

PEEM: onde canta o SABIÁ?

Letícia Ramos de Oliveira e Victor Mendes de Holanda Lins

Professoras Orientadoras: Profa. Dra. Fanny Béron e Dra. Dayane Souza Chaves

Resumo: Este trabalho teve como objetivo estudar as condições experimentais e teóricas necessárias para a implementação de uma bobina no Microscópio de Fotoemissão de Elétrons na linha de luz SABIÁ do Laboratório Nacional de Luz Síncrotron - SIRIUS. Essa instalação é realizada visando a análise das respostas obtidas da interação de materiais cuja composição é desconhecida com campos magnéticos. Durante o desenvolvimento deste documento, foi realizada uma investigação teórica de aspectos termodinâmicos do aparato introduzido e, juntamente, foram realizadas previsões experimentais das respostas do sistema.

Agradecimentos

Agradecemos aos nossos pais, familiares e amigos pelo apoio constante.

Às professoras Fanny Béron e Dayane Chaves pela orientação exemplar durante esses últimos dois anos e por todas as nossas reuniões sempre muito divertidas e desafiadoras.

Ao auxílio de Júlio Criginski Cezar na conclusão do nosso trabalho, sua ajuda e participação foram essenciais.

À Mariana Vasconcellos pelo apoio e pelos apontamentos imprescindíveis em nossas reuniões.

Aos professores Leonardo Lima, Ricardo Matheus e Rickson Mesquita por nos introduzir e nos apresentar ao vasto e lindo mundo da ciência.

Ao professor Marcelo Guzzo por ser um diretor exemplar e sempre nos influenciar a seguirmos nossos sonhos.

I. Introdução

O PEEM (Photoemission Electron Microscopy), localizado na linha de luz Sabiá do LNLS (Laboratório Nacional de Luz Síncrotron - SIRIUS) é um microscópio que funciona com base no efeito fotoelétrico. Localizadas em câmaras de ultra alto vácuo, as amostras a serem analisadas são incididas com luz síncrotron fornecida pelo acelerador de partículas. Dessa forma, os elétrons da superfície do material da amostra são arrancados e acelerados por uma diferença de potencial de 15kV. No caminho, passam por uma série de “lentes” magnéticas e elétricas para ampliar a imagem e corrigir aberrações, incidindo, assim, em uma tela de fósforo. A partir dos padrões de contraste feitos pelos fotoelétrons no anteparo, é possível analisar principalmente 4 aspectos da amostra (ver fig. 1): topografia, estado químico, função trabalho e magnetismo.

No primeiro caso, as rugosidades da superfície influenciam a trajetória dos elétrons e podem criar padrões no anteparo.

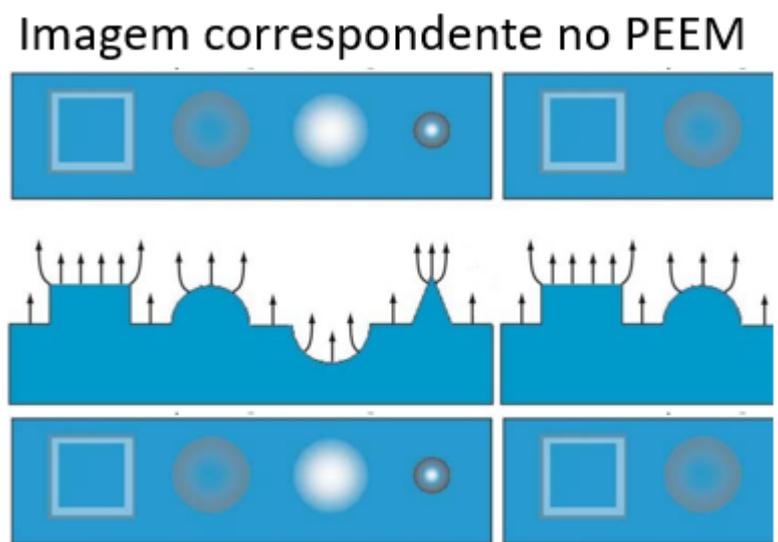


Figura 1. Topografia da amostra [2].

No caso do contraste por função trabalho, é possível observá-lo com muita precisão quando a amostra é composta por materiais que têm função trabalho (energia mínima do fóton para promover emissão de fotoelétron) diferentes, no caso particular em que a função trabalho de um dos materiais é maior que a energia dos fótons da fonte de luz, criando padrões como o da imagem a seguir, de um processo de oxidação de monóxido de carbono sobre um catalisador de platina. Aqui, a platina, de menor função trabalho, emite fotoelétrons que são detectados pelo sensor (contraste claro), e o oxigênio e o monóxido de carbono (contraste escuro) não os emite. Segundo esse mesmo princípio, é possível misturar microscopia com espectroscopia e variar a energia dos fótons incidentes para obter diferentes respostas, caracterizando assim a composição química localizada do material (ver fig. 2), tendo alto valor em campos como a geologia.

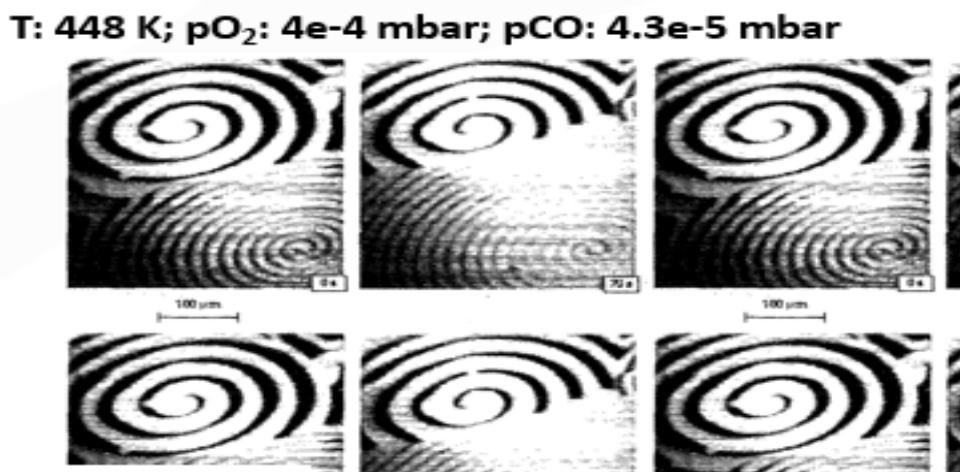


Figura 2. Imagem capturada utilizando as técnicas descritas [3].

Por fim, o tipo de contraste mais útil para o desenvolvimento do presente artigo é o dos domínios magnéticos do material, no qual a polarização da luz é ajustada para observar estruturas magnéticas que possuem dicroísmo magnético, isto é, o rendimento de absorção muda de acordo com a polarização da luz em relação ao domínio de magnetização, conforme a imagem a seguir em que o

contraste claro-escuro representa domínios de magnetização em diversas direções. Existem 3 tons de intensidade e diferentes magnetizações não necessariamente significam diferentes tons. Por exemplo, na figura 3, os domínios laterais apresentam magnetização oposta, porém têm o mesmo tom.

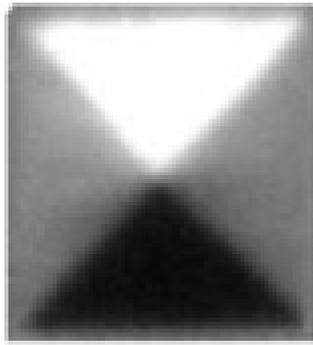


Figura 3. Exemplo de difração magnética. A figura possui tamanho de lado real de $4 \mu m$ [4].

É justamente no campo da análise do magnetismo das amostras que a pesquisa do presente artigo se faz útil. Visando uma análise mais aprofundada das características magnéticas dos materiais introduzidos, a possibilidade de acoplamento de uma bobina magnética começa a ser estudada. Sob esse prisma, as conseqüentes dificuldades apresentadas por sua montagem também surgem.

Visando a criação de campos magnéticos de até 0.2 T, o material e as dimensões do fio utilizado na sua montagem se tornam mais um obstáculo. Afinal, fios mais finos possibilitam que um maior número de voltas seja dado, criando, assim, campos mais intensos. Contudo, em decorrência da minimização de seu diâmetro, sua resistência aumenta drasticamente, e a possibilidade de superaquecimento se torna um problema significativo.

Além disso, também deve-se pensar em como minimizar a interação entre os elétrons emitidos e o campo aplicado, já que podem haver desvios de trajetória decorrentes da força magnética aplicada.

Com isso, na seção II, nós iremos analisar teoricamente os problemas térmicos e magnéticos aqui listados. Na seção III, descreveremos experimentalmente quais as expectativas para a implementação da micro bobina, já que ela ainda não foi instalada na linha de luz SABIÁ.

II. Fundamentação Teórica

Análise da Potência Dissipada pela Bobina.

Levando em consideração que a construção da bobina impõe que sejam criadas várias camadas de modo a aumentar o número de voltas dadas pelo fio de cobre. Isso impacta diretamente na resistência da bobina e, conseqüentemente, na potência dissipada.

Somando todas as camadas de fio que compõem a bobina, chega-se na seguinte expressão para a sua resistência:

$$R(d_f) = \frac{\rho l}{A} = \frac{4\rho}{\pi(d_f - 2e)^2} \left[\frac{2\pi L}{d_f^2} \left(r_t r_{\text{útil}} - \frac{r_{\text{útil}}^2}{2} \right) \right] \quad (1)$$

em que L é comprimento da bobina (8mm), l é comprimento total de fio utilizado, ρ representa a resistividade do material do fio (cobre), d_f é o diâmetro do fio, e a espessura do revestimento elétrico do fio, r_t raio total da bobina (4 mm) e $r_{\text{útil}} \equiv r_t - 1 \text{ mm}$ (raio total menos espaçamento interno criado para refrigeração do sistema).

Com isso, sabendo que

$$B = \frac{r_{\text{útil}} \mu_0 I}{d_f^2} \quad (2)$$

Em que $B \equiv$ campo magnético gerado, $I \equiv$ corrente que passa pelo fio e $\mu_0 \equiv$ permeabilidade magnética do vácuo.

Considerando a bobina como sendo composta por um material ôhmico, tem-se que

$$P_{\text{diss}} = R(d_f) \cdot I^2(B) \quad (3)$$

$$\therefore P_{\text{diss}}(d_f, B) = \frac{4\rho B^2}{r_{\text{útil}} \mu_0^2} \left[2l \left(r_t - \frac{r_{\text{útil}}}{2} \right) \right] \frac{d_f^2}{(d_f - 2e)^2} \quad (4)$$

Analisando a equação (19) graficamente, temos o seguinte comportamento apresentado pela potência dissipada (P_{diss}):

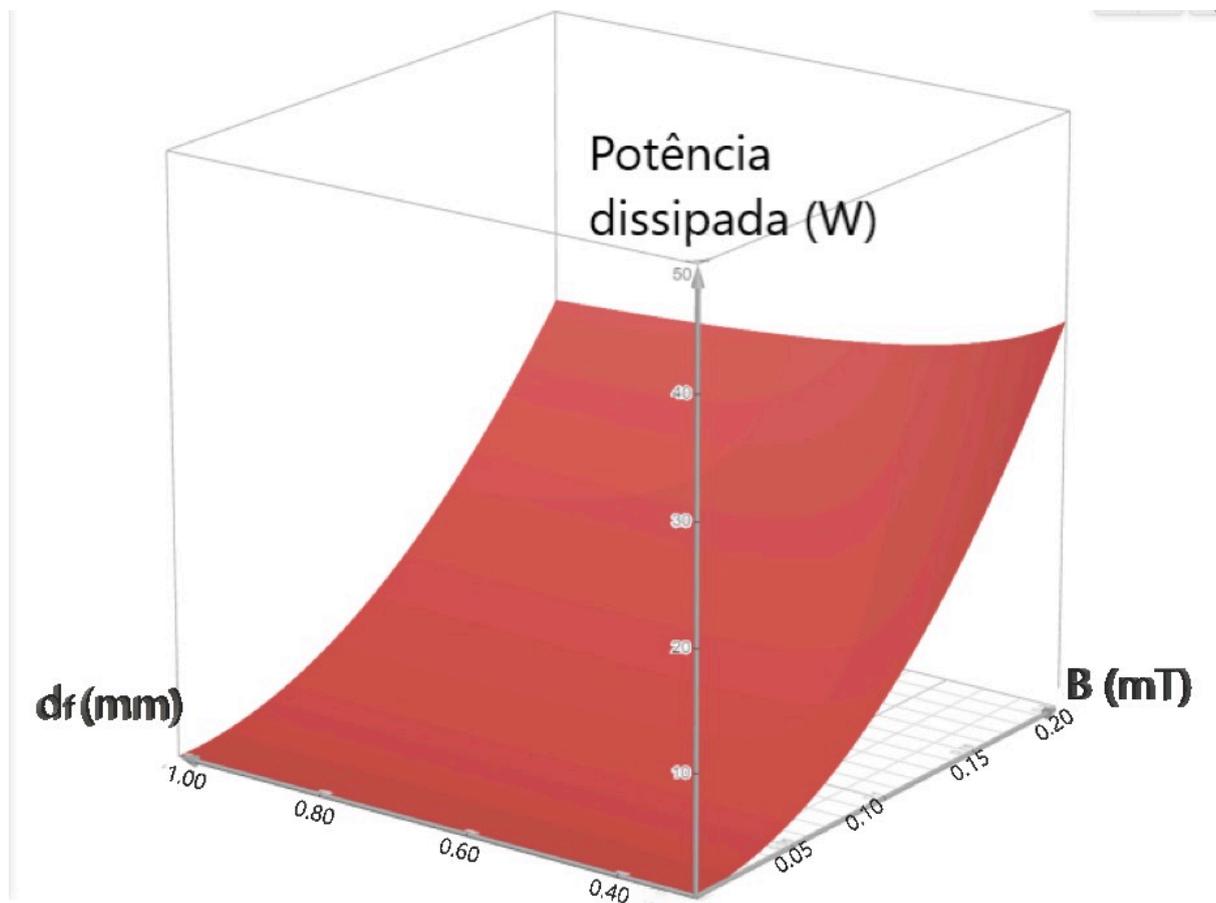
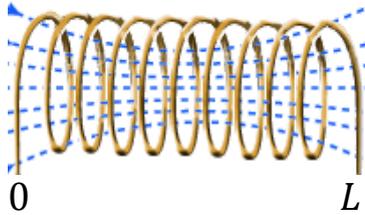


Figura 4. Gráfico de dependência da potência dissipada com o diâmetro do fio e do campo magnético gerado: Potência dissipada em Watts; Campo magnético em tesla (de 0 a 0.2) (x); diâmetro do fio em milímetros (de 0.3mm a 1mm).

As seguintes seções não são o foco deste trabalho, mas se mostram de extrema importância para o entendimento e desenvolvimento do aparato aqui descrito.

Análise Térmica da Bobina.

Seja $T(x,t)$ a temperatura de um ponto da bobina em um certo instante de tempo. Segundo [5], pode-se fazer uma analogia da propagação de calor com aquecimento por difusão, chegando, assim, na seguinte equação:



$$\frac{\partial T}{\partial t} = D \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (5)$$

Percebe-se que essa expressão é bastante parecida com a equação de onda em que o período de aquecimento é o período dos pulsos. Logo, temos que:

$$T(x, t) \propto \exp[i(kx - \omega t)] \quad (6)$$

Substituindo (2) em (1)...

$$i\omega = Dk^2 \quad (7)$$

que se torna

$$k = \pm (1 + i)\sqrt{\frac{\omega}{2D}} \quad (8)$$

A parte espacial da onda pode ser, então

$$\exp[(i - 1)\sqrt{\frac{\omega}{2D}}x] \quad (9)$$

ou

$$\exp[(-i + 1)\sqrt{\frac{\omega}{2D}}x] \quad (10)$$

Perceba que (5) explode para $x \rightarrow -\infty$ e (6) para $x \rightarrow \infty$. Como não queremos soluções que explodam para $x \rightarrow \infty$, a resposta geral para (1) é

$$T(x, t) = \sum_{\omega} A(\omega) \exp(i\omega t) \exp[(i - 1)\sqrt{\frac{\omega}{2D}}x] \quad (11)$$

Cujo somatório é expresso em todas as possíveis frequências de emissão.

As condições de contorno para (7) são:

$$T(0, t) = T_0 + \Delta T \text{sen}(\Omega t) \quad (12)$$

Ou seja,

$$T(0, t) = \sum_{\omega} A(\omega) \exp(i\omega t) \quad (13)$$

Com isso, aplicando as condições de contorno...

$$A(0) = T_0$$

$$A(-\Omega) = \frac{\Delta T}{2}$$

$$A(\Omega) = \frac{\Delta T}{2}$$

Para $L \geq x \geq 0$, tem-se que

$$T(x, t) = T_0 + \frac{\Delta T}{2} e^{-\frac{x}{\delta}} \text{sen}(\Omega t)$$

Em que $\delta = \sqrt{\frac{2D}{\Omega}}$. D é o coeficiente de difusão da bobina. Ele pode ser

escrito com a razão entre a condutividade térmica e a capacidade térmica do cobre.

Pelos princípios de conservação de carga, toda a corrente que entra na bobina sai dela. Logo, a parte espacial é constante para todo x , visto que ela esquenta uniformemente.

$$T(t) = T_0 + \frac{\Delta T}{2} e^{-\frac{L}{\delta}} \text{sen}(\Omega t) \quad (14)$$

Analisando a equação 10 graficamente, tem-se que:

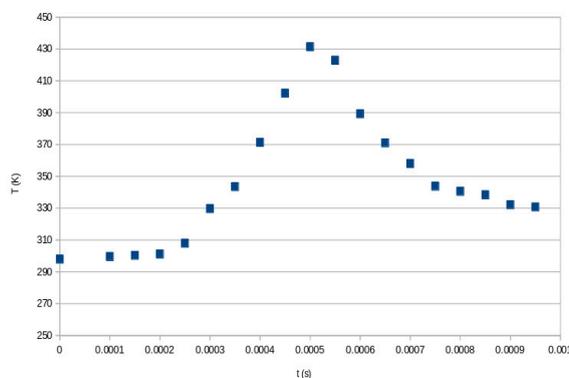


Figura 4. Análise da dependência da temperatura (T) da bobina com o tempo (t). Valores retirados a partir de previsões experimentais.

Análise Magnética da Interação da Bobina com a Amostra.

O objetivo deste subtópico é discutir a interação do campo produzido pela bobina com uma amostra de material magnético. O interesse principal é prever a variação da magnetização dos materiais introduzidos com o tempo a partir do aumento do campo efetivo do aparato.

Segundo [6], a equação que melhor descreve o movimento do vetor magnetização M em uma amostra é

$$\frac{1}{\gamma} \frac{\partial M}{\partial t} = - M \times H_{eff} \quad (15)$$

em que H_{eff} é o campo magnético estático total agindo na amostra, m_e é a massa do elétron, e é a sua respectiva carga e $\frac{1}{\gamma} = \frac{2m_e}{e \cdot [-2(1 + \frac{\alpha}{2\pi} + \dots)]}$, em que α a constante de estrutura fina do material.

Ademais, sabendo que os materiais que estão sendo estudados podem apresentar comportamento ferromagnético, ou seja, podem possuir campo magnético intrínseco, o campo total efetivo (H_{eff}) pode ser escrito da seguinte forma:

$$H_{eff} = H_{bobina} + H_{ani} + H_{shape} \quad (16)$$

na qual H_{ani} é a soma do campo gerado pela anisotropia dos spins do material e

$$H_{shape} \equiv -4\pi(N_x M_x \hat{x} + N_y M_y \hat{y} + N_z M_z \hat{z}) \quad (17)$$

com N_i sendo o fator de desmagnetização na i -ésima direção, ou seja, $i = x, y, z$.

Para mais detalhes sobre a equação 13 e os fatores de desmagnetização, veja Carlos E. Solivarez (1981) [7].

Como sempre, a magnetização tende a se alinhar com o campo efetivo para minimizar o Energia Zeeman do sistema . Isto só pode ser obtido através da introdução de uma termo de amortecimento fenomenológico adicional, formando a chamada Equação de Landau–Lifshitz:

$$\frac{\partial M}{\partial t} = - M \times H_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} M \times \frac{\partial M}{\partial t} \quad (18)$$

em que α é a constante de amortecimento fenomenológica e M_s é a magnetização de saturação.

Por fim, a equação 14 é transformada em

$$\frac{\partial M}{\partial t} = - \frac{\gamma}{1+\alpha^2} [M \times H_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} M \times \frac{\partial M}{\partial t}] \quad (19)$$

As simulações numéricas são realizadas integrando (15) usando um padrão, Algoritmo Runge-Kutta incorporado e auto-otimizado [8].

A equação 15 pode ser interpretada graficamente da seguinte forma:

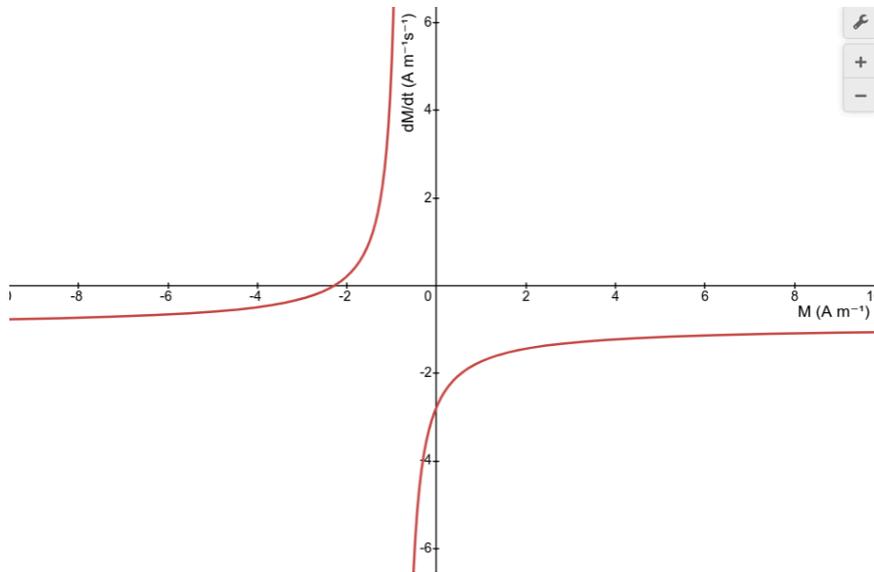


Figura 5. Gráfico de $\frac{\partial M}{\partial t}$ em função do vetor magnetização M e do tempo t . Equação 19.

III. Fundamentação Experimental

A partir das previsões teóricas das seções passadas, foi possível definir um modelo experimental para a bobina que minimiza a potência dissipada e maximiza o campo. Evidentemente, com esse fim, o raio do fio deveria ser o maior possível, de acordo com o gráfico e o modelo, pois dessa forma a espessura da proteção isolante do fio, que não contribui para a passagem de corrente e aumento do campo seria mais desprezível em relação ao diâmetro do fio que realmente conduz corrente. Entretanto, por conta de dificuldades experimentais maiores de se usar fios muito grossos, foi definido inicialmente para testagem o uso de fios com diâmetro de 0.5mm, garantindo baixa potência dissipada (aproximadamente 28W vs 22W com o uso de fios muito grossos) e maior maleabilidade. Dessa forma, segue as propriedades finais da bobina escolhida:

Diâmetro do fio de cobre	Espessura do isolamento	Comprimento total do fio	Resistência da bobina	Massa total	Capacidade térmica da bobina
0,5mm	25µm	1,508m	0,127ohms	2,65g	1,021J/°C

A restrição extrema de espaço, podendo ser usado apenas a ponta do porta cap, de 8mm de diâmetro por 8mm de altura, conforme a figura 6, se apresentou como outro grande desafio experimental para o design do projeto. O fato do projeto ser feito em um espaço tão limitado e no ultra alto vácuo dá voz a questionamentos sobre o resfriamento do sistema. De fato, na ausência de um sistema ativo de resfriamento, e utilizando campos magnéticos constantes no tempo, uma potência de 28W (necessária para chegar ao campo de 200mT). Considerando a massa da bobina, de 2.65g, e o calor específico do cobre, obtemos um resultado aproximado de que o sistema esquentaria em 28.58°C por segundo. Assim, é necessário que

sejam utilizados campos pulsados, com espaçamento adequado entre os pulsos para permitir um melhor resfriamento. Além disso, a possibilidade de se utilizar resfriamento ativo no núcleo da bobina através de materiais condutores térmicos e não-magnéticos, como alumínio ou cobre possibilitaria uma melhor transferência de calor e mitigação ainda maior do problema de superaquecimento.



Figura 6. Espaço disponível no porta caps do PEEM para uma bobina.

Por fim, é interessante analisar outras possíveis soluções para permitir essa aplicação de campo. As duas alternativas ao projeto aqui proposto são:

- 1) O uso de microbobinas, ou seja, espiras com raio muito pequeno que criam campos magnéticos muito altos no centro que também decaem rapidamente.
- 2) O uso de núcleos ferromagnéticos no núcleo da bobina, para permitir chegar a campos altos com um menor H aplicado pela bobina. Esse projeto foi descontinuado por ora por conta de problemas relacionados à magnetização remanescente do material do núcleo, porém também é interessante estudar as alternativas para mitigar esse problema, por exemplo com pulsos que revertem a direção da corrente ao final de um período para zerar a magnetização remanescente da curva de histerese do material do núcleo.

IV. Conclusão

Dessa forma, através desse trabalho, percebe-se que a introdução de uma bobina do PEEM para a análise da interação dos materiais estudando com campos magnéticos apresenta diversos obstáculos na sua realização. Além disso, a descrição analítica de suas características muitas vezes não é possível ser obtida, fazendo, assim, com que recorramos a métodos de análise numéricos e previsões experimentais simplificadas.

Ademais, sabendo que o aparato aqui estudado ainda não está em funcionamento, deve-se ficar claro que tudo aqui escrito são previsões teórico-experimentais do sistema. Nessa lógica, é provável que em dias futuros alguns dos valores aqui encontrados estejam equivocados.

Por fim, é válido notar a surpreendente evolução do conhecimento humano, tendo em mente que, há 100 anos, a existência de identidades físicas como o spin era duramente contestada e hoje em dia são tão profundamente estudadas. No futuro, com o aprimoramento das respectivas técnicas experimentais, espera-se atingir grandes avanços na física e na ciência como um todo.

V. Referências

[1] Aballe L, Foerster M, Pellegrin E, Nicolas J, Ferrer S. The ALBA spectroscopic LEEM-PEEM experimental station: layout and performance. *J Synchrotron Radiat.* 2015 May;22(3):745-52. doi: 10.1107/S1600577515003537. Epub 2015 Apr 9. PMID: 25931092; PMCID: PMC4416685.

[2] J. Stohr and S. Anders, "X-ray spectro-microscopy of complex materials and surfaces," in *IBM Journal of Research and Development*, vol. 44, no. 4, pp. 535-551, July 2000, doi: 10.1147/rd.444.0535.

Disponível em: <https://ieeexplore.ieee.org/document/5389150>

[3] Nettesheim, Stefan & Oertzen, A. & Rotermund, Harm & Ertl, G. (1993). Reaction Diffusion Patterns in the Catalytic CO-oxidation on Pt(110): Front Propagation and Spiral Waves. *J. Chem. Phys.*. 98. 9977-9985. 10.1063/1.464323.

Disponível em: https://www.researchgate.net/publication/224043970_Reaction_Diffusion_Patterns_in_the_Catalytic_CO-oxidation_on_Pt110_Front_Propagation_and_Spiral_Waves

[4] Finizio, S & Kronenberg, A & Vafae Khanjani, Mehran & Foerster, M & Litzius, Kai & Lucia, A & Menteş, Tevfik & Aballe, Lucia & Krüger, Benjamin & Jourdan, Martin & Kläui, M. (2015). Magnetic configurations in nanostructured Co₂MnGa thin film elements. *New Journal of Physics.* 17. 10.1088/1367-2630/17/8/083030.

Disponível em: https://www.researchgate.net/publication/282937779_Magnetic_configurations_in_nanostructured_Co2MnGa_thin_film_elements

[5] BLUNDELL, Stephen J. *Concepts in Thermal Physics*. Second Edition. 2006. Disponível em: http://students.aiu.edu/submissions/profiles/resources/onlineBook/W5S8i2_Thermal_Physics.pdf

[6] Fassbender, J. (2003). Magnetization Dynamics Investigated by Time-Resolved Kerr Effect Magnetometry. In: Hillebrands, B., Ounadjela, K. (eds) *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures II*. Topics in Applied Physics, vol 87. Springer, Berlin, Heidelberg. https://doi.org/10.1007/3-540-46097-7_3

[7] C. Soliverz, "Magnetostatics of anisotropic ellipsoidal bodies," in *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 17, no. 3, pp. 1363-1364, May 1981, doi: 10.1109/TMAG.1981.1061200.

Disponível em: https://www.academia.edu/1538318/Magnetostatics_of_Anisotropic_Ellipsoidal_Bodies

[8] Tsitouras, Charalampos & Famelis, Ioannis & Simos, T.. (2011). On modified Runge-Kutta trees and methods. Computers & Mathematics with Applications. 62. 2101-2111. 10.1016/j.camwa.2011.06.058.

Disponível em: <http://users.uoa.gr/~tsitourasc/ModifiedRK.pdf>