# Efeito de Kerr Magneto-Óptico

J. P. S. Rodrigues up201405201@fc.up.pt

30 de Novembro de 2017

#### Resumo

Um magnetómetro por efeito de Kerr magneto-óptico foi utilizado para estudar um filme fino de Ta/CoFeB/Ta. Determinou-se a dependência da coercividade,  $H_c$ , com o ângulo de rotação do eixo fácil da amostra em relação ao campo magnético externo aplicado,  $\theta$ . Nota-se, pelas curvas de histerese obtidas, que os eixos fácil e difícil da amostra têm direções bem definidas. Demonstrou-se uma dependência cosinusoidal de  $H_c$  em  $\theta$ .

### 1 Introdução

O efeito de Kerr magneto-óptico permite medir ciclos histeréticos da amostra através da intensidade e polarização de um feixe laser refletido da superfície da mesma.

Este efeito pode ter três geometrias diferentes de acordo com o estado de polarização da luz incidente e a magnetização do material (Fig. 1). Quando a magnetização, M, é paralela -  $M_l$ , efeito de Kerr longitudinal - ou perpendicular -  $M_p$ , efeito polar - à superficie da amostra e no plano de incidência do feixe luminoso, este efeito manifesta-se através de uma rotação do de Kerrplano de polarização da luz, tornando-a elipticamente polarizada. Por fim, quando a magnetização é paralela à superfície mas perpendicular ao plano de incidência -  $M_t$ , efeito de Kerr transversal - apenas se observa uma mudança na intensidade do feixe refletido [4].

A amplitude da luz refletida de um material magnético relaciona-se com a do feixe incidente através de uma matriz de coeficientes de Fresnel dependentes dos modos de polarização, paralela e perpendicular, relativamente ao plano de incidência. Após alguns

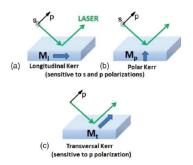


Figura 1: Geometrias do efeito de Kerr. (a) Longitudinal, (b) Polar e (c) Transversal [4].

cálculos podemos concluir que a intensidade do feixe refletido tem a forma

$$I_r = \alpha |E_i|^2 \tag{1}$$

onde  $\alpha$  é dependente dos coeficientes de Fresnel mencionados e do estado de magnetização da amostra - tanto em magnitude como em direção relativamente aos planos incidentes e da superfície. Assim, prova-se que uma medição desta intensidade está diretamente relacionada com uma medição da magnetização da

amostra.

No entanto, para que esta medida seja possível é estritamente necessário maximizar a sensibilidade do magnetómetro à rotação por efeito de Kerr  $(\theta_k)$  visto que este efeito é extremamente pequeno. Este máximo é obtido através de uma diferenciação entre as componentes  $E_p$  e  $E_s$  da luz refletida

$$\Delta = |E_r|^2 (\cos^2 \theta_k - \sin^2 \theta_k) = |E_r|^2 \cos 2\theta_k \qquad (2)$$

sendo que a sensibilidade é, então,

$$\frac{d\Delta}{d\theta_k} = -2|E_r|^2 \sin 2\theta_k \tag{3}$$

que tem um máximo para  $\theta_k = 45^\circ$ . Assim, uma lâmina de meio comprimento de onda será usada para rodar o plano de polarização da luz refletida de  $\sim 45^\circ$  para que o magnetómetro trabalhe sempre no regime de sensibilidade máxima [4].

Depois de passar pela lâmina, o feixe será divido nas suas componentes de polarização paralela (p) e perpendicular (s) - cujas intensidades são sensíveis à rotação do plano de polarização introduzida pelo efeito de Kerr - através do uso de um prisma de Wollaston. As intensidades destas componentes são descritas pelas equações

$$I_p = \frac{1}{2} |E_r|^2 (1 - \sin 2\theta_k) \tag{4}$$

$$I_s = \frac{1}{2}|E_r|^2(1+\sin 2\theta_k).$$
 (5)

Somando e subtraindo estas duas equações,

$$I_s + I_p = |E_r|^2 \tag{6}$$

$$I_s - I_p = |E_r|^2 \sin 2\theta_k \tag{7}$$

podemos retirar o ângulo de rotação de Kerr $\theta_k$ 

$$\theta_k = \frac{1}{2} \sin^{-1} \left( \frac{I_s - I_p}{I_s + I_p} \right). \tag{8}$$

Idealmente, seria possível medir tanto o valor de  $I_s + I_p$  como o de  $I_s - I_p$  e determinar a relação do ângulo de Kerr,  $\theta_k$ , com a magnetização. No entanto, o setup experimental utilizado, não permite a medição da soma das duas intensidades pelo que apenas será

feita uma análise qualitativa da magnetização como função do ângulo de orientação da amostra relativamente ao eixo fácil da mesma. Para isto, é necessário entender os conceitos de eixo fácil e difícil:

- Eixo fácil direção dentro do cristal segundo a qual o campo magnético aplicado, mesmo que baixo, é suficiente para obter a saturação da magnetização.
- Eixo difícil direção segundo a qual é necessário aplicar um campo magnético alto para obter a saturação da magnetização do cristal [1].

Para um material ferromagnético com energia de anisotropia  $E_a$  e com uma magnetização de saturação  $M_s$  inserido num campo magnético H prova-se que a energia total é

$$E = E_a + E_{ext} = K_u \sin^2 \phi + HM_s \cos(\theta - \phi) \quad (9)$$

onde  $K_u$  é uma constante da anisotropia e  $\phi$  e  $\theta$  são, respetivamente, os ângulos da magnetização e do campo externo em relação ao eixo fácil da amostra. Daqui, as condições de energia mínima são, para o eixo difícil

$$M = Ms \frac{H}{H_a} \tag{10}$$

e para o eixo fácil,

$$-\frac{2K_u}{M_s} < H < \frac{2K_u}{M_s} \Rightarrow H_c = \frac{2K_u}{M_s}.$$
 (11)

A Fig. 2 representa os ciclos histeréticos ideais (de M em função de H) considerando as conclusões das Eqs. 10 e 11 que indiciam uma relação linear de M com H, para o eixo difícil, e uma mudança abrupta de saturação negativa para positiva - e vice versa - no caso do eixo fácil [1].

A passagem gradual do ângulo  $\theta$  entre  $0^{\circ}$  e  $90^{\circ}$  implica uma redução sucessiva da àrea de um máximo até, idealmente, 0 para o eixo difícil. Como a àrea do ciclo é proporcional à energia armazenada no mesmo (Eq. 9), é de esperar que o campo coercivo,  $H_c$ , da amostra tenha uma dependência cosinusoidal no ângulo de rotação da mesma, sendo que é máximo para

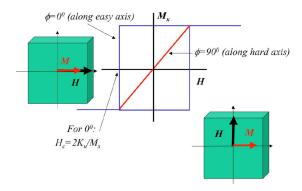


Figura 2: Ciclo histerético ideal para os eixos fácil e díficil [1].

 $\theta=0^{\rm o}$  (no eixo fácil) e mínimo para  $\theta=90^{\rm o}$  (eixo difícil),

$$H_c \propto cos(\theta)$$
. (12)

## 2 Montagem Experimental

A Fig. 3 ilustra uma montagem experimental semelhante à utilizada. Faz-se incidir a luz proveniente de um laser de HeNe numa amostra de um filme fino que se pretende analisar de modo a que a luz refletida passe por uma lâmina de  $\lambda/2$  e de seguida por um prisma de Wollaston que separa a luz nas suas componentes de polarização paralela e perpendicular cujas intensidades serão, finalmente, medidas por dois fotodíodos A e B.

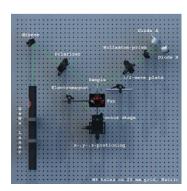


Figura 3: Setup experimental utilizado em [4].

No entanto, o esquema da Fig. 3 difere do utilizado em três pontos críticos. Por um lado, optou-se por trocar a posição do espelho e do polarizador com a do laser de modo que o ângulo incidente da luz na amostra se mantivesse igual. Por outro lado, o campo magnético para excitar a amostra não é produzido por um eletroíman mas por um par de bobinas de Helmoltz. Finalmente, o setup utilizado não faz uso do motor que permite a rotação automática da amostra pelo que se procedeu a essa rotação de forma manual. Assim, a Fig. 4 evidencia com maior precisão a montagem ótica utilizada para esta experiência.

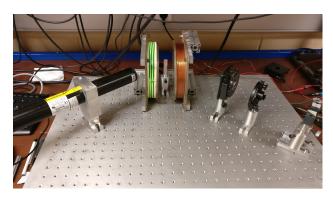


Figura 4: Setup experimental utilizado.

Para além desta montagem, existe também um osciloscópio onde serão introduzidos quatro sinais diferentes que serão analisados, simultaneamente, pelo programa de LabView de forma a medir os ciclos histeréticos. O sinal do canal 1 do osciloscópio é retirado diretamente da fonte de tensão utilizada para alimentar o circuito. Este sinal alimenta uma fonte bipolar que, por sua vez, se liga à série de bobinas de Helmoltz que produzem o campo magnético aplicado na amostra. O circuito é fechado por uma resistência ligada à fonte bipolar - aos terminais da qual se mede (no canal 3 do osciloscópio) a tensão aplicada nas bobinas. Finalmente, os fotodíodos A e B encontram-se ligados a um conjunto de amplificadores operacionais que calculam o sinal A + B (canal 2 do osciloscópio) e A - B (canal 4).

### 3 Procedimento Experimental

O procedimento experimental utilizado para retirar os dados foi o seguinte:

- 1. Efetuar a montagem de acordo com a Fig. 4;
- 2. Ligar laser e amplificadores operacionais para que atinjam um comportamento linear aquando da aquisição de dados;
- 3. Ligar fonte de tensão com uma onda triangular de 20V e frequência de 1.4Hz;
- 4. Medir campo magnético na amostra:
  - Ligar gaussímetro
  - Ligar fonte a 10V em modo DC metade da tensão pico a pico da onda triangular
  - Medir dos dois lados da amostra e fazer a média
- 5. Ligar osciloscópio;
- 6. Ligar programa de LabView com os parâmetros:
  - Nome da amostra a medir
  - Amplitude de campo magnético: medida anteriormente
  - Forma de onda: rampa
  - Frequência: 1.4Hz
  - Íman: Bobinas de Helmoltz
  - Número de pontos na média: 5
- 7. Verificar que todos os sinais se encontram no ecrã do osciloscópio e ajustar a lâmina de  $\lambda/2$  de modo que o sinal A-B seja  $\sim 0$  para uma escala de 100mV;
- 8. Começar a medir no programa de LabView;
- Verificar que, quando a aquisição começar, o sinal A-B se encontra no ecrã. Senão, ajustar para que tal se verifique;
- 10. Apontar o valor de tensão realmente fornecido pela fonte;



Figura 5: Referência para 0° da rotação da amostra.

- 11. Esperar que os ciclos histeréticos sejam medidos;
- Medir novamente o valor do campo magnético para uma tensão DC equivalente à fornecida pela fonte durante a medição;
- 13. Rodar a amostra e repetir desde o ponto 8.

A amostra foi medida para 17 iterações aproximadamente iguais de ângulos entre 0° e 360° sendo que a referência é a posição na Fig. 5. Os parâmetros medidos a cada ponto deste procedimento foram os seguintes:

- Ponto 4: 150Oe (a 10V DC)
- Ponto 10: 17.36V
- Ponto 12: 135Oe (a 17.36/2 = 8.68V DC)

#### 4 Resultados e Discussão

Obtidos os dados do magnetómetro, foi desenvolvido um script de Python que auxilia a análise de dados. Este utiliza os dados dos ficheiros 0.0MOKEsmoothed.dat, para cada um dos ângulos medidos, para desenhar os ciclos de histerese medidos e calcular a coercividade dos mesmos e a dependência angular da mesma. Assim, obtiveram-se os gráficos das Figs. 6 7 8.

Na Fig. 6 nota-se a evolução esperada do ciclo histerético de M(H) para variações do ângulo  $\theta,$  sendo

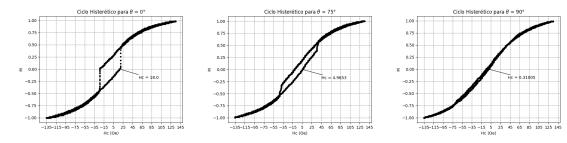


Figura 6: Ciclos de histerese para ângulos de rotação da amostra de 0°, 75° e 90°.

que se observa que o eixo fácil da amostra encontrase a  $0^{\circ}$  e o difícil a  $90^{\circ}$ . Em cada um destes eixos notam-se as características previstas, a transição de saturação negativa para positiva abrupta com um valor de  $H_c$  máximo (Eq. 11) para o eixo fácil e a dependência linear de M em H e um valor de  $H_c$  quase nulo, no caso do eixo difícil (Eq. 10).

Para cada um dos gráficos de ciclos de histerese, foram calculados os valores de  $H_c$  positivo e negativo (dos quais apenas o de  $H_c > 0$  é mostrado no gráfico. Foi obtida uma estimativa do erro de medição pela equação,

$$\Delta H_c = \frac{H_c^{pos} + H_c^{neg}}{2}. (13)$$

De modo a verificar a conclusão da Eq. 12, foi feito um ajuste pelo método dos mínimos quadrados disponibilizado pela biblioteca numpy [2] à função,

$$f(p_0, p_1, p_2, p_3, \theta) = p_0 * cos(\frac{2\pi}{p_1}\theta + p_2) + p_3$$
 (14)

para a qual os parametros  $p=[p_0,p_1,p_2,p_3]$  - correspondentes, respetivamente à amplitude, período, fase e bias DC - foram optimizados de forma a ajustar a função f aos dados experimentais. Na Fig. 7 mostra-se este ajuste juntamente com os pontos experimentais e o seu erro associado,  $\Delta H_c$ . Idealmente, este ajuste teria período de  $p_1^{final}=\pi$  já que  $H_c$  tem valor máximo sempre que o eixo fácil da amostra está alinhado com o campo externo  $(\theta=0,\pi,2\pi,\ldots)$  e, consequentemente, fase de  $p_2^{final}=0$ . Nota-se, também, neste gráfico que houve um aumento do valor de

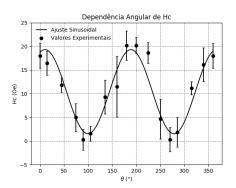


Figura 7: Ajuste sinusoidal ao gráfico de  $H_c(\theta)$ .

 $H_c$ para  $\theta \sim [180^{\circ}, 225^{\circ}]$  que pode ser explicado por uma flutuação do campo magnético externo aplicado pelas bobinas. Finalmente, conclui-se que o ajuste representa bem os dados obtidos pois, para a maior parte dos valores, encontra-se dentro do erro obtido pela Eq. 13.

Na Fig. 8 nota-se a dependência ângular de  $H_c$  em  $\theta$  numa representação polar onde se mostra, no eixo radial o valor de  $H_c$  e no eixo polar os ângulos  $\theta$  correspondentes. Assim, observa-se o comportamento esperado com  $H_c$  máximo para  $\theta=0^{\circ}$  (eixo fácil) e a diminuição do seu valor à medida que  $\theta$  se aproxima de  $90^{\circ}$  (eixo difícil) para depois voltar a aumentar até  $\theta=180^{\circ}$ . A forma em oito da dependência angular obtida aproxima-se da esperada para outros materiais ferromagnéticos [3]. O percurso contrário de  $\theta=180^{\circ} \rightarrow 270^{\circ} \rightarrow 360^{\circ}$  deveria ter um comportamento exatamente simétrico na situação ideal. No

entanto, tal não acontece pois ocorreu um aumento inesperado do valor de  $H_c$  para a gama de  $\theta$  observada na Fig. 7.

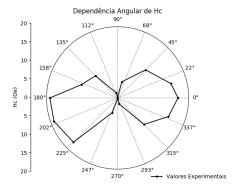


Figura 8: Representação polar dos valores de  $H_c$  como função de  $\theta$ .

### 5 Conclusões

Neste trabalho laboratorial foram medidos ciclos histeréticos M(H) para um filme fino de Ta/CoFeB/Ta utilizando um magnetómetro de efeito de Kerr. Foi estudada a dependência desses ciclos no ângulo entre o eixo fácil da amostra e o campo magnético aplicado,  $\theta$ . Desenvolveu-se um script de Python para analisar os dados de forma eficiente, desenhando os ciclos histeréticos e retirando o valor da coercividade  $H_c$  e do erro da sua medição  $\Delta H_c$ . Confirmou-se a forma cosinusoidal da função  $H_c(\theta)$  pela utilização de um ajuste utilizando o método dos mínimos quadrados. Finalmente, projetou-se esta dependência numa representação polar e conclui-se que esta se encontra de acordo com outros materiais ferromagnéticos.

### Referências

[1] https://ocw.mit.edu/courses/materials-science-and-engineering/3-024-electronic-optical-and-magnetic-properties-of-materials-spring-2013/lecture-notes/mit3\_024s13\_2012lec25.pdf, 2013.

- [2] https://docs.scipy.org/, October 2017.
- [3] P. Martínez-Ortiz, J.A. Pérez-Benitez, J.H. Espina-Hernández, F. Caleyo, and J.M. Hallen. On the estimation of the magnetic easy axis in pipeline steels using magnetic barkhausen noise. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 374(Supplement C):67 - 74, 2015.
- [4] J. M. Teixeira, R. Lusche, J. Ventura, R. Fermento, F. Carpinteiro, J. P. Araujo, J. B. Sousa, S. Cardoso, and P. P. Freitas. Versatile, high sensitivity, and automatized angular dependent vectorial kerr magnetometer for the analysis of nanostructured materials. Review of Scientific Instruments, 82(4):043902, 2011.