é ímpar em relação ao ângulo de incidência θ_1 , uma vez que θ_1 e θ_2 estão ligados pela lei de Snell ($n_1 \sin \theta_1 =$

$n_2 \sin \theta_2$). Já o termo ligado à componente da magnetização na direção polar ($\cos \theta_1$) é par em relação a θ_1 . Assim, tomamos duas histereses, uma com ângulo de incidência θ_1 e outra com um ângulo de incidência $-\theta_1$. A metade da subtração (soma) ponto a ponto dessas duas histereses confere uma nova histerese que contém apenas a contribuição da magnetização na direção longitudinal (polar).

A figura 2.4a contém duas histereses obtidas para filme de Co/Si de 160 Å para ângulo de incidência $\theta_1 = \pm\pi/4$. Neste exemplo, o campo H_{ext} e o eixo fácil de magnetização da amostra estão na direção longitudinal. A partir da soma e subtração dessas histereses, foram obtidas as curvas de histerese para os modos longitudinal e polar, ilustradas na figura 2.4b. Observe que para o filme magnético em particular não há magnetização na direção polar, isto é, a magnetização da amostra é paralela à superfície do filme, resultado esperado devido à forte presença de campos desmagnetizantes na direção perpendicular à superfície do filme fino magnético ^[4].

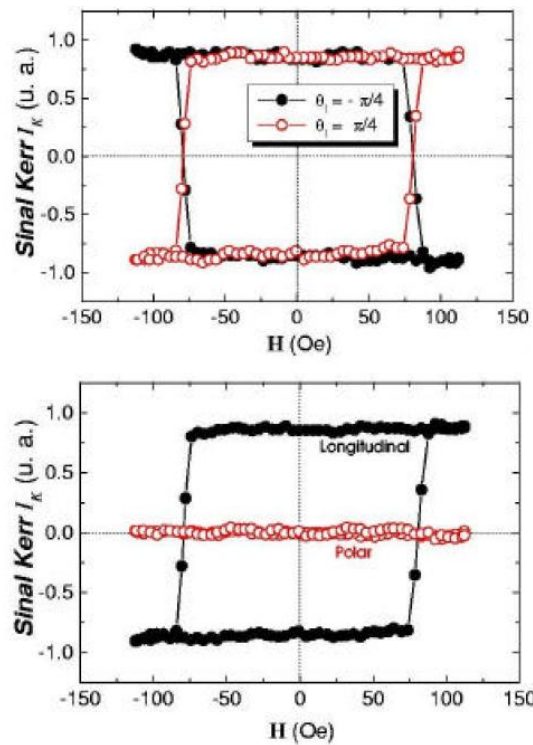


Figura 2.4 (a) Histereses para filme fino de Co/Si de 160 Å para ângulos de incidência $\theta_1 = \pm\pi/4$. (b) A partir destas, obtiveram-se as histereses nos modos longitudinal e polar. ^[1]

Incidência normal. Novamente, considerando luz incidente com polarização na direção s e analisador na direção p ($\theta_p = \pi/2$ e $\theta_a = 0$). No caso de incidência normal, $\theta_1 = \theta_2 = 0$ e pela de Snell, através da equação 3.26, temos

$$I_K = |r_{ps}|^2 = \left| \frac{n_1 n_2 m_z Q}{2(n_1 + n_2)} \right|^2 \quad (2.6)$$

que depende apenas da componente m_z da magnetização (direção polar).

3. Montagem Experimental

A figura 3.1 representa a montagem experimental do magnetômetro.

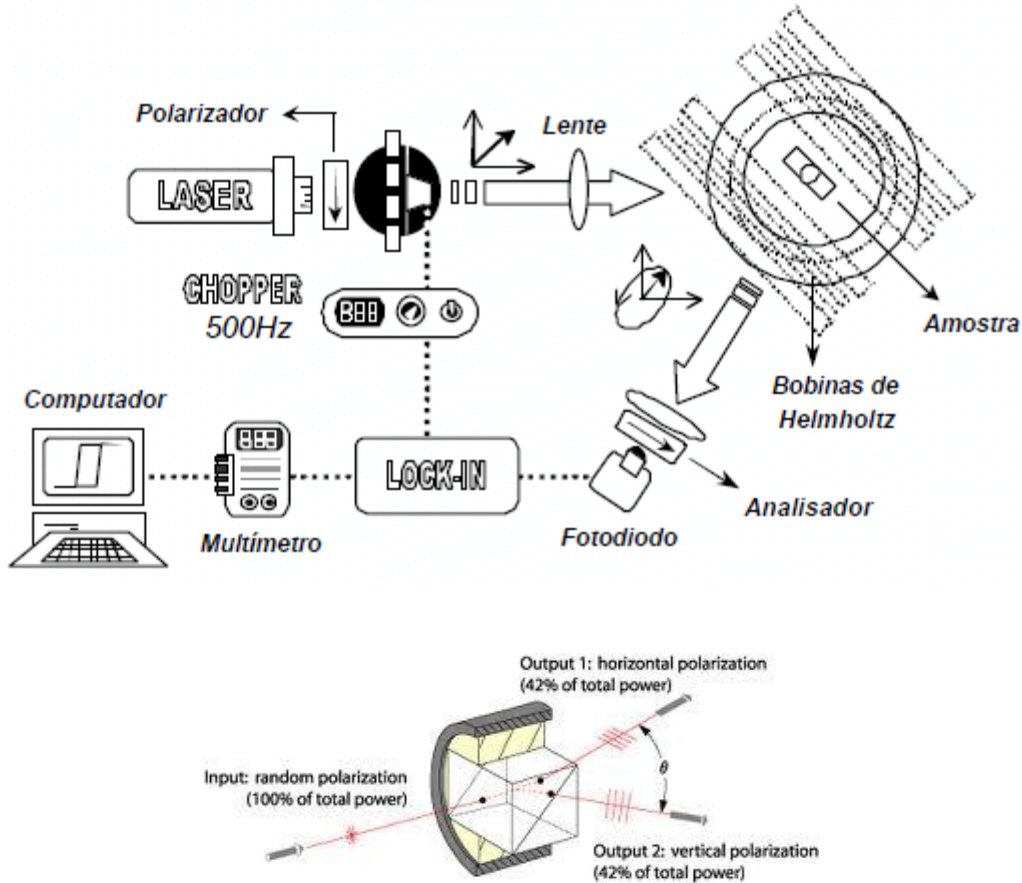


Figura 3.1 Diagrama da montagem experimental (figura superior) e o prisma de Wollaston (inferior).

A amostra, um filme de níquel, está no centro da bobina de Helmholtz, com sua superfície fazendo um ângulo de 45° com o feixe incidente. As bobinas geram o campo magnético externo e serão colocadas em duas posições para as detecções das componentes longitudinal e transversal da magnetização.

O filme de níquel foi depositado pelo método *sputtering* (pelo Sr. Carlos S. Lambert do IFGW) sobre uma lâmina de microscópio. A temperatura de Curie Ni é 627K, portanto, a temperatura ambiente dele está na fase ferromagnética.

Como fonte de luz, é utilizado um *laser* de diodo, 635 nm, de 1 mW, o qual era atenuado. Um medidor de potência foi utilizado para medir a potência do laser pós-atenuação. Para a detecção da luz refletida pela amostra, utilizamos dois detectores iguais onde cada um detecta uma das componentes do campo elétrico da luz refletida (componente paralela e transversal ao plano de reflexão) selecionadas através de um

prisma de Wollaston (figura 3.1 inferior). O prisma separa os feixes das duas componentes do campo elétrico da luz e seguem em direções diferentes formando um ângulo θ . Antes de atingir o detector o feixe é focalizado por uma lente, pois o detector possui área ativa pequena, de aproximadamente 1 mm^2 . Para evitar detecções indesejadas, como, por exemplo, da luz de lâmpadas do laboratório, é empregado um sistema de detecção de fase. Neste sistema, o feixe de luz incidente é modulado em amplitude por um *chopper* (Oriel Corp.), o sinal detectado é então amplificado por um *lock-in* (Stanford Research Systems, SR530). Então, é ligado um multímetro *Keithley 175a* ao *lock-in* que fornece os valores de tensão detectados, onde cada escala do *lock-in* corresponde à 10V da sua saída. O multímetro é conectado ao computador via comunicação GPIB. O polarizador linear utilizado no feixe de luz incidente é do tipo Glan-Thompson, com razão de extinção $\sim 10^{-5}$ para o comprimento de onda usado, para melhorar a polarização do feixe incidente do laser. Para gerar o campo magnético, utilizamos uma bobina de Helmholtz, que é alimentada por uma fonte bipolar (KEPCO Bipolar operational power supply – BOP 20-20D).

O alinhamento dos feixes é um passo importante na montagem do experimento por causa da medida diferencial dos sinais de dois detectores. O feixe refletido deve encontrar a pequena área ativa do detector e os feixes separados pelo analisador devem chegar até os fotodiodos. Por exemplo, experimentamos um pequeno desvio vertical que criava grandes variações nas medidas, assim, é necessário inclinar o detector em um ângulo igual ao ângulo de desvio vertical do feixe. Além disso, deve-se ajustar a posição do feixe refletido que chega à área ativa do detector de modo que a intensidade de cada um dos feixes separados seja a maior possível. Isso foi feito com o auxílio de um osciloscópio: variavam-se as posições horizontal e vertical da área ativa até encontrarmos o ponto em que a intensidade detectada era máxima em um dos feixes. Depois, deve-se ajustar a inclinação angular do conjunto prisma de Wollaston e detectores de forma que a diferença entre as intensidades dos dois feixes tendesse a zero. O detector possui dois mecanismos para ajuste polar. Este ajuste era feito inicialmente através osciloscópio, tomando-se o sinal da diferença e, então, era feito um ajuste fino com o *lock-in*, pois este dava os valores de intensidade com maior precisão.

3.1 Calibração da bobina

Foi necessária a calibração da bobina de Helmholtz utilizada, ou seja, determinar qual o valor do campo magnético gerado para certo valor de corrente aplicada. Através de um gaussímetro (LakeShore) foram coletados os valores do campo magnético da bobina para certos valores de corrente, assim, foi feito o gráfico de calibração mostrado na figura 3.2.

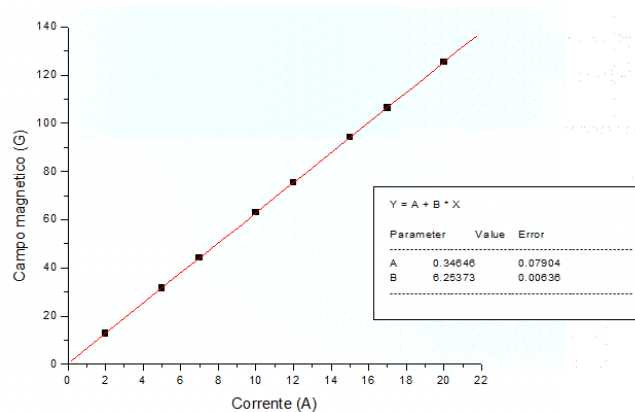


Figura 3.2. Calibração da bobina de Helmholtz.

Como esperado para esse tipo de bobina, o campo elétrico é proporcional a corrente aplicada, cuja taxa obtida é de 6,254 G/A, ou ainda, 0,6254 mT/A. Para máxima corrente de 20 A, obtemos um campo máximo de 12,5 mT, suficiente para o nosso trabalho, onde o campo coesivo (campo necessário para ordenar todos os dipolos magnéticos do material) do Ni é bem menor, da ordem de 5mT.

3.2 Sistema de controle e aquisição de dados

O sistema de controle e aquisição de dados foi desenvolvido, através do programa Labview, pelo pós-graduando do grupo, Emílio Heredia. São basicamente dois programas, um que controla a fonte de corrente da bobina e o outro o programa principal de aquisição de dados. Na figura 3.3, pode ser observada a tela principal dos programas.

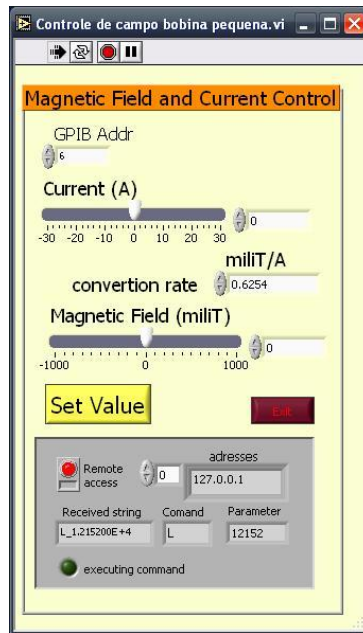


Figura 3.3a Programa de controle da fonte de corrente da bobina.

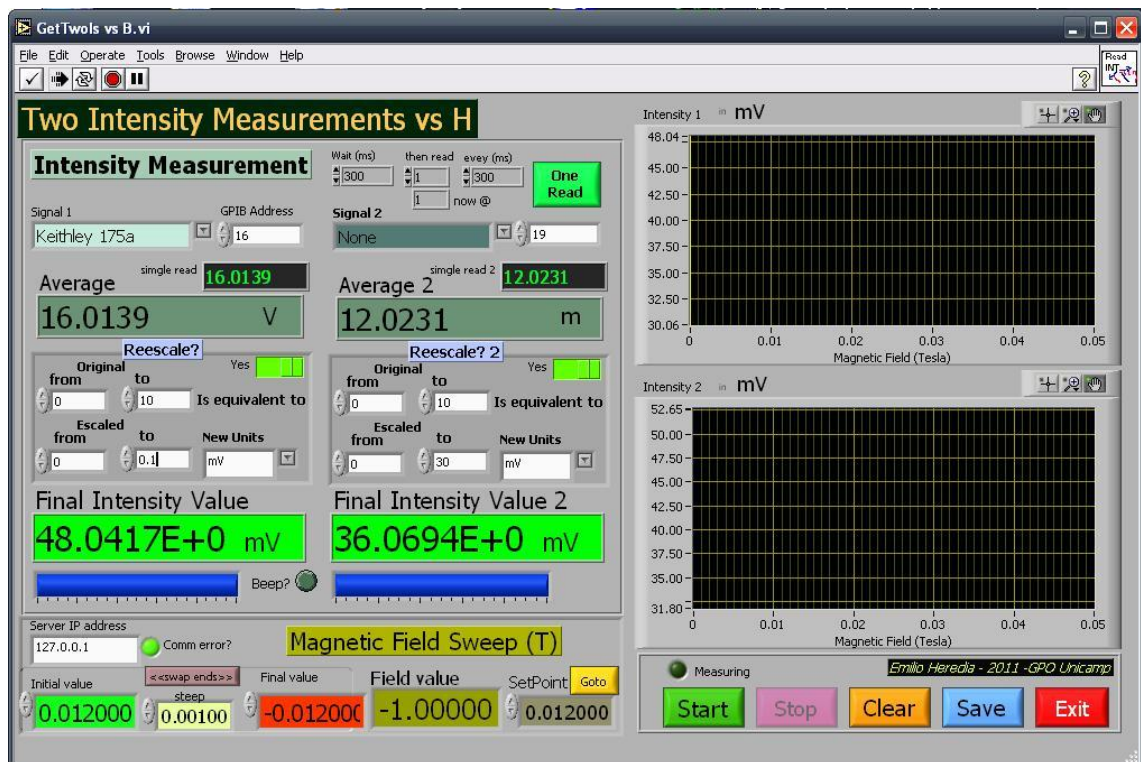


Figura 3.3b Programa de aquisição de dados.

No primeiro programa, figura 3.3a, insere-se um valor de corrente para a fonte de corrente e com a taxa de conversão, determinada pela calibração da bobina, tem-se o valor do campo magnético da bobina correspondente.

No segundo, figura 3.3b, onde é feita a varredura, envia-se o valor do campo magnético para o outro programa, e este aplica uma corrente a bobina. Em seguida, a intensidade do sinal diferencial dos detetores, amplificado pelo *lock-in*, é lida através do multímetro Keithley 175a. No programa, inserimos os valores inicial e final do campo, por exemplo, 12 e -12 mT e o incremento, 1 mT. Terminada esta parte, utilizamos a função <<swap ends>>, que troca os valores inicial e final e inverte o passo (-1 mT), completando o ciclo da histerese.

3.3 Fotos da montagem



Figura 3.4 Foto da montagem experimental.



Figura 3.5a Bobina na posição transversal.



Figura 3.5b Bobina na posição longitudinal.



Figura 3.6 *Lock-in* (abaixo) e multímetro (acima).



Figura 3.7 Fonte bipolar.

4. Resultados experimentais

Antes de obter as histereses finais, devemos determinar dois parâmetros ótimos na aquisição dos dados: a frequência do *chopper* e a potência do feixe incidente do *laser*, que pode ser ajustada pelo atenuador. Encontraremos estes parâmetros para as medidas do caso longitudinal. As medições foram feitas pelo menos duas vezes em dois dias diferentes para verificar a reprodutibilidade das medidas.

Primeiramente, realizamos medidas variando a potência do feixe do laser sobre a amostra e fixamos o valor de frequência do *chopper*, 1500 Hz. Em seguida, mantivemos uma potencia de 0,22nW e variamos a frequência do *chopper*. Variando a potência do laser não observamos uma mudança significativa nas histereses de magnetização (unidade arbitrária) versus campo magnético. Veja, como exemplo, os dados mostrados na figura 4.1a e 4.1b. O eixo y mostra somente a tensão do sinal diferencial dos detetores, que é proporcional ao ângulo de rotação de Kerr, que também é proporcional a magnetização. A flutuação no sinal é relativamente grande por causa do baixo sinal de magnetização do Ni, porém a saturação da magnetização e o campo coesivo estão bem claros.

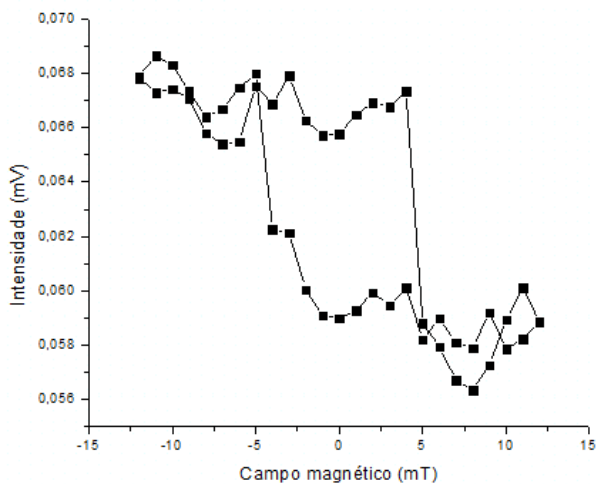


Figura 4.1a Histerese para 0,22 nW e 1500 Hz.

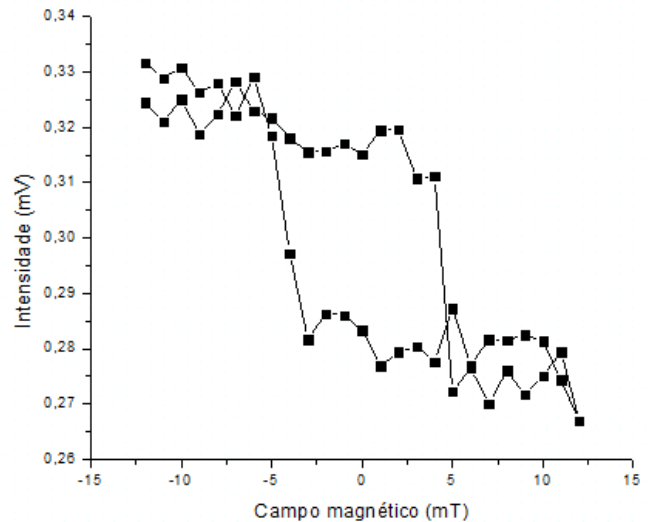


Figura 4.1b Histerese para 1,58 nW e 1500 Hz.

Agora, variando-se a frequência de modulação do feixe do laser de 500 a 2000 Hz e fixando o valor 0,22 nW para a potência do feixe incidente, observamos várias instabilidades no sinal de histerese. A baixa frequência, ~500 Hz, apresentou maior instabilidade, e a alta frequência, menor instabilidade. Veja as figuras 4.2a e 4.2b. Notamos que à alta frequência o sinal é mais estável.

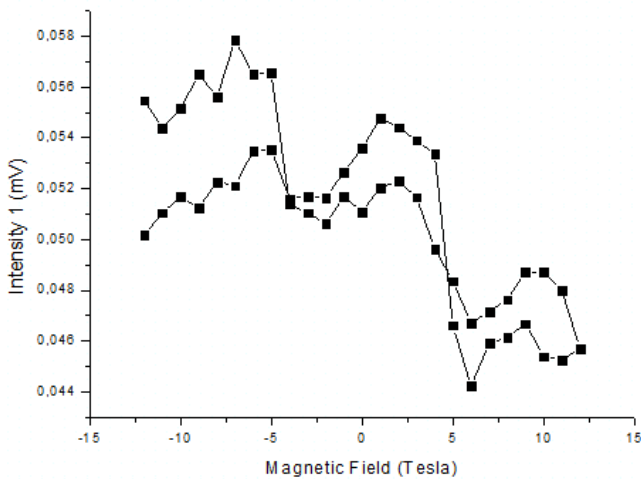


Figura 4.2a Histerese para 0,22 nW e 500 Hz.

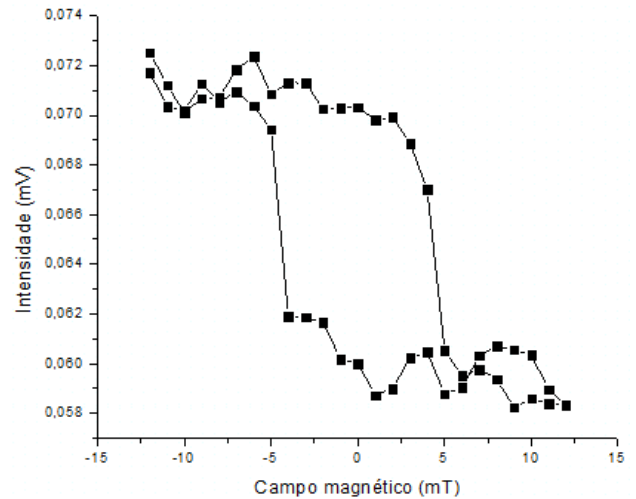


Figura 4.2b Histerese para 0,22 nW e 1750 Hz.

A partir dos dados que obtivemos variando a potência do laser e da frequência de modulação analisamos a relação sinal/ruído $I/\Delta I$ entre os dados, onde ΔI é a flutuação média da intensidade nas faixas constantes da histerese e I é a intensidade média do sinal de Kerr (veja a figura 4.3 abaixo). ΔI foi calculado tomando a diferença entre os pontos máximo e mínimo das faixas constantes e I foi calculado pela diferença entre as duas médias de todos os pontos das faixas constantes da histerese.

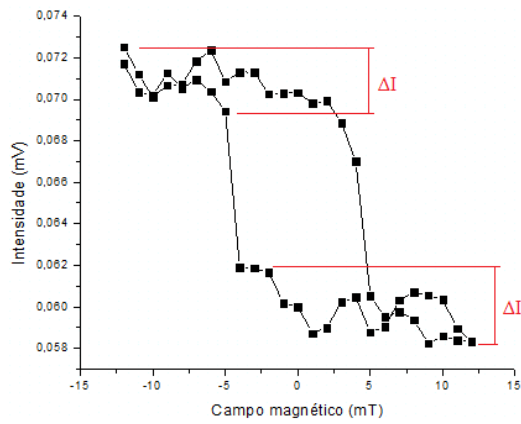


Figura 4.3a Ilustração dos ΔI 's.

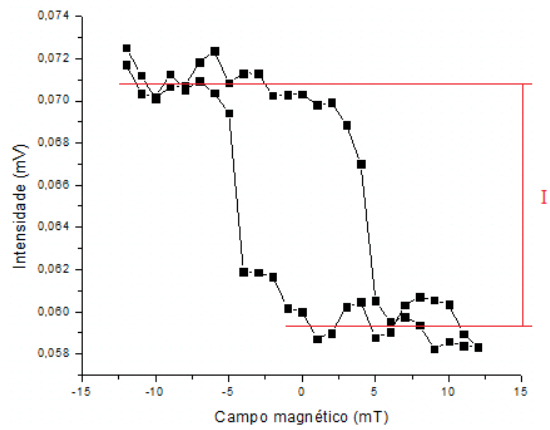


Figura 4.3b Ilustração de I .

Os valores calculados para a razão estão na tabela 4.1. A relação sinal/ruído para medidas em função da potência do laser, de fato, varia muito, no entanto, em função da frequência tem uma variação significativa. A melhor condição é encontrada para 0,22 nW e 1750 Hz.

Tabela 4.1 Valores de $I/\Delta I$ da histerese variando a potência e a frequência.

Variando potência (nW)	$I/\Delta I$	Variando frequência (Hz)	$I/\Delta I$
0,22	2,316	500	-
0,43	1,886	750	1,346
0,78	1,493	1000	2,368
1,19	1,513	1250	1,776
1,59	2,102	1500	1,647
		1750	3,279
		2000	2,147

Na figura 4.4, apresentamos novamente a histerese da magnetização longitudinal, aplicando o campo magnético paralelo ao filme, mas no plano de reflexão.

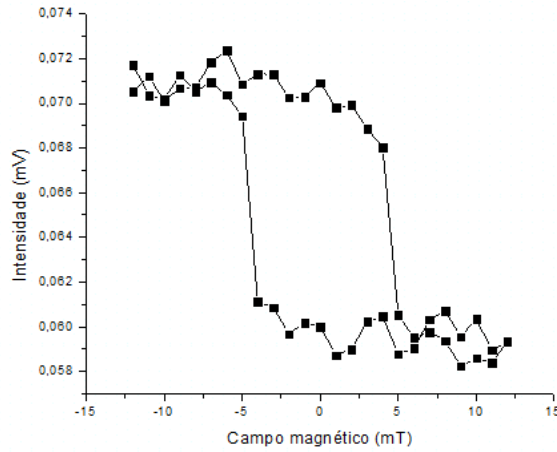


Figura 4.4 Histerese da componente longitudinal de magnetização do filme de Ni para 0,22 nW e 1750 Hz

A histerese para o caso transversal, com os mesmos parâmetros ótimos determinados anteriormente, foi medida e está na figura 4.5. A inversão da histerese observado comparado com a figura 4.4 é devido à mudança de fase na configuração da medida, é apenas artificial.

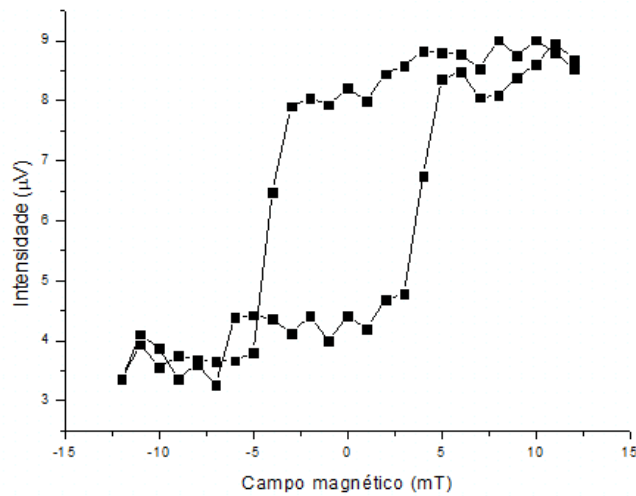


Figura 4.5 Histerese da componente transversal de magnetização do filme de Ni para 0,22 nW e 1750 Hz

5. Discussão

As histereses obtidas, apesar de terem a forma esperada, ainda apresentaram uma variação de sinal relativamente grande. A causa para esta variação pode ser diversa, desde ruídos persistentes até problemas com o equipamento (*lock-in*, mal contato na bobina), alinhamento. Porém, apesar dos cuidados tomados, desligar o ar-condicionado (diminuir a indução do motor), apagar lâmpadas no momento da medição, maior precisão possível no alinhamento do feixe e detector, etc, não conseguimos determinar o problema exato e, portanto, não foi possível obter um resultado mais satisfatório.

Contudo, apesar da falta de precisão nos dados, a montagem em geral foi bem sucedida e as formas desejadas de histerese foram obtidas para os dois modos. Uma investigação mais detalhada dos ruídos poderia ser feita para uma melhor precisão dos dados esperados, talvez realizando varreduras múltiplas. Uma vez que não foi possível substituir alguns dos equipamentos, não poderíamos atestar as hipóteses referentes a estes. Quanto ao alinhamento, presenciamos desvios verticais no feixe, o que foi praticamente corrigido inclinando-se o detector, pois não havia como fazer um ajuste fino no filme da amostra para compensar o pequeno desvio observado (aproximadamente 1 mm na vertical para uma distância de 30 cm percorrida pelo feixe). Antes disso, havia uma grande instabilidade nos valores de intensidade, mesmo sem aplicar o campo externo, impossibilitando qualquer medida.

Este trabalho foi importante para a minha formação porque me deu experiência sobre medidas experimentais em laboratórios de pesquisa, bem como a introdução básica sobre a técnica de medidas.

6. Opinião e comentários do orientador

O aluno realizou com sucesso a montagem experimental de efeito Kerr magneto-óptico que será útil para os projetos desenvolvidos no grupo. O relatório está de acordo com o trabalho desenvolvido e acredito que foi importante para sua formação. Ele teve oportunidade de aprender, além dos conceitos envolvidos na técnica de medida óptica, a montagem experimental e o funcionamento dos equipamentos envolvidos, bem como, o programa de aquisição de dados.

7. Referências

- [1] CARVALHO, H. B., *O magnetômetro a Efeito Kerr e o filme fino de Co/Si*, Tese de Mestrado, Instituto de Física Gleb Wataghin, UNICAMP (2002).
- [2] FOWLES, G. R., *Introduction to Modern Optics* (Dover Publications, INC., 2nd ed, 1975).
- [3] GOMES, G. F. M., *Estudo in-situ de filmes magnéticos ultrafinos por magnetometria Kerr e técnicas de superfície* (Tese de Mestrado em Física, UFMG, 2009).
- [4] CULLITY, B. D., *Introduction to magnetic materials*, Addison-Wesley, USA (1972).